

**ВПЛИВ РАДІАЦІЇ НА РОБОТУ БІПОЛЯРНИХ ТРАНЗИСТОРІВ.  
Ч.2. ВПЛИВ РАДІАЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА РЕКОМБІНАЦІЙНІ  
ВТРАТИ ПОВНИЙ РОЗРАХУНОК**

Аналітичним шляхом досліджено вплив радіаційного випромінювання на роботу напівпровідникових приладів, зокрема, на величину радіаційних втрат в базі біполярного транзистора. Особливо проаналізовано вплив випромінювання на радіаційні втрати в емітері, в шарі об'ємного заряду емітерного переходу та на поверхні транзистора. Показано, що рекомбінаційні втрати в тонкому емітері практично не залежать від радіаційного випромінювання, а рекомбінаційні втрати на поверхні транзистора залежать від величини радіаційної зміни швидкості поверхневої рекомбінації, а отже і від дози поглинутого радіаційного випромінювання.

Ключові слова: радіація, радіаційні втрати, рекомбінація, біполярний транзистор, емітер, шар об'ємного заряду емітерного переходу, поверхня транзистора.

V.S. OSADCHUK, YU.S. KRAVCHENKO, V.I. KOLOMIETS  
Vinnitsia National Technical University

**EFFECT OF RADIATION ON BIPOLAR TRANSISTOR WORK.  
PART 2. RADIATIVE RECOMBINATION RADIATION LOSS COMPLETE CALCULATION**

Abstract – By analytical way influence of radiation on operation of semiconductor items, in particular, on value of radiation losses in basis of the bipolar transistor is probed. Separately influence of radiation on radiation losses in the active and passive basis of the transistor is analyzed. It is shown that the main source of radiation losses in the active basis is the increase in lifetime of unbalanced charge carriers. At the same time, radiation losses in passive basis of the transistor, are generally also connected to change of lifetime of charge carriers, but this influence isn't so considerable, as in the active.

Keywords: radiation, radiation losses, recombination, bipolar transistor emitter space charge layer emitter junction of transistor surface.

**Вступ**

Дія радіації на роботу напівпровідникових приладів [1–6], насамперед, пов'язана з появою в структурі напівпровідника зворотних та незворотних радіаційних ефектів, які призводять до змін їх електрофізичних параметрів, ускладнюючи умови ефективного використання різноманітних електронних засобів, що знаходяться в зоні такого впливу [8–16]. В той же час, деякі з цих ефектів, що мають зворотний характер і пов'язані з короточасним зростанням концентрації вільних носіїв заряду, а, значить, і короточасною зміною параметрів відповідного електронного пристрою, можуть бути використані для створення сенсорів радіації [7].

Мета даної роботи – дослідити вплив радіаційного випромінювання на роботу напівпровідникових приладів, зокрема, на величину радіаційних втрат в базі біполярного транзистора.

**Аналіз проблеми**

Вплив радіаційного випромінювання на рекомбінаційні втрати в емітері

Оскільки умови рекомбінації для інжектованих електронів залежать від співвідношення глибини залягання емітерного переходу  $W_E$  і дифузійної довжини електронів в емітері  $L_E$  [17–18] тому розглянемо два граничні випадки  $W_E \gg L_E$  і  $W_E \ll L_E$ .

**Рекомбінаційні втрати в емітері при товстому емітері.**

Нехай емітер легований рівномірно з середньою концентрацією домішки  $\bar{N}_E$ . Розподіл інжектованих носіїв заряду в цьому випадку має вигляд:

$$n_E(x) = n_E(0) \exp\left(-\frac{x}{L_E}\right), \quad (1)$$

де  $n_E(0) = n_{p0}(x) \exp\left(\frac{qV_{EE}}{kT}\right)$  – концентрація неврівноважених електронів на межі шару просторового

заряду емітерного переходу зі сторони емітера,  $\bar{L}_E$  – усереднене по координаті  $x$  значення дифузійної довжини в емітері,  $n_{p0}(x)$  – рівноважна концентрація електронів на межі шару просторового заряду емітерного переходу зі сторони емітера. Представимо інжекційний струм у вигляді дифузійного струму на відповідній межі шару просторового заряду  $p$ - $n$  переходу:

$$J_I = qS_E \bar{D}_E \frac{dn}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{qS_E \bar{D}_E n_E(0)}{\bar{L}_E} = \frac{qS_E \bar{D}_E n_E(0)}{\bar{L}_E} \exp\left(\frac{qV_{EE}}{kT}\right) =$$

$$= \frac{qS_E \bar{D}_E n_i^2}{\bar{L}_E N_E(0)} \exp = \frac{qS_E \bar{D}_E n_i^2}{\bar{L}_E N_E(0)} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right). \quad (2)$$

де  $N_E(0)$  – концентрація типозадаючої домішки в емітері поблизу об’ємного заряду емітерного переходу.

Тоді враховуючи (1) і (2) запишемо вираз рекомбінаційних втрат в емітері:

$$R_E = \frac{\bar{D}_E \bar{N}_A S_E W_A}{D_A N_E(0) S_{EA} \bar{L}_E}. \quad (3)$$

Аналогічно як і в пасивній базі  $\bar{L}_E = \sqrt{D_E + \tau_E}$ , тому запишемо:

$$R_E(\Phi) = \frac{\bar{D}_E \bar{N}_A S_E W_A}{D_A N_E(0) S_{EA} \sqrt{\bar{D}_E}} \sqrt{\frac{1}{\tau_E} + \bar{k}_{\tau_E} \Phi}. \quad (4)$$

**Рекомбінаційні втрати в емітері при тонкому емітері.**

В цьому випадку розподіл інжектованих з бази електронів можна вважати лінійним. Надлишкова концентрація електронів  $n_E$  на кінцях цієї лінійної залежності визначаються граничними умовами на омичному контакті з одного боку ( $n_E(W_E) = 0$ ) і на межі об’ємного заряду – з іншого.

$$n_E(0) = n_{p0}(0) \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) - n_{p0}(0) \cong n_{p0}(0) \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right), \quad (5)$$

В цьому випадку для струму маємо:

$$J_I = qS_E \bar{D}_E \frac{dn}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{qS_E \bar{D}_E n_E(0)}{W_E} = \frac{qS_E \bar{D}_E n_E(0)}{W_E} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) = \frac{qS_E \bar{D}_E n_i^2}{W_E N_E(0)} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right), \quad (6)$$

Тоді вираз для рекомбінаційних втрат (враховуючи  $J_K = J_d \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right)$ ) матиме вигляд:

$$R_E = \frac{qS_E \bar{D}_E n_E(0) W_A N_A}{qS_{EA} \bar{D}_A n_E(0) W_E N_E(0) n_i^2} = \frac{\bar{D}_E \bar{N}_A W_A}{D_A N_E(0) W_E}. \quad (7)$$

В цьому випадку рекомбінаційні втрати в емітері практично не залежать від випромінювання.

**Вплив радіаційного випромінювання на рекомбінаційні втрати в шарі об’ємного заряду емітерного переходу**

Частина дірок при проходженні об’ємного заряду витрачається на рекомбінацію [17–18], для підтримки цього процесу витрачається частина базового струму  $J_{EII}$ . Використаємо його розрахунок виконаний Са-Нойсом-Шоклі для випадку одного рівня пастки:

$$J_{EII} = \frac{2qn_i W_{EII} S_E}{\sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}}} \frac{sh\left(\frac{qV_{EB}}{2kT}\right)}{\frac{q}{kT}(V_0 - V_{EB})} f(b), \quad (8)$$

де  $f(b) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{z^2 + 2bz + 1}$

$$b = \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) ch\left[\frac{E_t - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}\right)\right],$$

$$z_{1,2} = \sqrt{\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}} \exp\left(\frac{q}{kT}(V_0 - V_{EB})\right).$$

де  $E_t$  – енергія рівня пастки,  $E_i$  – енергія середини забороненої зони,  $\tau_{p0}$  і  $\tau_{n0}$  – параметри моделі рекомбінації Холла-Шоклі-Ріда,  $V_0$  і  $W_{EII}$  – контактна різниця потенціалів і товщина шару об’ємного заряду емітерного переходу.

В реальності при опроміненні створюється велика кількість рекомбінаційних центрів різного типу. Тому для розрахунків використовують емпіричну залежність струму рекомбінації в об’ємному заряді:

$$J_{EII} = J_{EII0} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{n_v kT}\right), \quad (9)$$

де  $J_{EII0}$  і  $n_v$  – емпіричні константи (значення  $n_v$  від 1 до 2 (ближче до 2) і залежить від характеру

рекомбінаційних центрів). Щоб визначити від чого залежить  $J_{EП0}$  порівняємо (8) і (9). Отримаємо:

$$J_{EП0} = \frac{2qn_i W_{EП} S_E}{\sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}}} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{qV_{EB}}{2kT}\right)}{\frac{q}{kT}(V_0 - V_{EB}) \exp\left(\frac{qV_{EB}}{n_V kT}\right)} f(b). \quad (10)$$

Якщо аргумент  $sh \gg 1$ , що завжди реалізується в активному режимі роботи, то:

$$\operatorname{sh}\left(\frac{qV_{EB}}{2kT}\right) = \frac{\exp\left(\frac{qV_{EB}}{2kT}\right)}{2}.$$

З врахуванням цього (10) прийме вигляд:

$$J_{EП0} = \frac{qn_i W_{EП} S_E}{\sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}}} \frac{\exp\left[\frac{qV_{EB}}{kT}\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n_V}\right)\right]}{\frac{q}{kT}(V_0 - V_{EB})} f(b). \quad (11)$$

Приймаючи до уваги, що товщина шару об'ємного заряду переходу залежить від прикладеної напруги по закону:

$$(V_{EП}) = W_0 \left(1 - \frac{V_{EП}}{V_0}\right)^{1/m}, \quad (12)$$

вираз (11) переписемо в вигляді:

$$J_{EП0} = \frac{qn_i W_0 S_E}{\sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}} \frac{V_0 q}{kT}} \frac{\exp\left[\frac{qV_{EB}}{kT}\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n_V}\right)\right]}{\left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{\frac{1}{m}-1}} f(b). \quad (13)$$

де  $m$  – коефіцієнт, що залежить від профілю розподілу домішки в переході і може змінюватись від двох (для різкого переходу) до трьох (для плавного переходу).

Підставимо (13) в (9) і отримаємо:

$$J_{EП} = \frac{qn_i W_0 S_E}{\sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}} \frac{V_0 q}{kT}} \frac{\exp\left[\frac{qV_{EB}}{kT}\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n_V}\right)\right]}{\left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{\frac{1}{m}-1}} f(b) \exp\left(\frac{qV_{EB}}{n_V kT}\right), \quad (14)$$

Таким чином, рекомбінаційні втрати в шарі об'ємного заряду емітерного переходу з врахуванням  $J_K = J_d \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right)$ :

$$R_{EП} = \frac{W_F \bar{N}_A W_0 S_E}{\sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}} n_i S_{EA} \bar{D}_A \frac{V_0 q}{kT}} \frac{\exp\left[\frac{qV_{EB}}{kT}\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n_V}\right)\right]}{\left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{\frac{1}{m}-1}} f(b) \exp\left(\frac{qV}{kT}\left[\frac{1}{n_V} - 1\right]\right). \quad (15)$$

### Вплив радіаційного випромінювання на рекомбінаційні втрати на поверхні

Оскільки на поверхні напівпровідникового кристалу існує значно більша густина рекомбінаційних центрів ніж в об'ємі, то вся активна поверхня кристалу, яка не зайнята омичними контактами, захищена плівкою діелектрика (діоксиду кремнію  $\text{SiO}_2$ ) [17, 19].

Внаслідок цього під дією іонізуючого випромінювання на межі розподілу напівпровідника і діелектрика виникають наступні ефекти:

- Руйнування напружених зв'язків, що призводить до появи додаткових поверхневих станів, тобто зростає поверхнева рекомбінація.

- Відбувається вивільнення з компенсованих зв'язків гідроксильних груп, тобто відновлюються обірвані зв'язки, які також стають центрами поверхневої рекомбінації.

Основним механізмом, що зумовлює руйнування напружених або компенсованих з'єднань є захоплення ними дірок, які генеруються випромінюванням, головним чином в  $\text{SiO}_2$ . Таким чином найбільш ефективно процес створення радіаційних центрів поверхневої рекомбінації має відбуватись, коли електричне поле в оксиді в процесі опромінення має таку полярність, що дірки дрейфують до межі розподілу діелектрик-напівпровідник.

Процесами рекомбінації дірок в діелектрику можна знехтувати за умови наявності поля в оксиді і швидкого видалення електронів до електрода з додатнім потенціалом, і вважати, що концентрація дірок, що

беруть участь в руйнуванні напружених з'єднань, пропорційна потужності дози випромінювання  $P$ , тоді можна записати:

$$\frac{dN_{st}}{dt} = k_{sdef} P (N_{sdef,0} - k_{st} N_{st}), \quad (16)$$

де  $N_{st}$  – густина створених випромінюванням центрів поверхневої рекомбінації,  $N_{sdef,0}$  – концентрація дефектних зв'язків до опромінення,  $k_{sdef}$  – коефіцієнт, що характеризує швидкість створення рекомбінаційних центрів,  $k_{st}$  – коефіцієнт, який вказує, яка кількість дефектних зв'язків йде на створення одного центра поверхневої рекомбінації.

Рішенням даного рівняння при початковій умові ( $t = 0, N_{st} = 0$ ) є:

$$N_{st} = \frac{N_{sdef,0}}{k_{st}} [1 - \exp(-k_{sdef} k_{st} D)], \quad (17)$$

де  $D = \int P(t) dt$  – поглинута доза радіації

Можливістю появи додатного заряду в об'ємі діелектрика в процесі опромінення можна знехтувати внаслідок того, що він з'являється лише при наявності достатньо великих полів в окисі, що не є типовим для підсилювального режиму роботи пристрою, в якому зміщення емітерного переходу не перевищує контактної різниці потенціалів, тому за основу розрахунку рекомбінаційних втрат при опроміненні можна взяти вираз (17).

Вважаючи, що основну частину в  $R_s$  складають втрати на поверхні емітерного переходу, можна використовувати для струму поверхневої рекомбінації емпіричний вираз, аналогічний виразу для струму об'ємної рекомбінації:

$$J_s = J_{s0} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{n_s kT}\right), \quad (18)$$

де  $n_s$  – деякий коефіцієнт в межах від 1 до 2, а

$$J_s(0) = qS_E s A_s, \quad (19)$$

де  $A_s$  – коефіцієнт пропорційності

Тоді

$$\Delta J_s = qS_E \Delta s A_s \exp\left(\frac{qV_{EB}}{n_s kT}\right), \quad (20)$$

З врахуванням цього отримуємо вираз для виміру рекомбінаційних втрат на поверхні від дози опромінення:

$$R_s(D) = \frac{J_s}{J_K} = \frac{qS_E \Delta s(D) A_s \exp\left(\frac{qV_{EB}}{n_s kT}\right)}{\frac{qS_{EA} \bar{D}_A n_i^2}{W_A \bar{N}_A} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right)} = \frac{\bar{N}_A W_A S_E \Delta s(D) A_s \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT} \left[\frac{1}{n_s} - 1\right]\right)}{S_{EA} \bar{D}_A n_i^2}. \quad (21)$$

Оскільки  $n_s \sim N_{st}$  то використовуючи (17) отримуємо:

$$R_s(D) = \frac{\bar{N}_A W_A S_E \Delta s_{нас} A_s \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT} \left[\frac{1}{n_s} - 1\right]\right) [1 - \exp(-k_s D)]}{S_{EA} \bar{D}_A n_i^2}, \quad (22)$$

де  $k_s = -k_{sdef} k_{st} D$ ;  $\Delta s_{нас}$  – максимальна величина радіаційної зміни швидкості поверхневої рекомбінації, що відповідає руйнуванню усіх дефектних зв'язків.

Таким чином було розглянуто всі складові рекомбінаційних втрат, які визначають зміни коефіцієнта передачі струму при опроміненні.

$$\text{Підставимо } R_{A\Phi} = t_A \frac{\int_0^{W_A} \frac{p(x)}{\tau_\Phi(x)} dx}{\int_0^{W_A} p(x) dx} = t_A \frac{\int_0^{W_A} \frac{p(x)}{\tau_0(x)} dx}{\int_0^{W_A} p(x) dx} + t_A \Phi \frac{\int_0^{W_A} k_\tau(x) p(x) dx}{\int_0^{W_A} p(x) dx}, R_{II}(\Phi) = R_{II0} \sqrt{1 + k_{\tau II} \bar{\tau}_{II0} \Phi},$$

(4), (15), (22) в  $\frac{1}{h_{21E}} = R_A + R_B + R_{EII} + R_I + R_S$  і отримуємо:

$$\frac{1}{h_{21E}} = \left[ t_A \frac{\int_0^{W_A} \frac{p(x)}{\tau_\Phi(x)} dx}{\int_0^{W_A} p(x) dx} = t_A \frac{\int_0^{W_A} \frac{p(x)}{\tau_0(x)} dx}{\int_0^{W_A} p(x) dx} + t_A \Phi \frac{\int_0^{W_A} k_\tau(x) p(x) dx}{\int_0^{W_A} p(x) dx} \right] + \left[ R_{II0} \sqrt{1 + k_{\tau II} \bar{\tau}_{II0} \Phi} \right] +$$

$$\begin{aligned}
& + \left[ \frac{\bar{D}_E}{D_A} \frac{\bar{N}_A}{N_E(0)} \frac{S_E}{S_{EA}} \frac{W_A}{\sqrt{\bar{D}_E}} \sqrt{\frac{1}{\tau_{E0}} + k_{\tau E} \Phi} \right] + \left[ \frac{\bar{N}_A W_A S_E \Delta s_{nac} A_s}{S_{EA} \bar{D}_A n_i^2} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT} \left[\frac{1}{n_s} - 1\right]\right) [1 - \exp(-k_s D)] \right] + \\
& + \left[ \frac{W_F \bar{N}_A W_0 S_E}{\sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}} n_i S_{EA} \bar{D}_A \frac{V_0 q}{kT}} \frac{\exp\left[\frac{qV_{EE}}{kT} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n_v}\right)\right]}{\left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{\frac{1}{m}-1}} f(b) \exp\left(\frac{qV}{kT} \left[\frac{1}{n_v} - 1\right]\right) \right]. \quad (23)
\end{aligned}$$

Нар. 1 наведені кількісні залежності всіх складових рекомбінаційних втрат і їх сума.

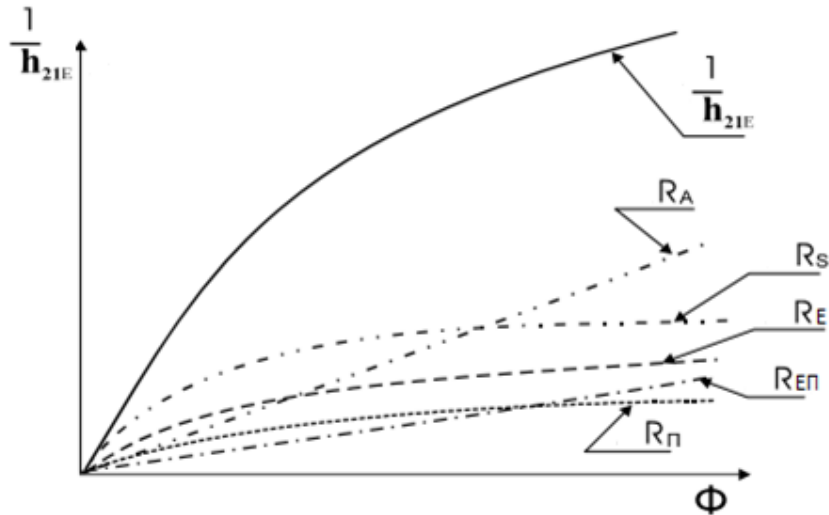


Рис. 1. залежність зміни зворотного коефіцієнта передачі струму транзистора і його складових від радіаційного випромінювання

На основі виразу (23), а також рис. 1 можна зробити висновок, що зі збільшенням радіаційного випромінювання будуть зростати рекомбінаційні втрати в транзисторі і як наслідок цього зменшуватиметься коефіцієнт передачі струму.

### Висновок

Аналітичним шляхом досліджено вплив радіаційного випромінювання на роботу напівпровідникових приладів, зокрема, на величину радіаційних втрат в базі біполярного транзистора. Окремо проаналізовано вплив випромінювання на радіаційні втрати в емітері, в шарі об'ємного заряду емітерного переходу та на поверхні транзистора. Показано, що рекомбінаційні втрати в тонкому емітері практично не залежать від радіаційного випромінювання, а рекомбінаційні втрати на поверхні транзистора залежать від величини радіаційної зміни швидкості поверхневої рекомбінації, а отже і від дози поглинутого радіаційного випромінювання.

### Література

1. Брудный В. Н. Влияние облучения электронами на электрические свойства арсенида галлия / В. Н. Брудный, С. В. Малянов, М. А. Кривов // Изв. Вузов. Физика. – 1966. – С. 132–134.
2. Брудный В. Н. Электрические и рекомбинационные свойства  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , облученного электронами / В. Н. Брудный, А. В. Войцеховский, М. А. Кривов и др. – ФТП, 1977. – С. 1540–1544.
3. Кононов Б. А. Радиационная физика неметаллических кристаллов : т. 3, ч. 2 / Б. А. Кононов, В. К. Струц. – К. : Наукова думка, 1971. – С. 154.
4. Кумахов М. А. Множественные процессы в теории взаимодействия ядерных частиц с кристаллами : дисс. ... канд. физ.-мат. наук / М. А. Кумахов / НИИЯФ, МГУ. – 1969.
5. Винецкий В. Л. Радиационная физика полупроводников / В. Л. Винецкий, Г. А. Холодарь. – К. : Наукова думка, 1976. – С. 336.
6. Хіврич В.І. Ефекти компенсації в напівпровідниках та сенсори радіації на цій основі : автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук / В.І. Хіврич – Одеса : ОНУМ, 2006. – 25 с.
7. Будяшкина С. В. Радиационные эквиваленты при действии ядерных излучений на материалы электроники. В кн.: Физическая химия в микроэлектронике / С. В. Будяшкина, В. И. Звягин, В. М. Ленченко. – Красноярск, 1976. – С. 3–21.
8. Губская В.И. Особенности радиационного дефектообразования в кремнии при альфа-облучении / В.И. Губская, П.В. Кучинский, В.М. Ломако, А.П. Петрунин // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиац. поврежденных и радиац. Материаловедение. – М., 1981. – С. 8.

9. Аброян И.А. Распределение дефектов по глубине при облучении кремния легкими ионами. В кн.: Ионная имплантация. Второй Советско-Американский семинар / И.А. Аброян, А.И. Титов. – Новосибирск, 1979. – С. 335–350.
10. Ходжаев Т. А. Исследование кинетики накопления радиационных дефектов / Т. А. Ходжаев, О. В. Гафуров, К. Д. Джанобилов // Материалы научной конференции [«Физика конденсированных средств»], посвященной памяти д.т.н. проф. Гафурова О. В. – Душанбе, 1999. – С. 53–55.
11. Ходжаев Т. А. Исследование кинетики введения дефектов Si n- и р- типа / Т. А. Ходжаев, О. В. Гафуров, Ю. М. Прохоцкий // Междунар. науч. техн. конф. «Физико-химическая исследования полупроводниковых диэлектрических и композиционных материалов». – Куляб, 2001. – С. 3.
12. Ходжаев Т. А. Образование радиационных дефектов в облученном Р-кремнии / Т. А. Ходжаев, О. В. Гафуров, Ю. М. Прохоцкий // Междунар. науч. техн. конф. «Физико-химическая исследования полупроводниковых диэлектрических и композиционных материалов». – Куляб, 2001. – Куляб, – 2001. – С. 5.
13. Ходжаев Т. А. Природа образования радиационных дефектов в облученном р-кремнии / Т. А. Ходжаев, О. В. Гафуров, Ю. М. Прохоцкий // Материалы междунар. конф. «Современные проблемы физико-механических свойств конденсированных сред». – Худжанд, 2002. – С. 112–114.
14. Першенков В. С. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных схем / В. С. Першенков, В. Д. Попов, А. В. Шальнов. – М. : Энергоатомиздат, 1986. – С. 256.
15. Лубченко А. Ф. Физические основы радиационной технологии твердотельных электронных приборов / А. Ф. Лубченко, В. А. Гирий, В. М. Кулаков. и др. – К. : Наукова Думка, 1976. – С. 200.
16. Брудный В.Н. Радиационные дефекты в арсениде галлия (обзор) / В.Н. Брудный, М.А. Кривов // Изв. Вузов. Физика. – 1980. – С. 64–75.
17. Кравченко Ю.С. Методичні вказівки до самостійної роботи з дисципліни «Твердотільна електроніка» щодо розрахунків транзисторів і транзисторних структур для студентів напрямів “Мікро- та наноелектроніка” і “Електронні пристрої та системи” : навчальний посібник / Ю.С. Кравченко, С.Ю. Кравченко. – Вінниця : ВНТУ, 2013. – С. 60.
18. Вологдин Е.Н. Радиационная стойкость биполярных транзисторов : навчальний посібник / Е.Н. Вологдин, А. П. Лисенко. – М. : НОЦ, 1999. – С. 101.
19. . Холодарь Г. А. Непрямая рекомбинация вакансий и междоузельных атомов в облученном кремнии / Г. А. Холодарь, Ю. В. Данковский, В. В. Конопляных. – ФТП, 1976. – С. 1712–1718.

## References

1. Brudnyy V. N. Vplyv oluchenye elektronamy na elektrychni vlastyosti arsenidu haliyu / V. N Brudnyy, S. V. Malyanov , M. A. Kryvov – Yzv. Vuziv. Fyzyka. – 1966 – С. 132–134.
2. Brudnyy V. N., Elektrychni ta rekombinatsyonnye vlastyosti CdxHgl – XTE , oprominennya elektronamy / V. N Brudnyy, A. V. Voytsekhovskyy , M. A. Kryvov ta in . – FTP . 1977. T. 11. Vyp. 8. – С. 1540–1544.
3. Kononov B. A. Radiatsiyna fizyka nemetalichnykh krystaliv. t.z , ch.2 / B. A. Kononov, V. K. Struts , – Kyiv, Naukova dumka, – 1971. – С. 154.
4. Kumiv M. A. Mnozhyhni protsesy v teorii vzayemodiyi yadernykh chastok z krystalamy. / M. A. Kumiv – Dyss. kand. fiz.mat . nauk, NDIYAF , MHU, – 1969
5. Vynetskaya V. L. Radiatsiyna fizyka napivprovidnykiv / V. L. Vynetskaya , H. A Kholodar – Naukova dumka . – 1976, – С. 336.
6. Khivrych V.I. Efekty kompensatsiyi u napivprovidnikakh ta sensoriv radiatsiyi na Tsiy Osнови : avtoreferat dysertatsiyi na zdobuttya naukovooho stupeniv doktora fizyko–matematychnykh nauk / V.I. Khivrych – Odesa : Onuma , – 2006. – С. 25.
7. Budyashkina S. V. Radiatsiyni ekvivalenty pry diyi yadernykh vyprominyuvan na materialy elektroniky. V kn . : Fyzichna khimiya v mikroelektronitsi / S. V. Budyashkina , V. I. Zvyahin , V. M. Lenchenko , – Krasnoyarsk , – 1976, – С. 3–21.
8. Hubska V. I. Osoblyvosti radiatsiynoho defektoutvorennya v kremniyi pry alfa– oprominenni . Pytannya atomnoyi nauky i tekhniky, ser. : Fyzyka radyats . poshkodzen i radyats . Materialoznavstvo / V. I. Hubska , P. V. Kuchynskyy, V. M. Lomako , A.P. Petrunyn . – 1981, – С. 8.
9. Abroyan I.A. Rozpodil defektiv po hlybini pry oprominenni kremniyu lehkyomy ionamy . V kn . : Ionna implantatsiya . Druhyy Radyansko – Amerykansky seminar . / I.A. Abroyan , A.I Tytov – Novosybirsk, – 1979, – С.335–350.
10. Khodzhaev T. A. Doslidzhennya kinetyky nakopychennya radiatsiynykh defektiv. Materialy naukovoyi konferentsiyi / T. A. Khodzhaev , O. V. Hafurov , K. D. Dzhano bilov – «Fizyka kondensovanykh zasobiv» svyashchennoyi pam'yati d.t.n. prof. Hafurova V. Dushanbe , – 1999, – С. 53–55.
11. Khodzhaev T. A. Doslidzhennya kinetyky vvedennya defektiv Si n– i r– typu. Mezhd. nauch. tekhn. konf. «Fizyko – khimichna doslidzhennya napivprovidnykovykh dielektrychnykh i kompozytsiynykh materialiv». / T. A. Khodzhaev , O. V. Hafurov , YU. M. Prokhotskiy . – Kulyab , – 2001. – С. 3.
12. Khodzhaev T. A. Osvita radiatsiynykh defektiv v oprominenomu R– kremniyi . Mezhd. nauch. tekhn. konf. «Fizyko – khimichna doslidzhennya napivprovidnykovykh , dielektrychnykh i kompozytsiynykh materialiv». / T. A. Khodzhaev , O. V. Hafurov , YU. M. Prokhotskiy . – Kulyab , – 2001. – С.5.
13. Khodzhaev T. A. Pryroda osvity radiatsiynykh defektiv v oprominenomu r– kremniyi . Materialy mezhd. konf. «Suchasni problemy fizyko–mekhanichnykh vlastyostey kondensovanykh seredovysch » . / T. A. Khodzhaev , O. V. Hafurov , YU. M. Prokhotskiy . – Khudzhand – 2002. – С. 112–114.
14. . Pershenkov V. S. Poverkhnevi radiatsiyni efekty v elementakh intehralnykh skhem. / V. S. Pershenkov , V. D. Popov, A. V. Shalnov M. : Vyshcha shkola, – 1986, – С. 256.
15. Lubchenko A. F. Fyzichni osnovy radiatsiynoyi tekhnolohiyi tverdotalnykh elektronnykh pryladiv. / A. F. Lubchenko , V. A. Hiriy , V. M. Kulakov. ta in – Kyiv : Naukova Dumka , – 1976. – С. 200.
16. Brudnyy V.N. Radiatsiyni defekty v arsenidi Haliya (ohlyad) / V.M. Brudnyy, M.A. Kryvov – Yzv. Vuziv. Fyzyka. – 1980. – С. 64–75.
17. Osadchuk V.S., Osadchuk V.O. Tranzystory . – Vinnytsya , VDTU, – 2003.
18. Volohdin E.N. Radiatsiyna stiykist bipolyarnykh tranzystoriv : navchalnyy posibnyk / O.M. Volohdin , A. P. Lysenko – Moskva: NOTS , – 1999. – С. 101
19. . Kholodar H. A. Nepryama rekombinatsiya vakansiy i mezhdozelynykh atomiv v oprominenomu kremniyi . / H. A. Kholodar , YU. V. Dankovskyy , V. V. Konoplyanykh , – Vynetskaya U FTP , – 1976, – С. 1712 –1718.