

**Министерство образования Российской Федерации**

**Российская академия наук**

**Центр «Интеграция»**

**Научно-образовательный центр Московского региона  
в области фундаментальных проблем радиационной  
физики твердого тела и радиационного материаловедения**

**Московский государственный институт  
электроники и математики  
(технический университет)**

**Э.Н. Вологдин, А.П. Лысенко**

**Радиационные эффекты в некоторых классах  
полупроводниковых приборов**

**Учебное пособие**

**Москва 2001 г**

Составители:

Э.Н.Вологдин

к.т.н. А.П.Лысенко

УДК 621.3.049.77: 539.16.04

Радиационные эффекты в некоторых классах полупроводниковых приборов. Учебное пособие по дисциплине «Радиационная стойкость полупроводниковых приборов и радиоэлектронных устройств».

Научно-образовательный центр Московского региона в области фундаментальных проблем радиационной физики твердого тела и радиационного материаловедения. НОЦ - Московский государственный институт электроники и математики.

Составители: Э.Н. Вологдин, А.П. Лысенко, М., 2001, 70 стр.

Основным содержанием учебного пособия является:

- рассмотрение вопросов влияния радиации на основные параметры выпрямительных диодов,
- рассмотрение вопросов влияния радиации на основные параметры полевых транзисторов с управляющим р-п-переходом, с барьером Шоттки и МДП-транзисторов,
- рассмотрение вопросов влияния радиации на основные параметры солнечных батарей.

Учебное пособие выполнено по координационному плану НОЦ на 2000 г.

Для студентов специальности 200100

Табл. 1, Ил. 25.

Рецензенты: к.т.н., профессор Мома Ю.А.

к.т.н., доцент МЭИ Чарыков Н.А.

## Содержание

Введение.....	4
1. Радиационные эффекты в выпрямительных диодах.....	5
2. Радиационные эффекты в полевых транзисторах.....	17
2.1. Радиационные эффекты в полевых транзисторах с управляющим <i>p-n</i> -переходом.....	17
2.2. Радиационные эффекты в полевых транзисторах с барьером Шоттки.....	29
2.3. Радиационные эффекты в МДП-транзисторах.....	32
3. Радиационные эффекты в солнечных батареях.....	59
Литература.....	70

## Введение

В процессе изготовления и эксплуатации полупроводниковые приборы и ИМС подвергаются действию излучений различного типа: рентгеновского, гамма-излучения, потоков протонов, электронов, нейтронов,  $\alpha$ -частиц, ионов. Источниками интенсивной радиации являются радиоактивные материалы, ядерные реакторы, протоны и электроны в радиационных полях Земли, солнечное и галактическое космическое излучение.

Излучение, взаимодействуя с твердым телом, вызывает ионизацию и смещение атомов решетки, изменяя тем самым структурные и электрофизические свойства материала, приводящие к изменению параметров полупроводниковых приборов. К структурным нарушениям в первую очередь относится образование первичных радиационных дефектов типа пар Френкеля (вакансия и междоузельный атом) в кристаллической решетке в результате упругого столкновения движущейся частицы с ядром атома или с атомом вещества; возможно также образование первичных дефектов в виде дивакансий. Вакансии и выбитые атомы могут перемещаться по твердому телу и приводить к образованию вторичных дефектов при взаимодействии друг с другом и с дефектами, существующими до облучения ( $A$ -,  $E$ -центры, дивакансии и др.). Учет влияния эффектов, происходящих при различных видах облучения на характеристики конкретного типа изделия ЭТ позволит выявить пути создания радиационно-стойкой РЭА.

В настоящем учебном пособии рассмотрены радиационные эффекты, происходящие в полевых транзисторах, выпрямительных диодах, солнечных батареях.

В пособии определены изменения основных параметров и характеристик рассмотренных приборов под действием проникающих излучений, указаны пути повышения их радиационной стойкости.

### 1. Радиационные эффекты в выпрямительных диодах

Выпрямительный диод – это наиболее простой прибор современной микроэлектроники. Его структура качественно изображена на рис.1а, а вольтамперная характеристика (ВАХ) – на рис.1б.

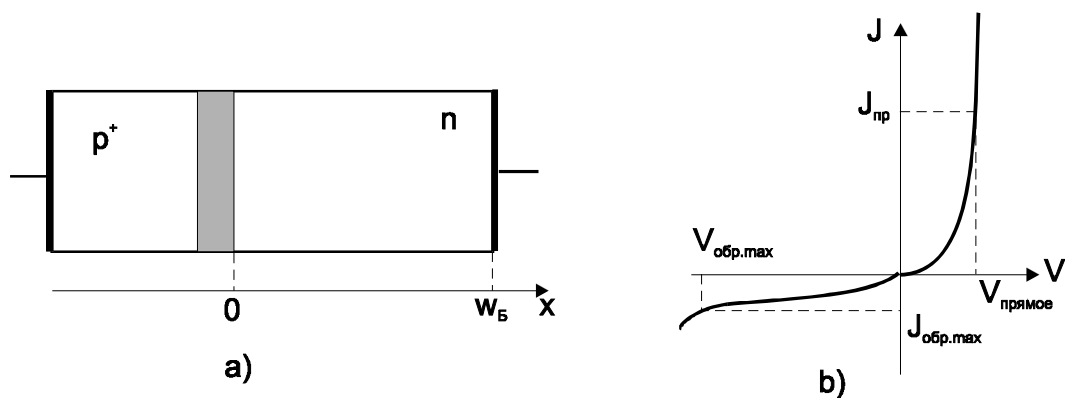


Рис.1. Условная конструкция выпрямительного диода (а) и его вольтамперная характеристика (б)

Обычно выпрямительный диод характеризуется двумя основными параметрами:

1) Прямым падением напряжения  $V_{\text{прям}}$  на диоде при каком-то заданном прямом токе. Очевидно, что эта величина должна быть как можно меньше.

2) Обратным током диода, т.е. током при каком-то заданном обратном смещении.

Рассмотрим, как радиационное воздействие влияет на эти основные параметры.

Прямое падение напряжения на диоде определяется суммой падений напряжения на объемном заряде  $p$ - $n$ -перехода и на базовой области диода:

$$V_{\text{прям}} = V_{p-n} + V_{\text{базы}}. \quad (1)$$

Падением напряжения на омических контактах пренебрегаем. Рассмотрим каждую из этих составляющих отдельно.

### Прямое падение напряжения на $p-n$ -переходе

Величина прямого падения напряжения на  $p-n$ -переходе будет определяться по-разному в зависимости от уровня инжекции и от того, толстая или тонкая база у диода. Поскольку выпрямительные диоды не работают при низких уровнях инжекции, то необходимо разобрать только случаи среднего и высокого уровня инжекции.

#### А). Толстая база (толщина базы $w_B \gg$ диффузионной длины неосновных носителей заряда в базе $L_B$ ); средний уровень инжекции ( $\Delta p < N_B$ )

Для среднего уровня инжекции токами рекомбинации в объемном заряде перехода можно пренебречь и считать, что в прямом токе преобладает инжекционная компонента:

$$J = J_S \cdot \left( \exp \frac{q \cdot V_{p-n}}{kT} - 1 \right), \quad (2)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$ - абсолютная температура,  $q$  - заряд электрона,  $J_S$  - ток насыщения, который для толстой базы определяется известным соотношением [1]:

$$J_S = \frac{q \cdot S_{p-n} \cdot n_i^2}{N_B} \cdot \sqrt{\frac{D_B}{\tau_B}}, \quad (3)$$

где  $n_i$  - концентрация собственных носителей заряда полупроводника,  $N_B$ - концентрация легирующей примеси в базе диода,  $S_{p-n}$ - площадь  $p-n$ -перехода,  $D_B$ - коэффициент диффузии неосновных носителей заряда в базе,  $\tau_B$  - время жизни неосновных носителей заряда в базе.

С учетом (3) выражение для прямого тока приобретает вид:

$$J = \frac{q \cdot S_{p-n} \cdot n_i^2}{N_B} \cdot \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \left( e^{\frac{q \cdot V_{p-n}}{kT}} - 1 \right) \quad (4)$$

Если диод работает не при малых уровнях инжекции, то единицей в (4) можно пренебречь. Тогда для прямого падения напряжения на  $p$ - $n$ -переходе получим следующее выражение:

$$V_{p-n} = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left( \frac{J \cdot N_B}{q \cdot S_{p-n} \cdot n_i^2} \cdot \sqrt{\frac{\tau_B}{D_B}} \right). \quad (5)$$

Под воздействием радиации может меняться время жизни неосновных носителей заряда  $\tau_B$  и эффективная концентрация типозадающей примеси  $N_B$  (т.е. основных носителей заряда) в базе диода (изменением подвижности, как эффектом третьего порядка малости, пренебрегаем). Для этих параметров (в случае кремниевых диодов) имеем следующие зависимости от интегрального потока  $\Phi$  воздействующих частиц (см. [2]):

$$N_B(\Phi) = N_B(0) \cdot \exp(-K_N \Phi); \quad (6)$$

$$\frac{1}{\tau_B(\Phi)} = \frac{1}{\tau_B(0)} + K_\tau \cdot \Phi, \quad (7)$$

где  $K_N$ - коэффициент радиационного изменения концентрации основных носителей заряда,  $K_\tau$ - коэффициент радиационного изменения времени жизни.

Тогда

$$V_{p-n}(\Phi) = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left( \frac{J \cdot N_B(0) \cdot \exp(-K_N \Phi)}{q \cdot S_{p-n} \cdot n_i^2 \cdot \sqrt{D_B} \cdot \sqrt{\frac{1}{\tau_B(0)} + K_\tau \cdot \Phi}} \right) \quad (8)$$

После преобразований (8) получим

$$V_{p-n}(\Phi) = V_{p-n}(0) - \frac{kT}{q} \cdot \left\{ K_N \cdot \Phi + \frac{1}{2} \cdot \ln[1 + K_\tau \cdot \tau_B(0) \cdot \Phi] \right\}, \quad (9)$$

где  $V_{p-n}(0)$  и  $\tau_B(0)$  - начальные (до облучения) значения прямого падения напряжения на  $p$ - $n$ -переходе и начальное значение времени жизни неосновных носителей заряда в базе диода.

Видно, что при облучении прямое падение напряжения на объемном заряде перехода уменьшается за счет обеих причин, т.е. за счет уменьшения в базе диода как концентрации основных носителей заряда, так и уменьшения времени жизни неосновных носителей заряда.

#### В). Толстая база; высокий уровень инжекции ( $\Delta p > N_B$ )

Для нахождения прямого тока (например, для  $p^+$ - $n$ -перехода) в этом случае можно воспользоваться стандартным выражением для тока инжекции [1], справедливым с определенной коррекцией для любого уровня инжекции,

$$J = qS_{p-n} \cdot \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot p_n(0). \quad (10)$$

Граничные условия для  $p$ - $n$ -перехода при любом уровне инжекции имеют вид [1]:

$$p_n(0) \cdot n_n(0) = n_i^2 \cdot \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{kT}\right), \quad (11)$$

где  $n_n(0)$ - и  $p_n(0)$ - концентрации основных и неосновных носителей заряда на границе слоя пространственного заряда со стороны базы  $n$ -типа. Поскольку при высоком уровне инжекции  $p_n(0) \cong n_n(0)$ , то

$$p_n(0) = n_i \cdot \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{2kT}\right). \quad (12)$$

Кроме того, следует учесть, что при высоком уровне инжекции время жизни (обозначим его  $\tau_\infty$ ) иное, чем при низком уровне инжекции, т.е.  $\tau_p \rightarrow \tau_\infty$ .



Также иным следует брать коэффициент диффузии неосновных носителей заряда. В этом случае это будет биполярный коэффициент диффузии, определяемый соотношением:

$$D_{\delta un} = \frac{2b}{b+1} D_p, \quad (13)$$

где  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ ,  $\mu_n$ - и  $\mu_p$  - дрейфовые подвижности электронов и дырок

соответственно.

С учетом (10) и (12) ток инжекции будет равен

$$J = q \cdot S_{p-n} \cdot n_i \cdot \sqrt{\frac{D_{\delta un}}{\tau_\infty}} \cdot \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{2kT}\right). \quad (14)$$

Тогда падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе

$$V_{p-n} = \frac{2kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{J}{q \cdot S_{p-n} \cdot n_i \cdot \sqrt{\frac{\tau_\infty}{D_{\delta un}}}}\right). \quad (15)$$

В этом выражении от облучения зависит величина  $\tau_\infty$ . Если зададим для  $\tau_\infty(\Phi)$  ту же зависимость, что и раньше, тогда

$$\begin{aligned} V_{p-n}(\Phi) &= \frac{2kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{J \cdot \sqrt{\tau_\infty(0)}}{q \cdot S_{p-n} \cdot n_i \cdot \sqrt{D_{\delta un}} \cdot \sqrt{1 + K_{\tau_\infty} \cdot \tau_\infty(0) \cdot \Phi}}\right) = \\ &= V_{p-n}(0) - \frac{kT}{q} \cdot \ln[1 + K_{\tau_\infty} \cdot \tau_\infty(0) \cdot \Phi]. \end{aligned} \quad (16)$$

В выражении (16) нет составляющих, связанных с изменением концентрации, все определяется изменением времени жизни.

С). Тонкая база (толщина базы  $w_B \ll$  диффузионной длины неосновных носителей заряда в базе  $L_B$ ); средний уровень инжекции ( $\Delta p < N_B$ ).

Будем считать, что омический контакт к тонкой базе рекомбинационный и концентрация неосновных носителей заряда на контакте равна равновесной

(т.е. практически равна нулю). Распределение неравновесных носителей заряда в базе можно в первом приближении считать линейным (рис.2). Как известно [3], инжекционную компоненту прямого тока  $p$ - $n$ -перехода можно рассчитывать как чисто диффузионный ток неосновных носителей заряда в базе в сечении, совпадающем с краем объемного заряда. В рассматриваемом случае градиент концентрации инжектированных носителей одинаков по толщине базы.

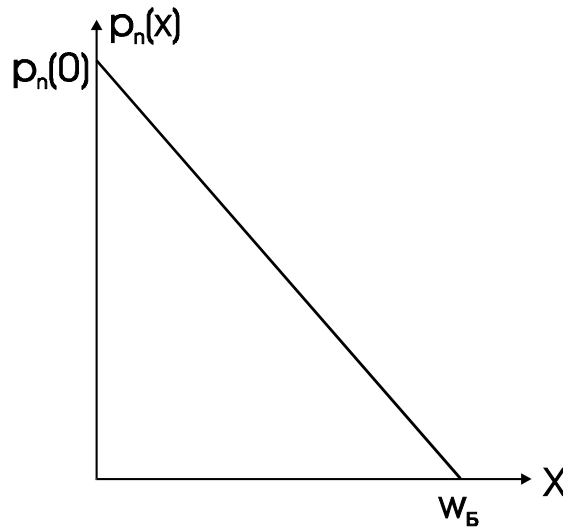


Рис.2. Распределение неосновных носителей заряда в базе диода при условии  $w_B \ll L_B$

Следовательно для рассматриваемого случая прямой ток будет равен

$$J = -qS_{p-n}D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = qS_{p-n}D_p \frac{p_n(0)}{w_B}. \quad (17)$$

Так как при среднем уровне инжекции  $n_n(0) \cong n_{n0} = N_B$ , то, согласно (11),

$$p_n(0) = \frac{n_i^2}{N_B} \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{kT}\right). \quad (18)$$

Подставляя (18) в (17), получаем

$$J = qS_{p-n}D_p \frac{n_i^2}{w_B N_B} \exp\left(\frac{qV_{p-n}}{kT}\right). \quad (19)$$

Отсюда находим падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе:

$$V_{p-n} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{J \cdot w_B \cdot N_B}{q S_{p-n} D_p n_i^2} \right). \quad (20)$$

Как видно из (20), здесь только эффективная концентрация легирующей примеси в базовой области диода зависит от облучения. В первом приближении зависимостью коэффициента диффузии от облучения можно пренебречь. Тогда, с учетом (6), получаем:

$$V_{p-n}(\Phi) = V_{p-n}(0) - \frac{kT}{q} \cdot K_N \cdot \Phi. \quad (21)$$

#### D). Тонкая база; высокий уровень инжекции ( $\Delta p > N_B$ )

От предыдущего случая данная ситуация отличается только видом граничного условия. Для нахождения  $p_n(0)$  следует пользоваться соотношением (12). Соответственно величина прямого падения напряжения на  $p$ - $n$ -переходе будет определяться соотношением:

$$V_{p-n} = \frac{2kT}{q} \ln \left( \frac{J \cdot w_B}{q \cdot S_{p-n} \cdot D_{\text{баз}} \cdot n_i} \right) \quad (22)$$

Следовательно, в этом случае величина прямого падения напряжения на объемном заряде  $p$ - $n$ -перехода диода не зависит от уровня легирования базы. Это значит, что эта величина от облучения практически не зависит, т.е.

$$V_{p-n}(\Phi) = V_{p-n}(0). \quad (23)$$

Таким образом, мы рассмотрели все возможные случаи. Можем сказать, что при облучении падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе может только уменьшаться или оставаться без изменения.

#### Падение напряжения на базе диода

Рассмотрим вторую составляющую прямого падения напряжения на диоде – падение напряжения на базе  $V_{\text{базы}}$ . Здесь следует проанализировать те же четыре ситуации.

А). Толстая база (толщина базы  $w_B \gg$  диффузионной длины неосновных носителей заряда в базе  $L_B$ ); средний уровень инжекции ( $\Delta p < N_B$ ).

В этом случае сопротивление базы определяется только уровнем легирования и геометрическими размерами. Если растекание тока отсутствует, то падение напряжения на базе  $V_{\text{базы}}$  можно определить, как

$$V_{\text{базы}} = J \cdot \rho \cdot \frac{w_B}{S_{p-n}} = \frac{J \cdot w_B}{q\mu_n N_B S_{p-n}}, \quad (24)$$

где  $\rho$  – удельное сопротивление материала базы,  $\mu_n$  – подвижность основных носителей заряда (электронов) в базе. С учетом выражения (6) получаем зависимость рассматриваемого параметра от интегрального потока воздействующих частиц:

$$V_{\text{базы}}(\Phi) = \frac{J \cdot w_B}{q\mu_n N_B(0)S_{p-n}} \exp(-K_N \cdot \Phi) = V_{\text{базы}}(0) \cdot \exp(-K_N \cdot \Phi). \quad (25)$$

В этом случае есть два конкурирующих процесса, влияющих на результирующее изменение с облучением прямого падения напряжения на диоде. Общее изменение  $\Delta V_{\text{пр.}}$  найдем как сумму  $\Delta V_{p-n}(\Phi)$  и  $\Delta V_{\text{базы}}(\Phi)$ , используя соотношения (9) и (25) :

$$\begin{aligned} \Delta V_{\text{пр}}(\Phi) &= \Delta V_{\text{базы}}(\Phi) + \Delta V_{p-n}(\Phi) = \\ &= \frac{J \cdot w_B}{q\mu_n N_B(0)S_{p-n}} \left[ \exp(-K_N \Phi) - 1 \right] - \frac{kT}{q} \left\{ K_N \Phi + \frac{1}{2} \ln[1 + K_\tau \tau_p(0)\Phi] \right\}. \end{aligned} \quad (26)$$

Из последнего соотношения следует, что можно подобрать такое значение прямого тока  $J_{\text{пр.1}}$ , при котором общее изменение прямого падения напряжения на диоде с облучением будет равно нулю.

$$J_{\text{пр.1}} = \frac{kT \left\{ K_N \Phi + \frac{1}{2} \ln[1 + K_\tau \tau_p(0) \Phi] \right\} \mu_n N_B(0) S_{p-n}}{w_B [\exp(-K_N \Phi) - 1]}. \quad (27)$$

В принципе, для каждого потока будет свое значение характеристического тока  $J_{\text{пр.1}}$ .

Казалось бы, очень удобно работать при токе, когда прямое падение не меняется с облучением, но реально это использовать затруднительно, т.к. значения  $J_{\text{пр.1}}$  слишком малы.

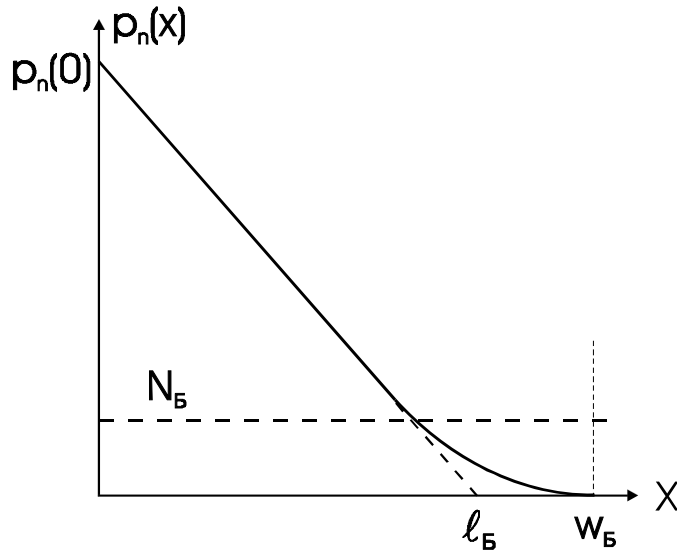
Также, решив уравнение (26) относительно потока, можно найти тот поток, при котором не происходит изменение прямого падения напряжения на диоде при заданном прямом токе.

#### В). Толстая база; высокий уровень инжекции ( $\Delta p > N_B$ )

Строгое рассмотрение этого случая достаточно сложно. Поэтому используем приближенный подход, аналогичный тому, который был использован при рассмотрении падения напряжения на сопротивлении коллектора биполярного транзистора в режиме насыщения [4]. Если рассматривать высоковольтные диоды с эпитаксиально выращенной базой, то можно воспользоваться теми же соотношениями, что и для транзистора. А именно, распределение неравновесных неосновных носителей заряда в такой базе будет иметь вид, изображенный на рис.3, где реальное распределение дырок (сплошная кривая) заменено линейной зависимостью (пунктирная кривая).

Характеристическую длину  $l_B$  по аналогии с транзистором, можно записать в виде:

$$l_B = \frac{2q \cdot p(0) \cdot D_n \cdot S_{p-n}}{J}. \quad (28)$$



*Рис.3. Зависимость концентрации неосновных носителей заряда от координаты в высокоомной части базы диода при высоком уровне инжекции*

Область базы толщиной  $l_B$  будет промодулирована неравновесными носителями и ее сопротивлением в первом приближении можно пренебречь. Основной вклад в сопротивление базы дает немодулированный остаток базы. Поэтому конечная формула для  $\Delta V_{пр}(\Phi)$  будет такой же, как (25) с заменой  $w_B$  на  $(w_B - l_B)$ :

$$\Delta V_{пр}(\Phi) = \frac{J \cdot (w_B - l_B)}{q \mu_n N_B(0) S_{p-n}} \left[ \exp(-K_N \Phi) - 1 \right] - \frac{kT}{q} \left\{ K_N \Phi + \frac{1}{2} \ln \left[ 1 + K_\tau \tau_p(0) \Phi \right] \right\}. \quad (29)$$

С). Тонкая база (толщина базы  $w_B \ll$  диффузионной длины неосновных носителей заряда в базе  $L_B$ ); средний уровень инжекции ( $\Delta p < N_B$ )

В этом случае модуляции сопротивления базы не происходит и можно пользоваться теми же соотношениями, что и в случае с толстой базой при среднем уровне инжекции, т.е. справедливо соотношение (26).

Д). Тонкая база; высокий уровень инжекции ( $\Delta p > N_B$ )

В этом случае во всей базе концентрация свободных носителей заряда будет достаточно высокой. Падение напряжения на такой базе будет небольшим и им можно пренебречь по сравнению с падением напряжения на объемном заряде. Таким образом, до тех пор, пока база будет оставаться короткой (т.е. будет сохраняться критерий  $w_B \ll L_B$ ), падение напряжения на диоде при облучении меняться не будет.

По мере облучения  $L_B$  уменьшается и, начиная с какого-то потока, диффузионная длина становится меньше  $w_B$ , т.е. диод превращается в диод с длинной базой и можно пользоваться выведенными для этого случая соотношениями.

Отсюда вытекают пути создания радиационно стойкого диода. Необходимо делать диоды с тонкой базой и стараться, чтобы они работали при большом уровне инжекции, что задается режимом работы диода при прямом смещении.

К сожалению, на минимальную толщину базы накладываются существенные ограничения, связанные, большей частью, с обратным смещением диода. Для запертого состояния диода желательно, чтобы обратные токи были бы поменьше, а допустимые обратные напряжения – побольше. С уменьшением же размеров базы (в случае короткой базы) величина обратного тока растет, а максимальное обратное напряжение падает (из-за возможного прокола базы). Таким образом, есть ограничения, связанные с обратным смещением. Поэтому чем ниже требуемое напряжение электрического пробоя диода, тем меньше максимально возможная толщина объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода и тем короче может быть сделана база без опасности прокола.

Следовательно, наибольшую радиационную стойкость имеют диоды с сильнолегированной базой, т.е. низковольтные.

Если все же требуются диоды на большое обратное напряжение с повышенной радиационной стойкостью, то их делают в виде столбов, используя последовательное соединение диодов, где каждый можно сделать с тонкой сильнолегированной базой. Следует иметь ввиду, что для последовательного соединения диодов нужна хорошая идентичность структур, поэтому их делают в едином технологическом цикле.

Обратный ток диода ничем не отличается от обратного тока коллекторного перехода транзисторов  $J_{кбо}$ . Все закономерности, полученные для  $J_{кбо}$  в [4], справедливы для обратного тока диода. Есть все те же составляющие этого тока, поэтому остаются справедливы те же выводы.

Для кремниевых выпрямительных диодов увеличение обратного тока при облучении не существенно и на работе прибора не сказывается. Для них основным радиационно чувствительным параметром является прямое падение напряжения.

Для германиевых диодов: превалирует изменение с облучением обратного тока, т.к. он гораздо больше, чем у кремниевых диодов, и его увеличение приводит к большим потерям мощности при обратном смещении, что может привести к развитию теплового пробоя.

Что касается радиационных переходных процессов, то они целиком описываются теми же процессами, что и в случае, который рассматривался для обратного тока коллектора транзистора  $J_{кбо}$  [4].

## **2. Радиационные эффекты в полевых транзисторах**

В современной интегральной электронике основными элементами интегральных схем являются биполярные и полевые транзисторы. В этом разделе рассмотрим вопросы радиационной стойкости полевых транзисторов.



Как известно, имеется три класса полевых транзисторов: транзисторы с управляющим  $p$ - $n$ -переходом; транзисторы с управляющим барьером Шоттки; транзисторы с изолированным затвором (МДП-транзисторы).

### 2.1. Радиационные эффекты в полевых транзисторах с управляющим $p$ - $n$ -переходом

На рис.4 приведена условная конструкция такого транзистора, семейство его выходных характеристик и стоко-затворная характеристика для пологой области стоковых характеристик.

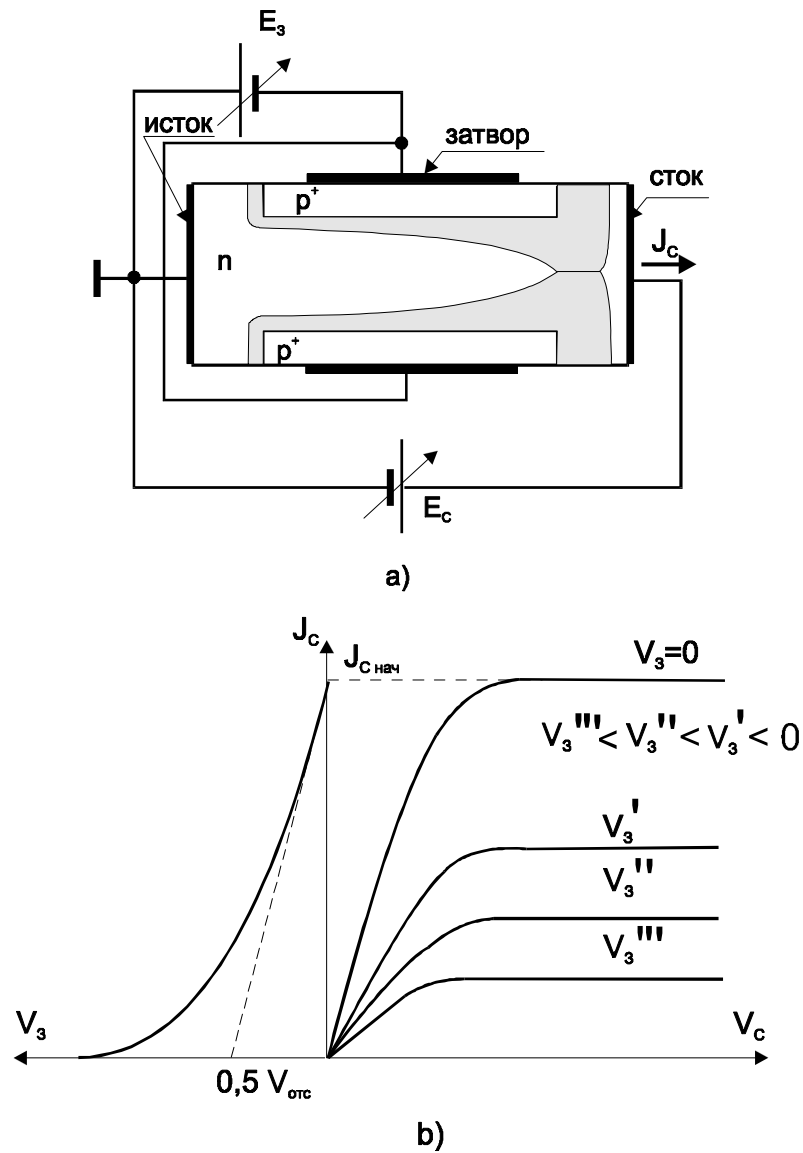
Из характеристик ясно, что такой транзистор может использоваться как усилительный прибор. Этот прибор также может использоваться и в переключающем режиме: большой ток (включенное состояние) при  $V_3 = 0$ , малый ток (выключенное состояние) при  $V_3 > V_{\text{отс.}}$ , где  $V_{\text{отс.}}$  - напряжение отсечки – это напряжение на затворе, при котором канал полностью перекрыт и транзистор заперт.

К числу основных параметров полевого транзистора с управляющим переходом относятся:

**Начальный ток стока**  $J_{\text{с.нач}}$  в пологой области стоковых характеристик при  $V_3 = 0$ ;

**Напряжение отсечки**  $V_{\text{отс}}$  – напряжение на затворе (относительно истока), когда канал будет перекрыт. Реально это напряжение определяется при определенном достаточно малом токе стока (практически это ток утечки прибора).

Рис.4. Условная конструкция полевого транзистора с управляющим р-п-переходом (а), семейство выходных характеристик и стоко-затворная



характеристика (b)

**Крутизна стоко-затворной характеристики  $g$ , определяемая**

$$\text{как } g = \left. \frac{\partial J_c}{\partial V_{3-u}} \right|_{V_c = \text{const}, V_{3-u} = \text{const}}. \quad (30)$$

(Этот параметр характеризует усилительный режим работы транзистора).

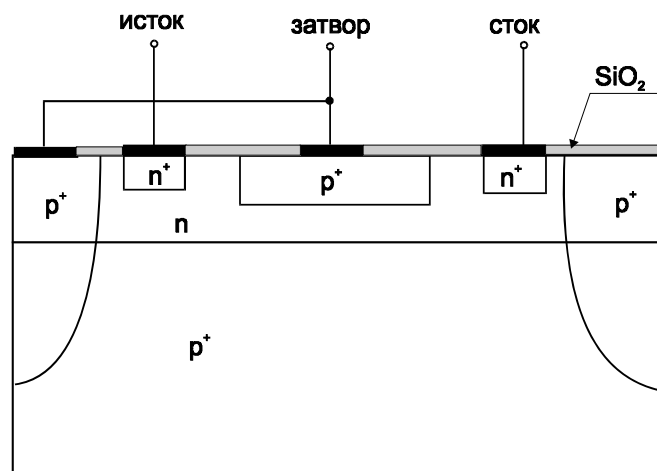
**Ток утечки затвора  $J_{з.ут.}$ .** Это ток обратного смещенного управляющего перехода, который протекает по цепи затвор-исток. Этот параметр измеряется при каком-то фиксированном напряжении на затворе ( $V_{з-и} = \text{const}$ ). Он же характеризует входное сопротивление прибора.

**Коэффициент шума.**

**Емкостные характеристики.**

Нас будут интересовать параметры, обладающие радиационной чувствительностью. К ним относятся три основных параметра прибора: напряжение отсечки, начальный ток стока и максимальная крутизна стоко-затворной характеристики. Для выяснения их радиационной зависимости необходимо записать аналитические выражения для указанных параметров, в которые должны входить параметры материала и конструкции прибора.

Реальная конструкция полевого транзистора схематично изображена на рис.5.



*Рис.5. Схематическая конструкция реального полевого транзистора с управляющим p-n-переходом.*

Напряжение отсечки  $V_{отс.}$

Будем считать, что управляющие p-n-переходы резкие (хотя это приближение достаточно грубое, идеально резких p-n-переходов не бывает; особенно это относится к нижнему p-n-переходу, полученному

эпитаксиальным выращиванием; при таком получении  $p$ - $n$ -перехода идет обратная диффузия примеси из подложки и профиль ее распределения получается довольно размытым). Тогда зависимость ширины ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода от напряжения  $V$  определяется соотношением:

$$W_{p-n} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (V_k + V)}{q \cdot N_k}}, \quad (31)$$

где  $V_k$  - контактная разность потенциалов,  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума,  $N_k$  - эффективная концентрация типозадающей примеси в канале.

Если считать, что слой объемного заряда одинаково эффективно растет и снизу и сверху, тогда при  $V = V_{отс.}$ , когда происходит смыкание объемных зарядов, можно записать:

$$W_{p-n}(V_{отс.}) = \frac{w_{k0}}{2} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (V_k + V_{отс.})}{q \cdot N_k}}, \quad (32)$$

где  $w_{k0}$  - технологическая толщина канала. Отсюда находим

$$V_{отс.} = \frac{q \cdot N_k \cdot w_{k0}^2}{8 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0} - V_k, \quad (33)$$

Для простоты дальнейшего анализа будем считать, что напряжение отсечки много больше контактной разности потенциалов, тогда

$$V_{отс.} \cong \frac{q \cdot N_k \cdot w_{k0}^2}{8 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0}. \quad (34)$$

Как следует из (34)  $V_{отс.}$  практически зависит от двух параметров конструкции транзистора:  $N_k$  и  $w_{k0}$ . Из них радиационно чувствительным является только  $N_k$ . С учетом (6) получаем

$$V_{отс.}(\Phi) = \frac{q \cdot N_k(0) \cdot \exp(-K_N \cdot \Phi) \cdot w_{k0}^2}{8 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0} = V_{отс.}(0) \cdot \exp(-K_N \cdot \Phi). \quad (35)$$

Максимальная крутизна стокзатворной характеристики  $g_{max}$

Можно показать (см. например [5]), что крутизна стокзатворной характеристики есть ничто иное, как проводимость канала при отсутствии напряжения на стоке. Соответственно максимальная крутизна определяется проводимостью полностью открытого канала, т.е. при  $V_3=0$ . Таким образом, максимальная крутизна будет определяться соотношением:

$$g_{max} = \frac{1}{R_{ko}} = \frac{w'_k \cdot z}{\rho_k \cdot l_k}, \quad (36)$$

где  $w'_k$  - реальная начальная ширина канала (она меньше технологической на две равновесные толщины пространственного заряда управляющего перехода),  $\rho_k$  - удельное сопротивление материала канала,  $l_k$  - длина канала,  $z$  - размеры канала в поперечном направлении.

Выразив  $\rho_k$  в (36) через микроскопические параметры, получим:

$$g_{max} = \frac{w'_k \cdot z \cdot q \cdot \mu_k \cdot N_k}{l_k}, \quad (37)$$

где  $\mu_k$  - подвижность основных носителей заряда в канале транзистора. Если  $w'_k$  мало отличается от  $w_{k0}$ , то формула (37) упрощается

$$g_{max} = \frac{w_{k0} \cdot z \cdot q \cdot \mu_k \cdot N_k}{l_k}. \quad (38)$$

Как видно из (38),  $g_{max}$  будет зависеть от облучения из-за уменьшения с дозой как эффективной концентрации типозадающей примеси (эффект первого порядка) (6), так и подвижности основных носителей заряда (эффект второго порядка малости):

$$\frac{1}{\mu_k(\Phi)} = \frac{1}{\mu_k(0)} + K_\mu \cdot \Phi, \quad (39)$$

где  $K_\mu$  - коэффициент радиационного изменения подвижности.

Таким образом, зависимость максимальной крутизны стокзатворной характеристики от потока будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned}
g_{\max}(\Phi) &= \frac{w_{k0} \cdot z \cdot q \cdot N_{\kappa}(\Phi)}{l_{\kappa} \cdot \frac{1}{\mu_{\kappa}(\Phi)}} = \frac{w_{k0} \cdot z \cdot q \cdot N_{\kappa}(0) \cdot \exp(-K_N \cdot \Phi)}{l_{\kappa} \cdot \left[ \frac{1}{\mu_{\kappa}(0)} + K_{\mu} \cdot \Phi \right]} = \\
&= g_{\max}(0) \frac{\exp(-K_N \cdot \Phi)}{\left[ 1 + \mu_{\kappa}(0) \cdot K_{\mu} \cdot \Phi \right]}.
\end{aligned} \tag{40}$$

### Начальный ток стока $J_{с.нач.}$

Воспользуемся для этого параметра полуэмпирическим соотношением:

$$J_{с.нач.} = \frac{g_{\max} \cdot V_{омс.}}{k}, \tag{41}$$

где  $k$  – коэффициент, зависящий от структуры (для структуры, изображенной на рис.5,  $k = 3$ ). Тогда с учетом (36) и (38) получаем

$$\begin{aligned}
J_{с.нач.} &= \frac{q \cdot \mu_{\kappa} \cdot N_{\kappa} \cdot z \cdot w_{\kappa}}{l_{\kappa} \cdot 3} \cdot \frac{q \cdot N_{\kappa} \cdot w_{\kappa}^2}{8 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0} = \\
&= \frac{q^2 \cdot \mu_{\kappa} \cdot N_{\kappa}^2 \cdot w_{\kappa}^3 \cdot z}{24 \cdot l_{\kappa} \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0}
\end{aligned} \tag{42}$$

Таким образом, данный параметр определяется геометрическими размерами, квадратом концентрации основных носителей заряда и их подвижностью. Соответственно зависимость этого параметра транзистора от потока воздействующих частиц будет иметь вид:

$$\begin{aligned}
J_{с.нач.}(\Phi) &= \frac{q^2 \cdot [N_{\kappa}(\Phi)]^2 \cdot w_{\kappa}^3 \cdot z}{24 \cdot l_{\kappa} \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{1}{\mu_{\kappa}(\Phi)}} = \frac{q^2 \cdot [N_{\kappa}(0)]^2 \cdot w_{\kappa}^3 \cdot z \cdot \exp(-2K_N \cdot \Phi)}{24 \cdot l_{\kappa} \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \left[ \frac{1}{\mu_{\kappa}(0)} + K_{\mu} \cdot \Phi \right]} = \\
&= \frac{q^2 \cdot [N_{\kappa}(0)]^2 \cdot w_{\kappa}^3 \cdot z \cdot \exp(-2K_N \cdot \Phi)}{24 \cdot l_{\kappa} \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \left[ \frac{1}{\mu_{\kappa}(0)} + K_{\mu} \cdot \Phi \right]}
\end{aligned}$$

$$= \frac{q^2 \cdot \mu_k(0) \cdot [N_k(0)]^2 \cdot w_k^3 \cdot z \cdot \exp(-2K_N \cdot \Phi)}{24 \cdot l_k \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot [1 + K_\mu \cdot \mu_k(0) \cdot \Phi]} \quad (43)$$

Преобразуем (43) к более удобному виду:

$$J_{с.нач.}(\Phi) = I_{с.нач.}(0) \cdot \frac{\exp(-2K_N \cdot \Phi)}{[1 + K_\mu \cdot \mu_k(0) \cdot \Phi]} \quad (44)$$

Таким образом, основным фактором, определяющим изменение рассмотренных основных параметров данного вида полевого транзистора с облучением является уменьшение равновесной концентрации основных носителей заряда.

Следует также иметь ввиду, что характер изменения  $N_k(\Phi)$  существенно зависит от наличия или отсутствия электрического поля в облучаемом материале. Как известно [2], при облучении электронного кремния частицами, создающими точечные радиационные дефекты, в материале создаются  $A$ - и  $E$ -центры. При этом каждый  $A$ - центр удаляет из зоны проводимости один электрон, если уровень Ферми (или квазиуровень Ферми для электронов) находится выше уровня  $A$ - центра. А каждый  $E$ -центр при тех же условиях удаляет два электрона. Если же уровень Ферми находится ниже уровня, создаваемого радиационным центром, то появление  $A$ -центров не сказывается на изменении концентрации основных носителей заряда. Появление же  $E$ -центров в этих условиях будет приводить к удалению такого же количества свободных электронов.

Учитывая вышесказанное, следует отметить, что поскольку  $V_{отс}$  определяется размерами ОПЗ обратно смещенного  $p$ - $n$ -перехода (когда, практически, во всей области пространственного заряда квазиуровень Ферми для электронов находится существенно ниже уровня как  $A$ - , так и  $E$ -центров), то на изменение  $V_{отс}(\Phi)$  будет влиять только образование  $E$ -

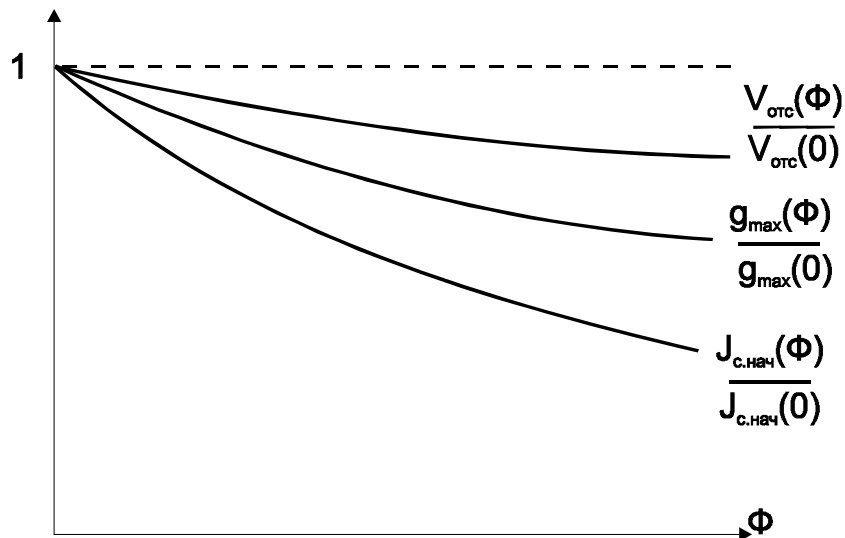
центров и то скорость удаления носителей с дозой будет вдвое меньше, чем в нейтральном материале.

Что касается крутизны  $g_{max}$ , то она зависит от концентрации эффективной примеси в нейтральной части канала и, следовательно, этот параметр будет чувствовать воздействие радиации в полной мере.

Относительно третьего параметра  $J_{с.нач.}$  надо иметь в виду, что его величина зависит от  $N_k^2$ . Однако здесь одно  $N_k$  – это концентрация основных носителей заряда в канале (которая зависит от облучения обычным образом), а второе – это концентрация ионизированных центров в зоне объемного заряда (которая меняется с облучением только в случае образования  $E$ -центров и то в ослабленном виде).

Для иллюстрации вышесказанного на рис.6 приведены для сравнения относительные изменения рассмотренных параметров от потока воздействующих частиц.

Учитывая специфику проявления  $A$ - и  $E$ -центров можно решать обратную задачу, т.е. по изменению основных параметров в полевом транзисторе можно определить, какова доля глубоких центров.  $A$ -центры по  $V_{отс.}$  – принципиально обнаружить не можем, только  $E$ -центры. Таким способом можно разделить количество  $A$ - и  $E$ -центров в кремнии.





*Рис.6. Относительное изменение с потоком основных параметров полевого транзистора с управляющим p-n-переходом*

Подводя итог проведенному анализу основных параметров данного прибора и их зависимости от облучения, можно отметить, что поскольку время жизни никак не сказывается на параметрах транзистора, то можно сказать, что полевой транзистор с управляющим *p-n*-переходом наиболее радиационно стоек.

Поскольку коэффициент радиационного изменения эффективной концентрации в кремнии зависит от исходной концентрации основных

носителей заряда  $\left( K_N = \frac{1}{c \cdot n_{n0}^\gamma} \right)$  [2], то чтобы еще более повысить

стойкость полевого транзистора данного вида, надо снижать показатель степени экспоненты (см. формулу (6)), т.е. надо использовать более сильнолегированный материал. Чем больше  $n_{n0}$ , тем меньше  $K_N$ . Таким образом, основной путь повышения радиационной стойкости такого прибора – сильное легирование канала.

Однако беспредельно увеличивать  $N_k$  нельзя, т.к. одновременно уменьшается пробивное напряжение управляющего *p-n*-перехода и одновременно растет  $V_{отс.}$ . Это снижает диапазон (по напряжению) работы транзистора в качестве усилительного элемента. Поэтому одновременно с увеличением  $N_k$  надо уменьшать напряжение отсечки, т.е. делать канал более тонким, чтобы всегда соблюдалось соотношение  $V_{проб} > V_{отс.}$ . Однако уменьшать канал по толщине бесконечно не возможно. Поэтому наиболее оптимальным с точки зрения легирования является значение  $N_k \approx 3 \div 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Есть еще один параметр данного прибора, который достаточно чувствителен к облучению – ток утечки затвора. Это ток обратно

смещенного управляющего перехода и принципиально ничем не отличается от подробно рассмотренного в [4] начального тока коллекторного  $p$ - $n$ -перехода биполярного транзистора ( $J_{кбо}$ ). Здесь надо учитывать, что вклад в обратный ток затвора будет давать генерация (тепловая и за счет радиации) в канале транзистора и на поверхности. Сама величина  $J_{ут.}$  с облучением растет и может вырасти довольно сильно, но ее абсолютное значение достаточно мало и не лимитирует работу прибора. Скорее следует считать, что величина тока утечки затвора является параметром качества технологии изготовления транзистора и, следовательно, его надежности.

Учитывая, что ионизирующие радиационные воздействия увеличивают как плотность поверхностных состояний, так и заряд в защитных слоях диоксида кремния, при конструировании транзисторов, предназначенных работать в условиях повышенной радиации, нельзя допускать образования поверхностных каналов. Каналы легче всего могут возникать на слаболегированном материале. Положительный заряд в  $SiO_2$  может давать инверсный слой на материале  $p$ -типа. Таким образом, можно ожидать неприятностей, связанных с поверхностными инверсными слоями, на  $p$ -канальном транзисторе. При этом затвор окажется электрически связан как с истоком, так и стоком инверсными слоями на поверхности кремния. Это приведет к увеличению входной проводимости прибора и к возникновению дополнительной выходной проводимости, не управляемой напряжением на затворе.

Однако, на  $n$ -канальных транзисторах тоже могут наблюдаться неприятности если дозы облучения столь велики, что могут вызвать появление инверсных слоев на сильно легированном материале  $p^+$ -типа (см. например рис.5). При этом может образоваться утечка по инверсному слою, минуя затвор, т.е. образуется параллельный путь от истока к стоку (показанный стрелками на рис.7), которым мы управлять не можем. В этом

случае выходные характеристики будут более пологими (рис.8), что приведет к ухудшению усилительных свойств транзистора.

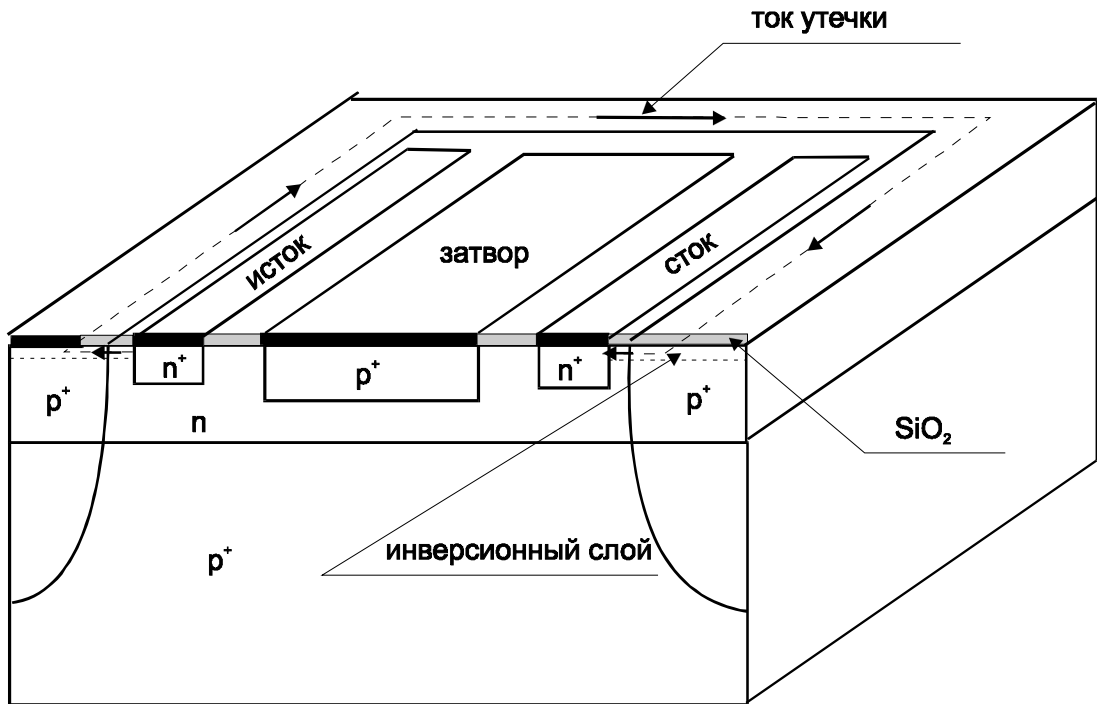


Рис.7. Схема образования каналов утечки в  $p$ -канальном транзисторе при больших дозах облучения

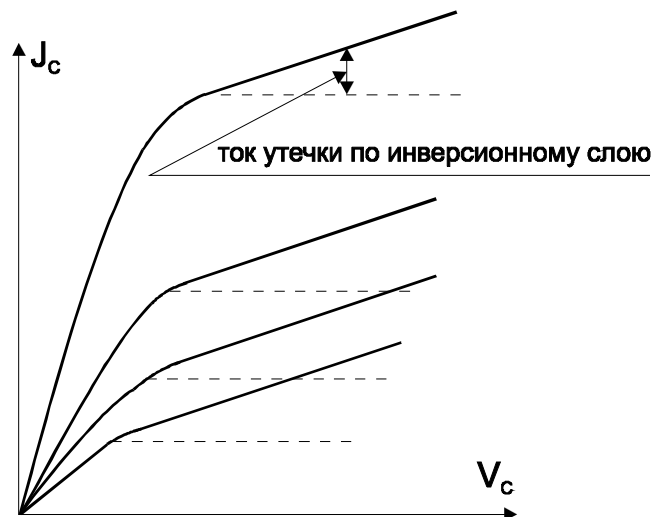


Рис.8. Семейство выходных характеристик  $p$ - канального транзистора при наличии утечки по инверсионному слою

Ток стока обычно при облучении должен уменьшаться, а на самом деле может увеличиваться. Поэтому полевые транзисторы с  $n$ -каналом надо обязательно проверять на вид стоковых характеристик.

Отсюда следует вывод: при сильно ионизирующем излучении приборы с  $n$ -каналом использовать не следует.

С точки зрения быстрого отжига необходимо иметь ввиду, что в транзисторах с  $n$ -каналом он протекает очень быстро, с  $p$ -каналом – более длительно. Таким образом, в условиях ядерного взрыва лучше использовать  $n$ -канальные транзисторы.

Радиационные переходные процессы будут естественно увеличивать ток утечки затвора и по его спаду можно определить время восстановления свойств полевого транзистора.

Суммируя вышесказанное, следует отметить, что полевые транзисторы с управляющим  $p$ - $n$ -переходом являются достаточно радиационно стойкими.

## **2.2. Радиационные эффекты в полевых транзисторах с барьером**

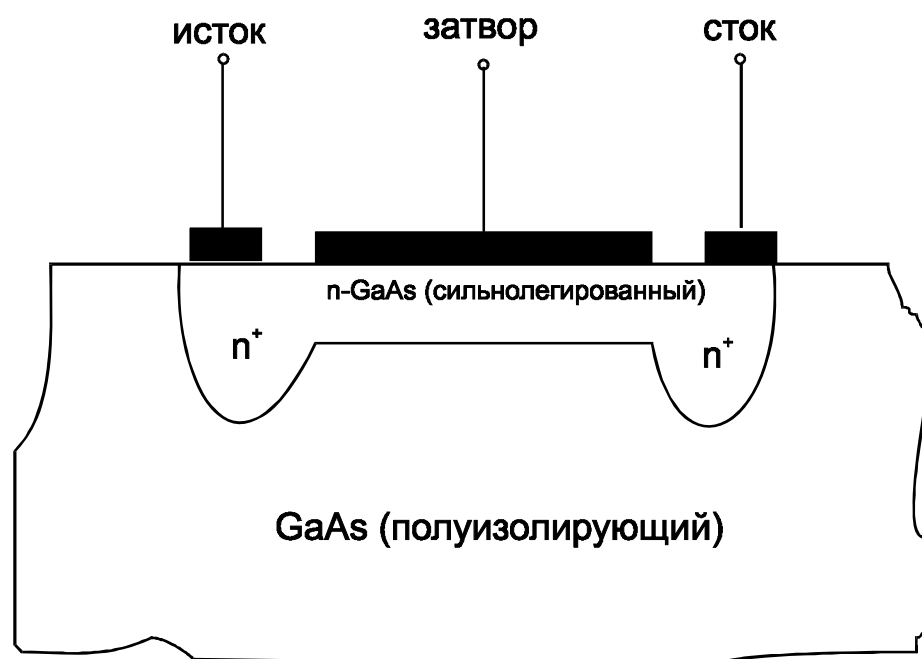
### **Шоттки**

Полевые транзисторы с затвором в виде барьера Шоттки по принципу действия близки к полевым транзисторам с управляющим  $p$ - $n$ -переходом.

При контакте полупроводника  $n$ -типа и металла, если работа выхода из металла больше работы выхода из полупроводника, в полупроводнике образуется обедненный слой. При приложении напряжения соответствующей полярности его ширина может увеличиваться и, таким образом, возможно управление током, протекающим от истока к стоку. Полевые транзисторы с барьером Шоттки (ПТШ) используются, как правило, в СВЧ-устройствах (рабочие частоты десятки ГГц) или в цифровых

интегральных схемах с малыми временами переключения (десятки пкс), что обусловлено возможностью создания коротких каналов и применением материалов с высокой подвижностью носителей заряда, например, арсенид галлия *n*-типа. Обычно существует два типа структур ПТШ: с нормально открытым каналом (в основном в СВЧ-устройствах) и с нормально закрытым каналом (в цифровых интегральных схемах). Как правило, ПТШ изготавливаются на подложке полуизолирующего арсенида галлия с помощью эпитаксиального наращивания и ионного легирования (см. рис.9).

Малые длины канала (менее 1 мкм) обеспечивают высокие напряженности электрического поля между истоком и стоком, в результате чего дрейфовая скорость электронов в канале достигает величины скорости насыщения  $v_{\text{нас}}$ . Таким образом, выход на пологий участок выходных характеристик определяется не только изменением ширины канала, но и достижением  $v_{\text{нас}}$  с ростом напряжения между стоком и истоком. Это сказывается на зависимости основных параметров ПТШ от электрофизических параметров исходного материала и от геометрии прибора.



*Рис. 9. Схематичная конструкция нормально открытого полевого транзистора с управляющим барьером Шоттки*

Так как в ПТШ затвор находится с одной стороны, то напряжение отсечки выражается следующей зависимостью:

$$V_{отс} = \frac{qN_K W_K^2}{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0} - V_K. \quad (45)$$

Начальный (или максимальный) ток стока в основном определяется величиной  $v_{нас}$ :

$$J_{с.нач.} = q \cdot N_K \cdot z_K \cdot W_{K\text{ нас}} \cdot v_{нас}. \quad (46)$$

Максимальная крутизна подчиняется следующему соотношению:

$$g_{\max} = z_K \cdot \left[ \frac{4 \cdot N_K \cdot q \cdot \mu_K (\varepsilon \cdot \varepsilon_0)^2 \cdot v_{нас}^2}{3 \cdot W_K \cdot L_K} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (47)$$

где  $W_K$  - геометрическая ширина канала;  $N_K$ - концентрация легирующей примеси в канале;  $\mu_K$  - подвижность электронов в канале;  $W_{K\text{ нас}}$  - толщина канала в условиях насыщения дрейфовой скорости;  $L_K$ - длина канала;  $z_K$ - размер канала в направлении, перпендикулярном длине;  $V_K$ - контактная разность потенциалов между полупроводником и металлическим затвором.

При облучении уменьшается концентрация легирующей примеси в канале в соответствии с закономерностью:

$$N_K(\Phi) = N_{K0} \cdot (1 - K_N \cdot \Phi). \quad (48)$$

Такая линейная зависимость характерна для сильнолегированного арсенида галлия, каким является материал канала.

Кроме того, могут происходить изменения подвижности в соответствии с формулой (39).

Таким образом, относительные изменения при облучении напряжения отсечки можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{V_{omc}(\Phi)}{V_{omc}(0)} &= \frac{N_K(\Phi)}{N_K(0)} - \frac{V_K}{V_{omc}(0)} \cdot \left(1 - \frac{N_K(\Phi)}{N_K(0)}\right) = \\ &= 1 - K_N \cdot \Phi \cdot \left(1 + \frac{V_K}{V_{omc}(0)}\right).\end{aligned}\quad (49)$$

Относительные изменения начального тока стока при облучении равно:

$$\frac{J_{с.нач}(\Phi)}{J_{с.нач}(0)} = \frac{N_K(\Phi)}{N_K(0)} = 1 - K_N \cdot \Phi. \quad (50)$$

А относительное изменение крутизны составит:

$$\frac{g_{max}(\Phi)}{g_{max}(0)} = \left( \frac{N_K(\Phi)}{N_K(0)} \cdot \frac{\mu(\Phi)}{\mu(0)} \right)^{\frac{1}{3}} = \left[ \frac{1 - K_N \cdot \Phi}{1 + \mu(0) \cdot K_\mu \cdot \Phi} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (51)$$

Следовательно, наибольшее относительное изменение при облучении ПТШ претерпевает  $V_{отс}$ , близкие изменения характерны для  $J_{с.нач}$ , а наименьшие изменения наблюдаются для  $g_{max}$ . Однако, если сопоставить указанные изменения с изменением аналогичных параметров для полевых транзисторов с управляющим  $p$ - $n$ -переходом, то арсенидогаллиевый ПТШ окажется более радиационно стойким прибором. Кроме этого, радиационные переходные процессы в ПТШ менее значительны, чем в кремниевых полевых транзисторах с управляющим  $p$ - $n$ -переходом, что обусловлено меньшим исходным временем жизни в арсениде галлия по сравнению с кремнием.

### 2.3. Радиационные эффекты в МДП-транзисторах

Основные принципы управления током в МДП-транзисторах те же, что и в предыдущих типах полевых транзисторов: изменение проводимости канала с помощью поперечного электрического поля, создаваемого напряжением, подаваемым на затвор относительно подложки (см. рис.10).

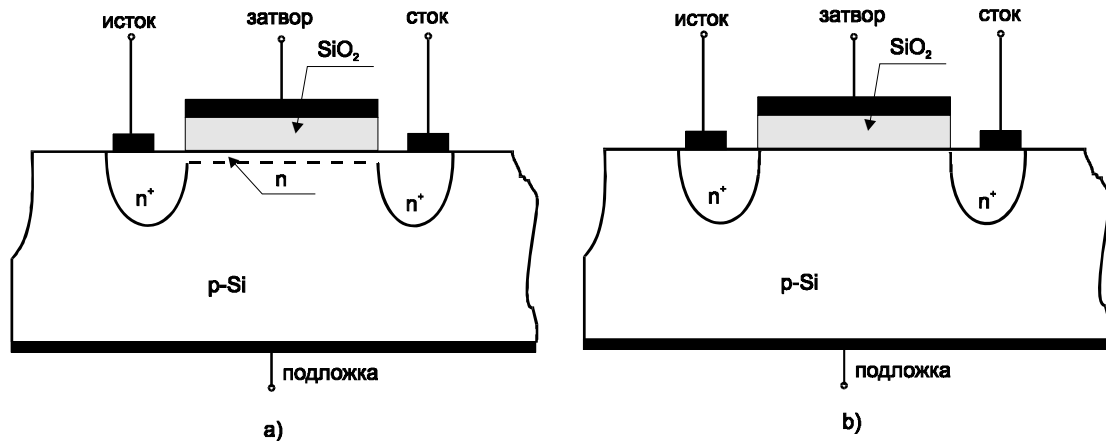


Рис. 10. Схематическая конструкция МОП-транзисторов с встроенным (a) и индуцированным (b) каналом

Существует два типа МДП-транзисторов: транзисторы с встроенным каналом (транзисторы обедненного типа) и транзисторы с индуцированным (полем затвора) каналом (транзисторы обогащенного типа).

В транзисторах с встроенным каналом в зависимости от потенциала затвора мы можем либо увеличивать ток через канал, либо перекрывать канал. Напряжение, при котором канал исчезает, называется пороговым напряжением  $V_{\text{порог.}}$ .

В транзисторах обогащенного типа надо приложить к затвору положительный потенциал (в случае *n*-канального транзистора) и, начиная с  $V_{\text{порог.}}$ , появляется канал проводимости.

Таким образом, можно характеризовать пороговое напряжение как напряжение, при котором исчезает встроенный канал, или то напряжение, при котором возникает индуцированный канал. На практике задаются



определенным уровнем тока стока ( $\sim 10$  мкА, 100 мкА и т.п.) и напряжением, при котором  $J_c$  сравнивается с заданным, называется пороговым.

Исследование радиационной стойкости МДП- транзисторов показали, что данные приборы весьма чувствительны к воздействию радиации. Определено, что деградация параметров МДП- приборов обусловлена не объемными эффектами, а эффектами, происходящими в диэлектрике и на границе раздела диэлектрик - полупроводник. Поэтому при облучении МДП- приборов деградация параметров происходит главным образом из-за эффекта ионизации, при этом преобладающее влияние оказывает сильно ионизирующие излучения:  $\gamma$  - излучение, электронное, протонное и рентгеновское.

В качестве диэлектрика под затвором используется как правило  $SiO_2$ , т.к. это естественный окисел на кремнии. Любой другой диэлектрик приводил бы к худшей ситуации. Такие приборы называются также МОП-транзисторами, основным фрагментом которых является МОП-структура (см.рис.11).

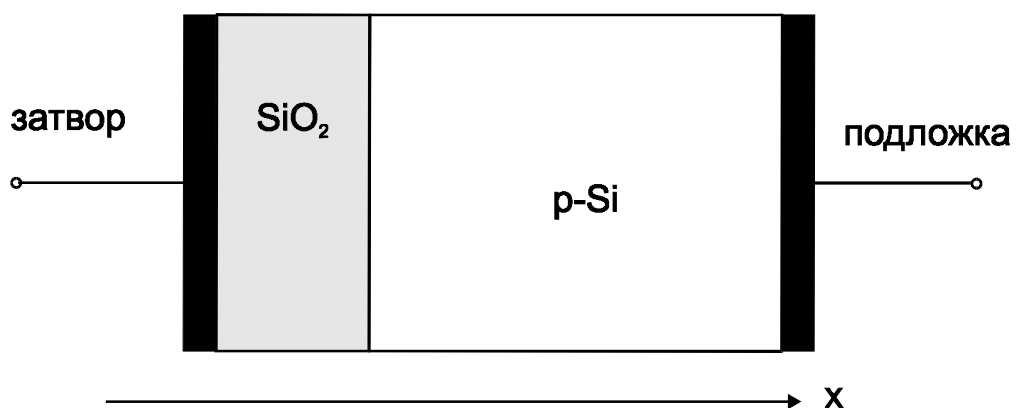


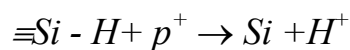
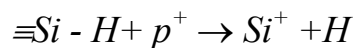
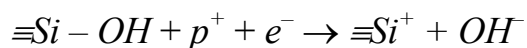
Рис.11. Фрагмент активной области МДП-транзистора

Из многочисленных исследований следует, что при воздействии ионизирующей радиации на МОП-структуру возникают два не исчезающих после снятия облучения эффекта: накопление пространственного

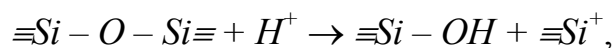
положительного заряда внутри слоя диэлектрика и увеличение плотности быстрых поверхностных состояний на границе раздела полупроводник – диэлектрик, что приводит к увеличению скорости поверхностной рекомбинации, росту рассеяния носителей заряда на поверхности и изменению заряда границы раздела. Эти эффекты приводят к изменению вольтамперных и вольтфарадных характеристик МДП-приборов.

Объемный положительный заряд, появляющийся в диэлектрике при облучении, бывает двух видов: подвижный и неподвижный. Подвижный заряд обусловлен образованием в диэлектрике ионов  $OH^-$ ,  $H^+$ ,  $Na^+$  и др., которые способны перемещаться в слое окисла при термополевых нагрузках МДП-структур. Неподвижный заряд обусловлен существованием в диэлектрике дырочных ловушек, связанных с внутренними структурными нарушениями в  $SiO_2$ , например, трехвалентным кремнием, либо кислородом в междоузлии.

В процессе образования дефектов в  $SiO_2$  могут играть существенную роль физико-химические реакции, происходящие с участием водорода или групп  $OH$ . При воздействии ионизирующих излучений на диэлектрик "горячие" дырки, остывая, могут захватиться на уровень связи  $Si-OH$  или  $Si-H$ . Имеют место реакции:



В результате этих реакций образуется 3х-валентный кремний  $\equiv Si^+$  и ионы  $OH^-$  или  $H^+$ , которые, дрейфуя в  $SiO_2$ , могут вступать в реакции:



создавая новые центры  $\equiv Si^+$ . Таким образом, присутствие воды в  $SiO_2$  способствует дополнительной генерации дефектов в результате физико-химических реакций при воздействии ионизирующих излучений. Данным

обстоятельством следует объяснить образование большей плотности объемного заряда в случае пленки  $SiO_2$  полученной при термическом окислении кремния в атмосфере влажного кислорода. Следует отметить также, что в  $SiO_2$  преобладают ловушки дырок (донороподобные центры), которые либо нейтральны, либо положительно заряжены.

В настоящее время существует несколько моделей образования пространственного заряда в диэлектрике. Наиболее последовательной и разработанной качественной моделью является модель Митчелла, позволяющая связать величину сдвига порогового напряжения с дозой воздействующего ионизирующего излучения и приложенным смещением. Основное допущение модели состоит в том, что заряд, обусловленный поверхностными состояниями при облучении на границе раздела  $SiO_2 - Si$  существенно меньше, чем в объеме диэлектрика.

Таким образом, есть потенциальная возможность захвата положительного заряда в  $SiO_2$  в результате воздействия ионизирующими видами радиации. Однако наряду с генерацией электронов и дырок есть обратный процесс – аннигиляции (их рекомбинации). Поэтому захват положительного заряда на неподвижные ловушки гораздо активнее происходит в условиях, когда свободные электроны сразу удаляются из зоны генерации электрическим полем. Дырки же остаются, т.к. их подвижность в  $SiO_2$  на  $(8 \div 9)$  порядков меньше, чем электронов. При этом, в зависимости от полярности приложенного к затвору напряжения и его величины, изменение встроенного заряда в диоксиде кремния происходит по-разному. Для простоты будем считать, что изначально никакого встроенного заряда в  $SiO_2$  нет.

Если теперь приложить к затвору относительно подложки положительное смещение ( $V_{затв} > V_{порог}$ ), то распределение зарядов и

электрического поля в структуре будет иметь вид, изображенный качественно на рис.12.

В процессе облучения в диэлектрике создаются электронно-дырочные пары. При этом вследствие значительной разности подвижностей электронов и дырок в  $SiO_2$  ( $\mu_n \sim 20 \frac{cm^2}{B \cdot c}$ , а  $\mu_p \sim 10^{-8} \frac{cm^2}{B \cdot c}$ ) и внешнего электрического поля возникает разделение зарядов. Относительно "неподвижные" дырки захватываются глубокими дырочными ловушками, обусловленными структурными нарушениями в  $SiO_2$ , а электроны дрейфуют в сторону положительного потенциала. Через какой-то момент времени картина распределения зарядов и поля изменится. Где-то вблизи границы диэлектрик-полупроводник будет накапливаться положительный встроенный заряд. При этом будет происходить экранирование заряда электрода затвора. При продолжении облучения можем дойти до такой ситуации, когда заряд на металлическом электроде станет равным нулю. Соответствующее распределение заряда и поля в структуре показано на рис.13.

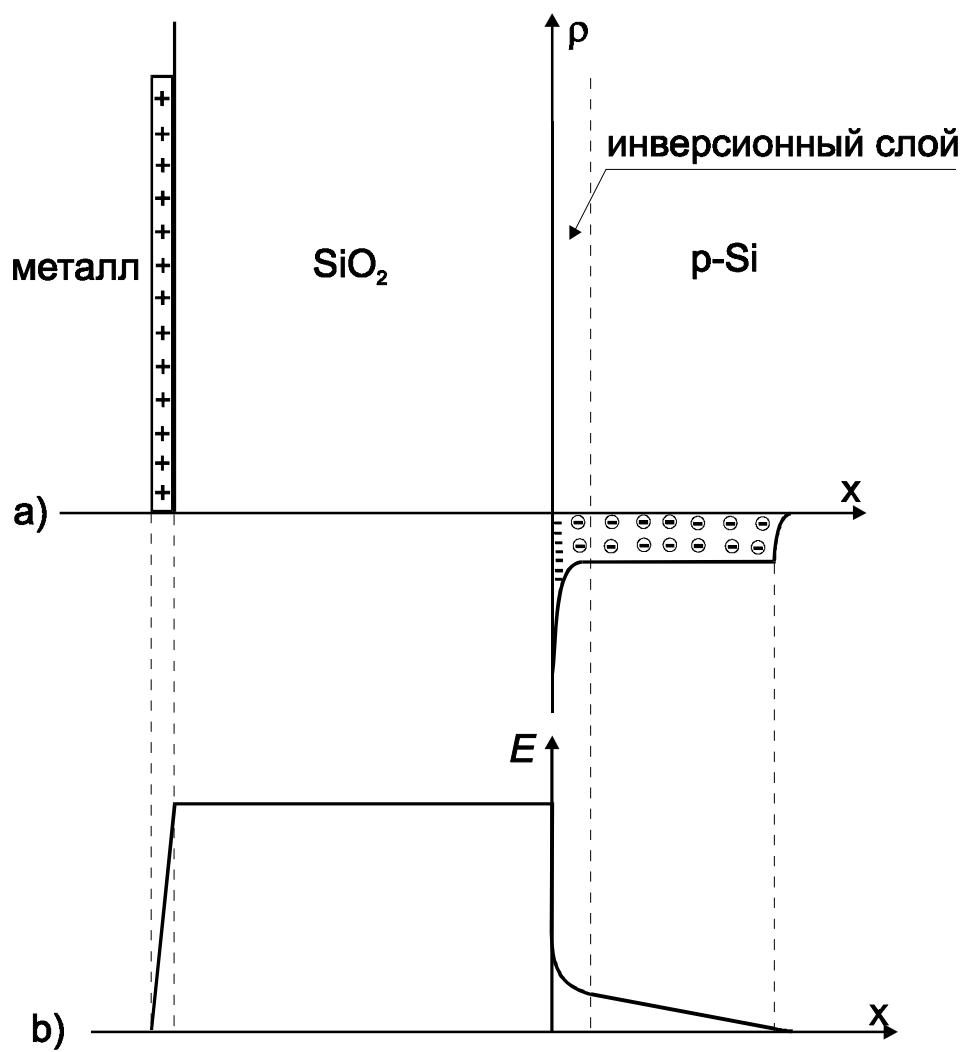


Рис.12. Этюры плотности объемного заряда (a) и электрического поля (b)

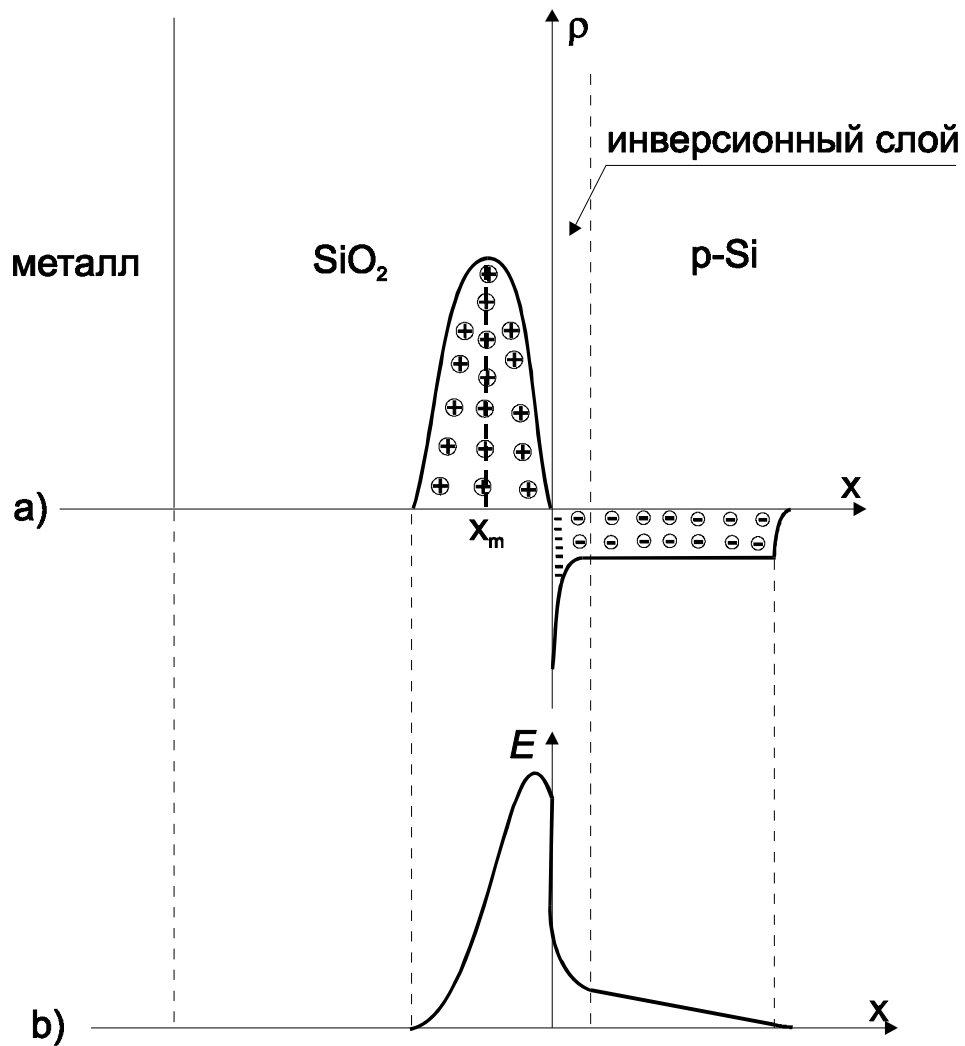


Рис.13. Этюры плотности объемного заряда (a) и электрического поля (b) после длительного облучения МДП-структуры

Поле в диэлектрике будет только вблизи границы раздела  $Si-SiO_2$ , в остальной части  $SiO_2$  поля нет. Следовательно, новые электронно-дырочные пары будут в основном рекомбинировать и встраивание положительного заряда в первом приближении прекратится. На самом деле небольшое встраивание еще будет идти, но практически им можно пренебречь.

Если мы, продолжая облучать, приложим большой потенциал к затвору, то процесс встраивания возобновится и остановится на более высоком уровне встроенного заряда.

Таким образом, чем меньше положительный потенциал на затворе в процессе облучения, тем меньше встроенный заряд. Если бы в процессе облучения в диэлектрике не было поля, встраивание заряда происходило бы незначительно из-за контактной разности потенциалов. Следовательно можно сделать вывод, что радиационные эффекты в МДП-структурах зависят от режима работы прибора.

Если бы приложили к затвору отрицательный потенциал, тогда при облучении встраивание заряда шло бы вблизи металла. Следует, однако, иметь в виду, что состояния, где захватываются дырки, в основном находятся вблизи границы раздела  $Si-SiO_2$ , здесь наиболее неравновесная часть системы из-за нарушения стехиометрии. Кроме того, окисление кремния идет при повышенной температуре (порядка  $1100\text{ }^{\circ}C$ ). Из-за разности коэффициентов теплового расширения при охлаждении структуры до комнатной температуры на границе раздела возникают механические напряжения, которые способствуют при облучении разрыву связей между  $O$  и  $Si$ , т.е. здесь больше шансов появиться трехвалентному  $Si$ . Таким образом, потенциальные ловушки для дырок в основном находятся вблизи границы  $Si-SiO_2$ .

Следовательно, когда дырки дрейфуют в сторону металлического затвора встраивание заряда будет происходить менее эффективно. Если встроенный заряд концентрируется вдалеке от кремния, то его влияние на поверхностные свойства  $Si$  существенно меньше, чем в предыдущем случае.

Вернемся к МДП-транзистору. Из сказанного следует, что основной параметр – пороговое напряжение – наиболее чувствителен к облучению.

Пусть имеем транзистор с индуцированным каналом. Для этого случая пороговое напряжение можно представить следующим образом:

$$V_{порог} = \varphi_{МДП} - \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_D} \int_0^{d_{SiO_2}} x \rho(x) dx - \frac{Q_{SS} \cdot d_{SiO_2}}{\varepsilon_0 \varepsilon_D} +$$

$$+ \frac{2 \cdot k \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{N}{n_i} + \frac{d_{SiO_2}}{\varepsilon_D \cdot \varepsilon_0} \cdot \sqrt{4 \cdot \varepsilon_{Si} \cdot \varepsilon_0 \cdot N \cdot k \cdot T \cdot \ln \frac{N}{n_i}}, \quad (52)$$

где  $\varphi_{МДП}$  – контактная разность потенциалов в МДП-структуре;  $\varepsilon_{Si}$  – диэлектрическая постоянная кремния;  $\varepsilon_D$  – диэлектрическая постоянная диэлектрика;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума;

$\rho(x)$  – распределение плотности объемного заряда в диэлектрике;  $Q_{ss}$  – поверхностная плотность заряда в поверхностных состояниях на границе раздела Si-SiO<sub>2</sub>;  $N$  – концентрация примеси в объеме полупроводника;  $n_i$  – собственная концентрация носителей;  $d_{SiO_2}$  – толщина диэлектрика;  $x$  – координата (за начало отсчета принята граница диэлектрика с металлом);  $q$  – заряд электрона.

Анализ соотношения (52) показывает, что при воздействии радиации  $V_{пор.}$  может изменяться из-за изменения плотности объемного заряда в диэлектрике, поверхностной плотности состояний на границе раздела Si-SiO<sub>2</sub> и изменения концентрации легирующей примеси в объеме полупроводника. Последний эффект из-за достаточно высокой концентрации основных носителей в подложке практически не сказывается на изменении  $V_{пор.}$  за исключением случаев высоковольтных МДП-транзисторов, которые изготавливаются из достаточно высокоомного кремния.

Если считать, как это принято в модели Митчелла, что основные изменения  $V_{пор.}$  связаны с введением положительного заряда в объеме SiO<sub>2</sub>, то при облучении может возникнуть проводящий канал уже в отсутствии смещения на затворе, т.е. транзистор превратится в прибор с встроенным каналом. Теперь на затвор надо подать отрицательное смещение, чтобы канал ликвидировать. Пороговое напряжение за счет введения положительного заряда в SiO<sub>2</sub> всегда сдвигается в сторону отрицательных смещений, чтобы компенсировать изменения, связанные с появлением



встроенного положительного заряда в окисле. Изменение порогового напряжения полностью меняет условие работы прибора в схеме.

Достаточно общей количественной теории изменения порогового напряжения с облучением нет, т.к. необходимо учитывать слишком много неконтролируемых параметров. Ясно, однако, что закономерности этого изменения зависят от знака потенциала на затворе при облучении. Очевидно также, что при длительном воздействии радиации должно происходить насыщение изменения порогового напряжения. Оценим максимальные изменения  $\Delta V_{\text{пор.}}$ .

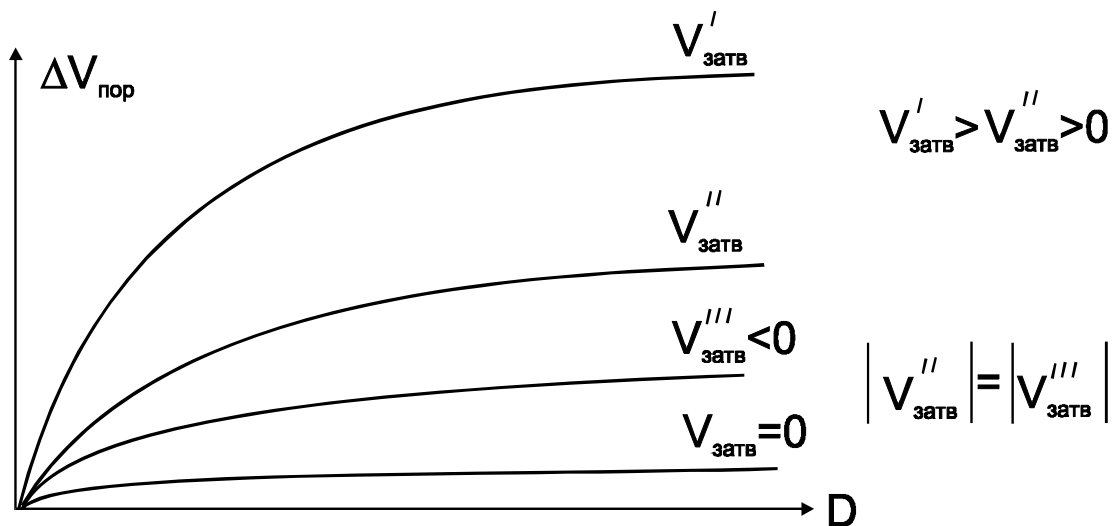


Рис.14. Зависимость изменения порогового напряжения от дозы облучения при различных значениях напряжения на затворе

При отрицательном смещении на затворе встроенный заряд концентрируется вблизи металлического электрода. Поэтому максимальный встроенный в диоксид кремния заряд не может быть больше, чем заряд на затворе. Чтобы компенсировать влияние встроенного заряда на полупроводник для получения того же состояния приповерхностной области полупроводника необходимо удвоить напряжение на затворе. То есть,

$$\Delta V_{\text{пор. max}} = |V_{\text{затв}}|. \quad (53)$$

При положительном смещении на затворе встроенный заряд располагается вблизи границы раздела  $Si-SiO_2$  на расстоянии  $X_m$  от границы (см. рис.13). Максимальной величины этот заряд достигает тогда, когда полностью экранируется заряд на затворе. Поскольку встроенный заряд находится ближе к полупроводнику, то его влияние сильнее. С учетом этого, максимальное изменение порогового напряжения можно записать в виде:

$$\Delta V_{пор. max} \cong |V_{затв}| \cdot \left( \frac{d_{SiO_2}}{X_m} - 1 \right), \quad (54)$$

где  $X_m$ - расстояние центроида встроенного заряда от границы раздела  $Si-SiO_2$ . Следовательно, чем толще диэлектрик, тем более сильные могут быть изменения порогового напряжения при облучении.

В результате расчетов на основе модели Митчелла была получена зависимость изменения (или сдвига) порогового напряжения от дозы облучения:

при отрицательном смещении на затворе

$$\Delta V_{пор.}(D) = V_{затв} \cdot (1 - e^{-\beta \cdot D}), \quad (55)$$

при положительном смещении на затворе

$$\Delta V_{пор.}(D) = V_{затв} \cdot \left( \frac{d_{SiO_2}}{X_m} - 1 \right) \cdot (1 - e^{-\beta \cdot D}), \quad (56)$$

$$\beta = 6,7 \cdot 10^{24} \cdot \frac{q\mu \cdot \tau}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{X_m}{d_{SiO_2}} \left[ \frac{1}{Mrad} \right], \quad (57)$$

где  $D$  – поглощенная доза в Мрад;  $\mu$  - подвижность электронов в  $SiO_2$ ;  $\tau$  - время жизни электронов в  $SiO_2$ ;  $X_m$  - характеристическая длина для распределения встроенного заряда в  $SiO_2$  вблизи границы раздела.

Для выявления закономерностей изменения порогового напряжения за счет встраивания положительного заряда в  $SiO_2$  при небольших дозах облучения и уточнения модели Митчелла рассмотрим следующую модель встраивания заряда.

1. Генерация электронно-дырочных пар в  $SiO_2$  не зависит от вида облучения и определяется только поглощенной дозой. Если считать, что в среднем на образование одной электронно-дырочной пары в  $SiO_2$  требуется энергия 17 эВ, то поглощенная доза в 1 рад обеспечивает создание в  $1\text{ см}^3 SiO_2$   $8,1 \cdot 10^{12}$  пар.
2. После генерации часть электронно-дырочных пар рекомбинирует. Доля оставшихся пар после рекомбинации определяется коэффициентом выхода  $F_{\text{вых.}}$ , который растет с увеличением напряженности электрического поля в окисле ( $E$ ) и зависит от вида и энергии излучения. Экспериментальные данные по зависимости  $F_{\text{вых.}}$  от  $E$  для некоторых видов облучения приведены на рис.15. Увеличение  $F_{\text{вых.}}$  с ростом  $E$  объясняется уменьшением вероятности рекомбинации пар за счет более эффективного выноса электронов из окисла при больших электрических полях. Уменьшение  $F_{\text{вых.}}$  при одинаковых  $E$  для протонов и альфа частиц по сравнению с быстрыми электронами и гамма квантами связано с повышенной скоростью рекомбинации для частиц, создающих высокую локальную плотность ионизации вдоль трека прохождения частиц, что характерно для более тяжелых частиц ( $\alpha$ -частицы, протоны).

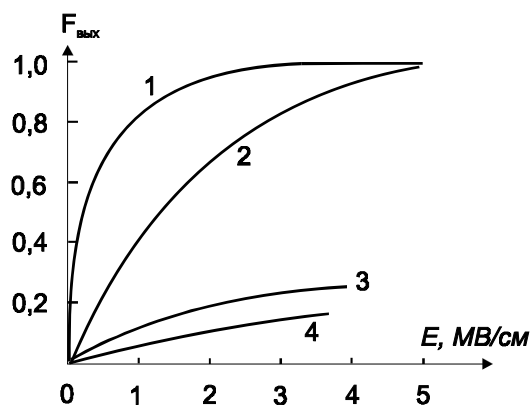


Рис. 15. Зависимость  $F_{\text{вых}}$  от напряженности электрического поля в диэлектрике: 1- электроны ( $E_e = 12\text{ МэВ}$ ), гамма кванты ( $E_\gamma = 1,25\text{ МэВ}$ ); 2- электроны ( $E_e = 5\text{ кэВ}$ ); 3- протоны ( $E_p = 700\text{ кэВ}$ ); 4- альфа частицы ( $E_\alpha = 2\text{ МэВ}$ )

3. Захват дырок на ловушки происходит в узком слое вблизи границ раздела:  $Si-SiO_2$  при положительном напряжении на затворе и *металл* -  $SiO_2$  при отрицательном напряжении на затворе.

Доля захваченных на ловушки дырок определяется коэффициентом захвата  $F_{\text{захв.}}$ , который зависит от концентрации и параметров ловушек.

4. При небольших дозах облучения распределение захваченных дырок в пределах области захвата можно считать однородным, что приводит к картине, показанной на рис. 16.

В соответствии с выражением (52), изменение порогового напряжения при облучении равно:

$$\Delta V_{\text{пор.}} = -\frac{1}{\varepsilon_D \cdot \varepsilon_0} \cdot \int_0^{d_{SiO_2}} x \Delta \rho(x) dx \quad (58)$$

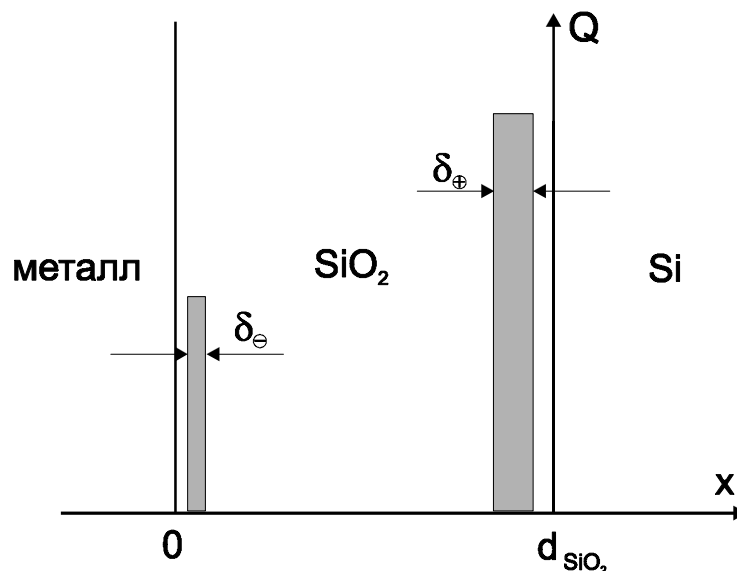


Рис. 16. Распределение положительных встроенных зарядов в  $SiO_2$  при облучении (при положительном напряжении на затворе  $\delta_{\oplus}$ , при отрицательном напряжении на затворе  $\delta_{\ominus}$ )

где  $\Delta\rho(x)$ - пространственное распределение в окисле плотности заряда, захваченных на ловушки дырок, генерированных облучением. Будем считать, что расстояние, на котором находится встроенный заряд от ближайшей границы раздела мало по сравнению с толщиной окисла, и дозы облучения относительно небольшие, так что встроенный заряд практически не меняет величины напряженности электрического поля в окисле, свободном от заряда, т.е. коэффициент  $F_{\text{вых}}$  остается неизменным в процессе облучения.

Рассмотрим случай положительного смещения на затворе в процессе облучения. Тогда весь генерированный в окисле заряд дырок с учетом коэффициентов захвата и выхода сосредоточится в области  $\delta_{\oplus}$  и плотность объемного заряда будет равна:

$$\Delta\rho = \frac{q \cdot G_o \cdot D \cdot d_{\text{SiO}_2}}{\delta_{\oplus}} \cdot F_{\text{вых}} \cdot F_{\text{зах}}^{\oplus}, \quad (59)$$

где  $F_{\text{зах}}^{\oplus}$  - коэффициент захвата дырок на ловушки вблизи границы раздела ;  $G_o$  - количество пар генерированных поглощенной дозой в 1 рад в 1 см<sup>3</sup>. В выражении (58) интегрирование для этого случая проводится в пределах от  $(d_{\text{SiO}_2} - \delta_{\oplus})$  до  $d_{\text{SiO}_2}$  и приводит к следующему соотношению:

$$\Delta V_{\text{порог}} = - \frac{q \cdot G_o \cdot F_{\text{вых}} \cdot F_{\text{зах}}^{\oplus} \cdot d_{\text{SiO}_2}^2}{\varepsilon_D \cdot \varepsilon_0} \cdot \left( 1 - \frac{\delta_{\oplus}}{2d_{\text{SiO}_2}} \right). \quad (60)$$

При отрицательном смещении на затворе генерированный в окисле заряд дырок с учетом коэффициента выхода  $F_{\text{вых}}$  и соответствующего коэффициента захвата  $F_{\text{зах}}^{\ominus}$  сосредоточится в области  $\delta_{\ominus}$  и плотность объемного заряда будет равна:

$$\Delta\rho = \frac{q \cdot G_o \cdot D \cdot d_{\text{SiO}_2}}{\delta_{\ominus}} \cdot F_{\text{вых}} \cdot F_{\text{зах}}^{\ominus}, \quad (61)$$

Тогда интегрирование выражения (58) в пределах от 0 до  $\delta_{\ominus}$  дает следующее:

$$\Delta V_{порог} = - \frac{q \cdot G_o \cdot F_{вых} \cdot F_{захв}^{\ominus} \cdot d_{SiO_2} \cdot \delta_{\ominus}}{2 \cdot \varepsilon_D \cdot \varepsilon_0}. \quad (62)$$

Таким образом, если считать, что в каком-то диапазоне доз  $F_{вых}$ ,  $F_{захв}$ ,  $\delta_{\oplus}$ ,  $\delta_{\ominus}$  не зависят от дозы, то зависимость  $|\Delta V_{порог}|$  от дозы облучения должна быть линейной. Тогда, сравнивая  $\frac{|\Delta V_{порог}|}{\Delta D}$  на линейном участке зависимости  $\Delta V_{порог} = f(D)$  при различных величинах напряжения одной и той же полярности, приложенного к МОП-структуре, можно получить соотношения между коэффициентами выхода дырок при различных напряженностях электрического поля. А проводя сравнение вышеуказанных величин при одном и том же напряжении для разных источников излучения, можно получить соотношения между коэффициентами выхода дырок для различных излучений.

Полученные выражения (60) и (62) соответствуют изменению порогового напряжения на начальных участках зависимостей  $\Delta V_{порог} = f(D)$ , изображенных на рис.14. Используя соотношения (55) и (62), можно получить выражение для  $\beta$  при отрицательных напряжениях на затворе:

$$\beta^{\ominus} = - \frac{q \cdot G_o \cdot F_{вых} \cdot F_{захв}^{\ominus} \cdot d_{SiO_2} \cdot \delta_{\ominus}}{2 \cdot \varepsilon_D \cdot \varepsilon_0 \cdot |V_{затв}|}, \quad (63)$$

а используя соотношения (56) и 60) – для положительных напряжениях на затворе:

$$\beta^{\oplus} = - \frac{q \cdot G_o \cdot F_{вых} \cdot F_{захв}^{\oplus} \cdot d_{SiO_2} \cdot \delta_{\oplus}}{2 \cdot \varepsilon_D \cdot \varepsilon_0 \cdot |V_{затв}|}, \quad (64)$$

Видно, что выражения (63) и (64) идентичны и отличаются только величиной коэффициентов захвата и размерами областей встраивания заряда у различных границ раздела. Если считать, что они одинаковы, как это принято в модели Митчелла, то значения  $\beta$  для положительных и отрицательных значений напряжения на затворе совпадают. Кроме этого в модели Митчелла полагалось, что  $\beta$  не зависит и от величины напряжения на затворе, что не соответствует выражениям (63) и (64).

Поэтому следует считать, что изменение порогового напряжения за счет встраивания положительного заряда в  $SiO_2$  при облучении описывается формулами (55) и (56), в которых значения  $\beta$  определяется соотношениями (63) и (64), а  $X_m = \frac{\delta_{\oplus}}{2}$ . При этом коэффициенты выхода дырок зависят от вида и энергии излучения и от напряженности электрического поля в диэлектрике, а коэффициенты захвата определяются технологическими особенностями изготовления МОП-структуры. Для радиационно стойкой технологии  $F_{\text{захв}}$  невелики, для обычных технологий они приближаются к единице. Если в формулах (63) и (64) величину  $G_0$  считать равной  $8,1 \cdot 10^{12} \text{ рад}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ , то поглощенную дозу в формулах необходимо подставлять в радах.

Однако сдвиг порогового напряжения может быть связан не только с зарядом в окисле, но также и с зарядом поверхностных состояний. Как показано в зарубежных и отечественных исследованиях в МОП-структурах при воздействии облучения может возникнуть не только положительный заряд, но и отрицательный. Причем знак наведенного радиацией заряда зависит от способа выращивания пленки  $SiO_2$ , от места локализации радиационных повреждений в МДП- структуре и от типа подложки.

Известно, что при облучении в кремнии  $n$ -типа проводимости на границе раздела появляются дефекты акцепторного типа, а в кремнии  $p$ -типа

проводимости - дефекты донорного типа. Таким образом, при облучении структур с подложкой *n*-типа в приповерхностном слое кремния образуется отрицательный заряд, а с подложкой *p*-типа - положительный. Знак суммарного наведенного заряда и его величина для облученной структуры, созданной на кремнии *p*-типа определяется суммой, а для структуры на кремнии *n*-типа – разностью зарядов в окисле и на подложке. Это положение подтверждается экспериментальными результатами. При облучении МОП - структур с термически выращенным окислом на подложке из кремния *n*-типа было обнаружено, что с увеличением дозы  $\gamma$ -облучения сначала происходит накопление отрицательного заряда, а затем положительного. Это объясняется тем, что скорость образования отрицательного заряда в приповерхностном слое кремния *n*-типа больше скорости образования положительного заряда в пленке  $SiO_2$ . При дальнейшем увеличении дозы облучения заряд на границе раздела уже насыщается, а положительный заряд в  $SiO_2$  продолжает возрастать. Появление новых поверхностных состояний можно объяснить следующим образом: при термическом выращивании окисла на границе раздела *Si-SiO<sub>2</sub>* возникают механические напряжения, способствующие разрыву химических связей между атомами кремниевой подложки и пленки  $SiO_2$  и приводящие к появлению поверхностных состояний на границе раздела *Si-SiO<sub>2</sub>*. Эти поверхностные состояния существуют до облучения и частично могут быть скомпенсированы заполнением разорванных связей водородом и группами *ОН*. При воздействии ионизирующей радиации такие связи могут рваться в соответствии с приведенными выше реакциями. Кроме этого, могут нарушаться напряженные и деформированные связи *Si-O-Si*, т.е. связанные атомы кислорода могут освободиться и образовать положительно заряженные вакансии кислорода. Процессы, вызванные радиацией, и напряжения сжатия в окисле вызывают переориентацию свободно



упакованных тетраэдров  $Si-O$  в более плотно упакованную структуру. Вследствие этого происходит разрыв связей между атомами кремниевой подложки и пленки  $SiO_2$ . Ненасыщенные связи кремния вызывают появление новых поверхностных состояний.

При использовании радиационного облучения в качестве технологического процесса для формирования или улучшения характеристик МДП-структур целесообразно использовать три случая, в которых определяют величину и знак наведенного заряда в зависимости от соотношения пробега падающих частиц  $R$  и толщины окисла  $d_{SiO_2}$ .

Если  $R < d_{SiO_2}$ , то радиационные дефекты будут образовываться в объеме окисла и произойдет накопление положительного заряда. Плотность поверхностных состояний в этом случае остается постоянной. При  $R > d_{SiO_2}$  значительный вклад в суммарный заряд будет давать заряд на структурных нарушениях в кремнии. При этом знак заряда облученных структур зависит от типа проводимости подложки.

На рис.17 приведены вольтфарадные характеристики (ВФХ) структур с термическим окислом, выращенным на подложках разного типа проводимости до и после облучения в реакторе. Видно, что на подложке  $n$ -типа образуется отрицательный заряд, а на подложке  $p$ -типа – положительный. Плотность поверхностных состояний при этом растет.

При  $R \geq d_{SiO_2}$  облучение приводит к интенсивному образованию дефектов

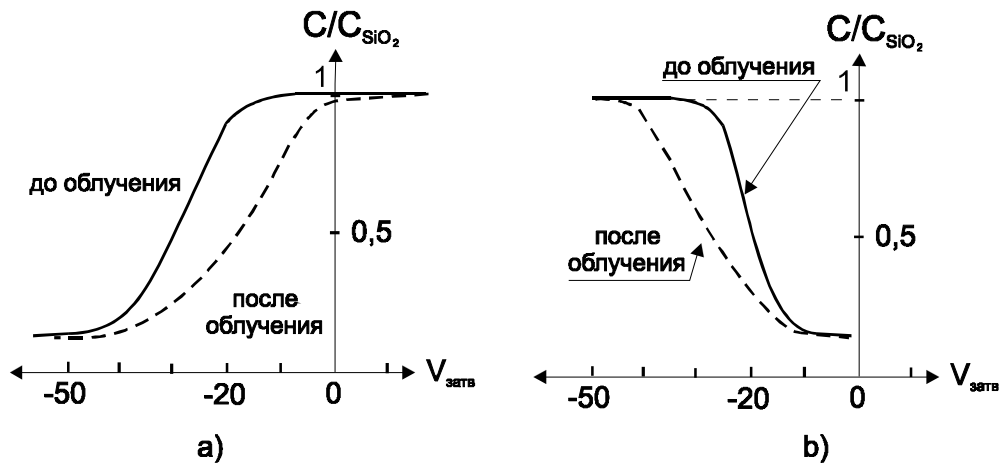


Рис.17. Вольтфарадные характеристики структур Si- SiO<sub>2</sub>, облученных в реакторе: а) – подложка *n*-типа, б) – подложка *p*-типа.

в приповерхностном слое кремния. Знак наведенного заряда в этом случае (для подложки *n*-типа) может быть как положительный, так и отрицательный. Количество радиационных дефектов в приповерхностном слое и скорость их образования значительно превышает соответствующие величины для остального объема кремния. Уже при небольших дозах облучения, когда не наблюдается изменения объемных свойств кремния, на поверхности образуется значительное количество дефектов.

Знак и величина заряда на границе раздела зависят также от способа выращивания окисла. Проведенные исследования показывают, что в термически выращенных окислах на кремнии *n*-типа при воздействии ионизирующим облучением появляется отрицательный заряд, а при пиролитическом осаждении SiO<sub>2</sub> – положительный, о чем свидетельствует сдвиг вольтфарадных характеристик (рис.18).

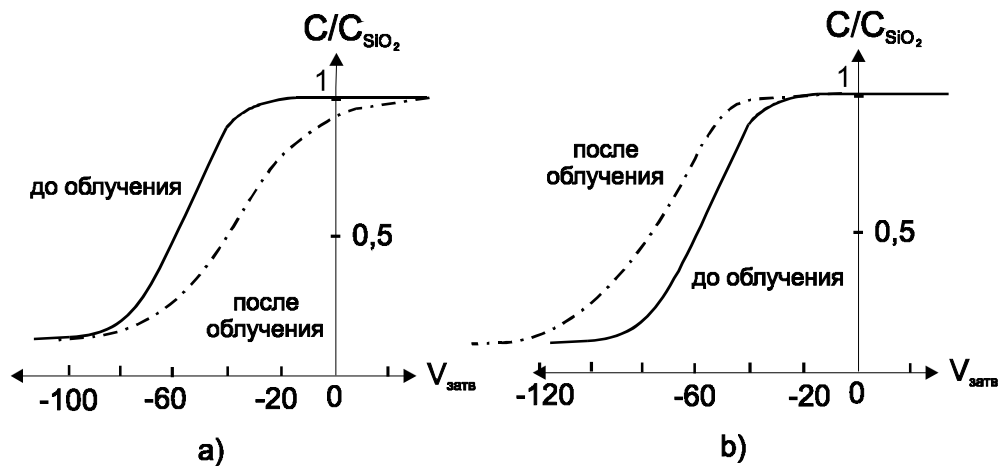


Рис.18. Влияние ионизирующего излучения на знак заряда на границе раздела  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Si}$ -  $n$ -типа: а) – термический окисел, б)– пиролитический окисел

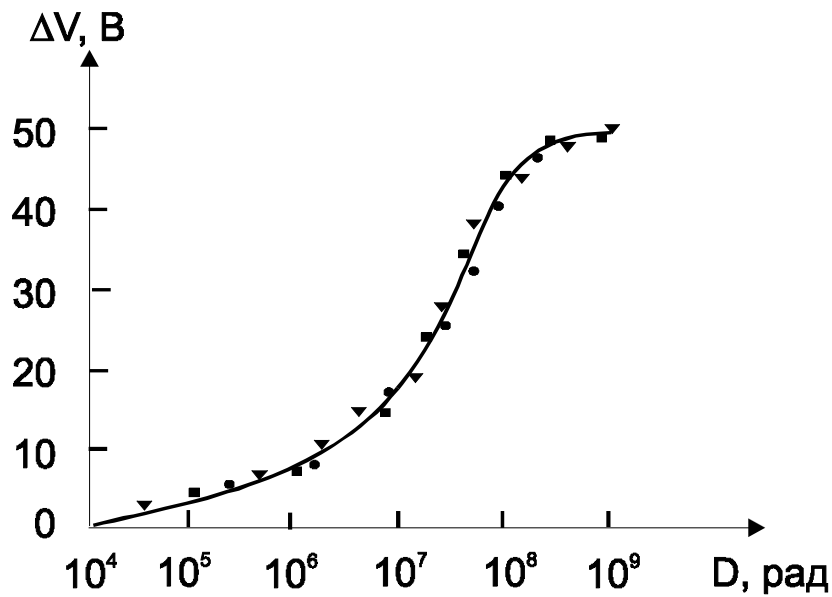
Изменение ВФХ проявляется в параллельном сдвиге характеристик, свидетельствующем об увеличении в окисле объемного пространственного заряда, и изменении их наклона, связанное с увеличением плотности быстрых поверхностных состояний на границе раздела  $\text{Si}$  -  $\text{SiO}_2$ .

Из приведенной модели следует, что при облучении МОП-структур появление отрицательного заряда возможно лишь тогда, когда используется подложка  $n$ -типа. При облучении приборов с подложкой  $p$ -типа будет наводиться только положительный заряд.

Поэтому при создании радиационно-стойких МДП -транзисторов следует учитывать, что применяемые методы повышения радиационной стойкости транзисторов с  $p$ -каналом могут оказаться неэффективными для транзисторов с  $n$ -каналом, и наоборот.

На рис.19 показана зависимость величины сдвига напряжения плоских зон от поглощенной дозы радиации при различных мощностях дозы. Видно, что заметный сдвиг по напряжению появляется начиная с дозы  $10^4$  рад; кривая стремится к насыщению при дозах выше  $10^8$  рад. Зависимости от мощности дозы не наблюдается, а эффект определяется

только полной поглощенной дозой.



*Рис.19. Смещение напряжения плоских зон МДП-структуры как функции поглощенной дозы радиации при различных мощностях дозы*

При облучении МДП-приборов различными дозами ионизирующего излучения наблюдается также искажение ВФХ, т.е. расширение области напряжений, при которых происходит изменение емкости. Искажение ВФХ (или изменение их наклона) не зависит от величины смещения и связано с увеличением при воздействии радиации быстрых поверхностных состояний вблизи границы раздела диэлектрик-полупроводник.

По мере увеличения дозы облучения как сдвиг ВФХ, так и изменение их наклона стремится к пределу.

На рис.20 представлены изменения стоко-затворных характеристик  $p$ - и  $n$ -канальных МДП-транзисторов при различных дозах  $\gamma$ -излучения. Из рисунков видно, что при облучении достаточно сильно сдвигается пороговое напряжение в сторону больших отрицательных смещений и одновременно происходит некоторое изменение крутизны характеристик. Поэтому ток стока, измеренный при фиксированном напряжении на затворе, для  $p$ -канальных транзисторов уменьшается, а для  $n$ -канальных —

увеличивается.

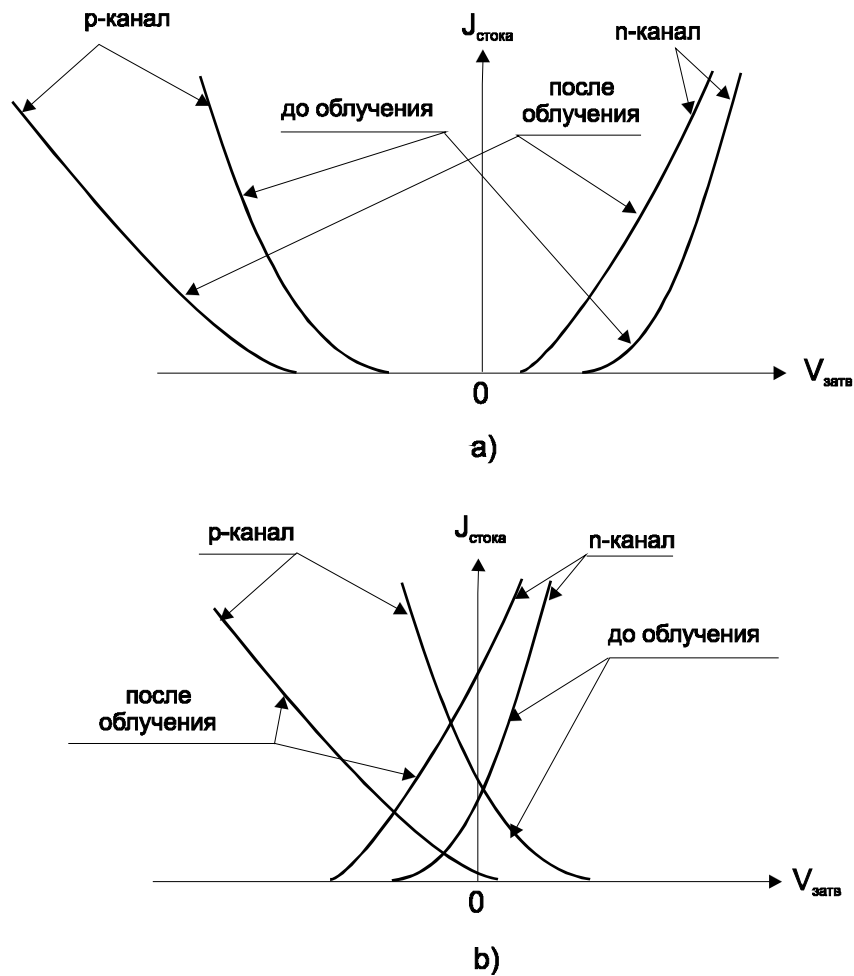


Рис.20. Стоко-затворные характеристики МДП-транзисторов с индуцированным (а) и встроенным (б) каналом до и после облучения  $\gamma$ -квантами

Изменение порогового напряжения преимущественно связано с накоплением пространственного заряда в диэлектрике; уменьшение угла наклона стоко-затворных характеристик, а, следовательно, и уменьшение крутизны характеристики МДП-транзистора обусловлено увеличением плотности быстрых поверхностных состояний на границе раздела Si-  $\text{SiO}_2$ .

Таким образом, деградация статических параметров МДП-транзисторов объясняется в основном двумя эффектами, не исчезающими при облучении: *накопление положительного заряда в подзатворном*

*диэлектрике и увеличение плотности быстрых поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик - полупроводник.*

Радиационно-зависимыми параметрами МДП-транзисторов являются: *пороговое напряжение, крутизна стокозатворной характеристики и вольтфарадные характеристики.* Накопление положительного заряда приводит к сдвигу стоко-затворных и вольтфарадных характеристик, изменению величины  $V_{\text{порог}}$ , а увеличение плотности быстрых поверхностных состояний – к уменьшению крутизны стоко-затворной характеристики и искажению вольтфарадных характеристик. Кроме этого оба эффекта приводят к увеличению (для *p*-канальных), либо к уменьшению (для *n*-канальных приборов) тока стока.

#### Пути повышения радиационной стойкости МДП-транзисторов.

Повышать радиационную стойкость МДП-транзисторов можно либо с помощью соответствующих технологических приемов, либо задавая оптимальный режим работы транзистора.

#### Выбор оптимального режима работы

Поскольку наибольшие изменения порогового напряжения при облучении наблюдается при положительном напряжении на затворе, то надо стремиться работать при отрицательных смещениях на затворе. Для этого транзистор должен быть *p*-канальным с индуцированным каналом или *n*-канальный транзистор с встроенным каналом.

#### Оптимизация технологических процессов изготовления окисла.

Большое влияние на чувствительность МДП-приборов к облучению оказывают технологические условия при производстве транзисторов и зависящий от них характер дефектности диэлектрика. К технологическим факторам, в наибольшей степени влияющим на поведение МОП-приборов при облучении, относятся следующие: состояние поверхности пластины

перед окислением, толщина окисла; среда, в которой проводится окисление (например,  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $N_2$ ), температура, при которой проводится окисление, - тип электрода затвора ( $Al$ ,  $Pt$ ,  $Au$ ,  $Cr$ ), температура вжигания при изготовлении затвора, вид термообработки после окисления, ее длительность и температура.

Как отмечалось выше, изменение крутизны стоко-затворной характеристики МДП-транзисторов при воздействии облучения связано с увеличением плотности поверхностных состояний на границе раздела  $Si - SiO_2$ . Причем, чем больше плотность поверхностных состояний перед облучением, тем сильнее возрастает их концентрация во время облучения. Поэтому при разработке радиационно-стойких МДП-приборов следует стремиться к получению максимально упорядоченной поверхности кремния перед окислением. Проводятся специальные исследования влияния различных способов обработки поверхности кремния перед окислением на эффективную плотность поверхностных состояний в МОП-структурах. При этом используются варианты механической, химико-механической и химической обработки поверхности кремния.

Эффективным способом уменьшения встраивания заряда в окисле при облучении является уменьшение толщины подзатворного окисла. Однако этот способ приводит к уменьшению рабочих напряжений приборов.

#### Применение новых диэлектриков (например, $Al_2O_3$ , $Si_3N_4$ )

Оксид алюминия является перспективным материалом для подзатворного диэлектрика МДП-приборов. Характерной особенностью этого материала является наличие доноро- и акцептороподобных центров соизмеримых концентраций. При этом, как показывают исследования, донороподобные центры представляют собой ассоциации дефектов с атомом алюминия. Таким образом, при воздействии ионизирующих видов радиации

в  $Al_2O_3$  возникают как положительно заряженные центры, так и отрицательно заряженные. Релаксация заряда в упомянутых центрах происходит при температурах более  $300^\circ C$ , что указывает на положение их в глубине запрещенной зоны  $Al_2O_3$ . Использование  $Al_2O_3$  в качестве изолятора затвора целесообразно в приборах, работающих при низких температурах и высоких дозах радиации (около  $10^8$  рад и выше). Приборы с изолятором  $Al_2O_3$  имеют малые сдвиги порогового напряжения при нулевых и отрицательных смещениях, а при положительных смещениях сдвиги оказываются малыми только тогда, когда наступает состояние ограниченной инжекции.

Интересные результаты получены при использовании в качестве диэлектрика оксинитрида кремния ( $SiON$ ). Определено, что как при отрицательном, так и при положительном напряжении на затворе в таких структурах не происходит существенного изменения  $\Delta V_{\text{порог}}$ . Сравнительный анализ характеристик приборов указывает на большую радиационную стойкость структур  $Si-SiON$  по сравнению с  $Si-SiO_2$ . Кроме того, структуры  $Si-SiON$  имеют лучшую временную стабильность характеристик.

#### Применение легированного окисла

Скорость роста плотности поверхностных состояний при облучении МДП-приборов ионизирующим облучением снижают путем предварительного легирования окисла некоторыми металлами. Так, легирование алюминием затворного окисла можно использовать при создании радиационно-стойких МОП-приборов с  $n$ -каналом. Для создания МОП-транзисторов с  $p$ -каналом, устойчивых к радиации, можно применять легирование окисла затвора хромом. Хотя этим способом и не удастся подавить рост  $V_{\text{порог}}$  при облучении, плотность поверхностных состояний в образцах, где  $SiO_2$  был предварительно легирован хромом и алюминием



методом ионной имплантации или термодиффузией, оказалась меньшей. Исследования показывают, что метод ионной имплантации является эффективным методом уменьшения скорости встраивания объемного заряда в  $SiO_2$  при облучении за счет создания ловушек электронов, компенсирующих заряд захваченных дырок.

#### Применение многослойных диэлектриков

(например,  $SiO_2 + Si_3N_4$ ,  $SiO_2 + Al_2O_3$ ,  $SiO_2 + P_2O_5$ .)

При использовании многослойных структур скорость накопления объемного заряда в диэлектрике затвора при облучении значительно меньше, чем увеличение плотности поверхностных состояний на границе раздела полупроводник-диэлектрик. Пассивация слоя окисла фосфоросиликатным стеклом (структура  $Me - P_2O_5 - SiO_2 - Si$ ), повышает радиационную стойкость  $n$ -канальных МДП-приборов, работающих при положительных смещениях. Пассивация окисла нитридом кремния (структура  $Me-Si_3N_4-SiO_2-Si$ ) применима как для  $n$ - так и для  $p$ -канальных МДП-приборов.

Тем не менее, до конца проблема радиационной стойкости МДП-транзисторов не решена, т.к. если использовать комбинированный диэлектрик, то надежность ухудшается. Поэтому в последнее время сосредоточили усилия на создании радиационно стойкого транзистора на основе  $SiO_2$ . Для этого пытаются получать слои диоксида кремния с минимальным количеством напряженных связей с тем, чтобы меньше образовывалось бы центров захвата дырок. Для этого идут по пути уменьшения температуры выращивания пленки  $SiO_2$ . Если обычно диоксид кремния выращивается при температуре порядка  $t = 1200^\circ C$ , то при создании радиационно стойких МДП-транзисторов используют температуру окисления порядка  $t = 900 \div 950^\circ C$ . Это позволяет резко снизить механические напряжения на границе раздела. Более низкую температуру

использовать нецелесообразно, т.к. ухудшаются качества диэлектрика, он получается слишком рыхлый. После такого нанесения низкотемпературного подзатворного диэлектрика уже нельзя проводить высокотемпературные операции: ни высокотемпературной диффузии, ни ионной имплантации с высокотемпературным отжигом.

Варьируется также среда выращивания  $SiO_2$ . Лучший результат достигается при выращивании диэлектрика в атмосфере сухого кислорода. Используются так же пироженное окисление кремния.

Наконец, есть радиационные технологические процессы для повышения радиационной стойкости приборов. Для этого готовые транзисторы облучают и потом отжигают при достаточно высокой температуре ( $\sim 400 \div 500^\circ\text{C}$ ). При этом рвутся напряженные связи, а потом при отжиге связи восстанавливаются, но уже не напряженные. Совокупность перечисленных выше методов позволяет создать довольно стойкие транзисторы, которые могут использоваться в специальной аппаратуре.

Подводя итог вышесказанному, следует отметить, что МДП-транзисторы достаточно чувствительны к  $\gamma$ -квантам, электронам, протонам, а к нейтронам они практически не чувствительны. С точки зрения нейтронного облучения это наиболее стойкий прибор. Следует однако помнить, что и при нейтронном облучении всегда есть ионизационная компонента как за счет сопутствующего гамма излучения, так и за счет ионизации материала атомами отдачи.

К радиационным переходным процессам МДП-транзистор довольно стоек. Ток затвора у него существенно меньше, чем у других разновидностей полевых транзисторов и рост его при облучении незначителен. Поэтому параметром-критерием оценки уровня бессбойной работы и времени потери работоспособности является начальный ток стока,

который возрастает во время воздействия импульса гамма облучения. Так как в МДП-транзисторе подложка, как правило, соединена с истоком, то  $J_{с.нач.}$  для транзистора с индуцированным каналом определяется обратно смещенным переходом сток-подложка и его поведение при воздействии гамма-импульса аналогично поведению  $J_{кбо}$  [4].

### 3. Радиационные эффекты в солнечных батареях

Солнечные батареи относятся к категории фотопреобразователей, т.е. это приборы, преобразующие энергию солнечного излучения в электрическую энергию. В связи с освоением космического пространства солнечные батареи находят очень широкое применение в космических аппаратах, как весьма эффективные источники энергии. В основе работы солнечных батарей лежит фотовольтаический эффект, сущность которого состоит в том, что при освещении солнечным светом  $p$ - $n$ -перехода, генерированные светом электронно-дырочные пары разделяются полем перехода, так что  $p$ -область получает дополнительный положительный заряд, а  $n$ -область – отрицательный, т.е. на концах  $p$ - $n$ -перехода возникает разность потенциалов. Если к  $p$ - $n$ -переходу, освещаемому солнечным светом, подключить сопротивление нагрузки, то через него потечет электрический ток и соответственно будет выделяться определенная мощность. Основными параметрами солнечной батареи являются ток короткого замыкания  $J_{к.з.}$  и напряжение холостого хода  $V_{х.х.}$ . Кроме того, необходимо иметь вольт-амперную характеристику солнечной батареи, так как это позволяет определить мощность, выделяемую в нагрузке.

Конструктивно солнечные батареи выполняются в виде куска полупроводникового материала, например, кремния, в котором создается мелкий  $p$ - $n$ -переход. Таким образом, они состоят из протяженного достаточно высокоомного участка базы, как правило, проводимости  $p$ -типа со

сплошным омическим контактом на тыльной стороне и тонкого сильнолегированного слоя  $n$ -типа с сетчатым или полосковым омическим контактом, чтобы не препятствовать проникновению солнечного света вглубь прибора (рис.21).

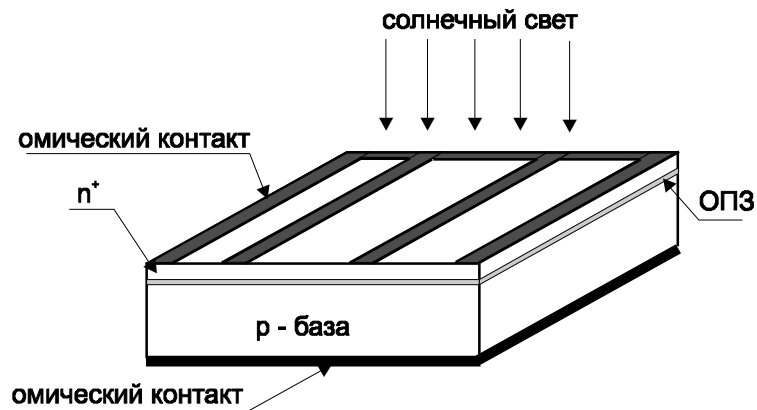


Рис.21. Структура солнечной батареи

Ток короткого замыкания формируется главным образом генерированными светом в  $p$ -базе электронами, которые с расстояния порядка диффузионной длины подходят к  $p$ - $n$ -переходу и скатываются в  $n^+$ -область. Небольшой вклад в  $J_{к.з.}$  может также дать генерация дырок в  $n^+$ -области и генерация пар в области пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода.

Напряжение холостого хода  $V_{х.х.}$  возникает на разомкнутых концах солнечной батареи и обусловлено накоплением генерированных светом дырок в  $p$ -области, а также пришедших из  $n^+$ -области и ОПЗ перехода, и накоплением электронов в  $n^+$ -области, пришедших из  $p$ -области и ОПЗ перехода, а также сгенерированных в  $n^+$ -области. Естественно, что при возникновении разности потенциалов между  $p$ - и  $n$ -областями, которая в данном случае соответствует смещению  $p$ - $n$ -перехода в прямом направлении, потенциальный барьер, обусловленный контактной разностью потенциалов, станет уменьшаться, что вызовет протекание некоторого прямого тока через  $p$ - $n$ -переход. Уменьшение потенциального барьера будет

происходить до тех пор, пока прямой ток через  $p-n$ -переход не компенсирует ток, обусловленный сбором генерированных светом носителей заряда. Установившаяся при этом разность потенциалов на концах солнечной батареи и является напряжением холостого хода.

Чтобы получить вольтамперную характеристику солнечной батареи, учтем, что ток во внешней цепи складывается из тока короткого замыкания за вычетом тока прямосмещенного  $p-n$ -перехода, т.к. внешнее напряжение на нагрузке прикладывается как раз к  $p-n$ -переходу в прямом направлении. Однако, кроме внешнего нагрузочного сопротивления  $R_H$ , в солнечной батарее имеется внутреннее сопротивление базовой области. Таким образом, прямое напряжение на  $p-n$ -переходе  $V_{p-n}$  будет состоять из суммы падений напряжения на внешней нагрузке и на сопротивлении базы, т.е.

$$V_{p-n} = J \cdot (R_H + r_B) = V + J \cdot r_B. \quad (65)$$

Тогда результирующий ток  $J$  и напряжение  $V$  равны:

$$J = J_{к.з.} - J_S \cdot \exp \left[ \frac{q}{m \cdot kT} \cdot (V + J \cdot r_B) \right], \quad (66)$$

$$V = \frac{m \cdot kT}{q} \cdot \ln \left( \frac{J_{к.з.} - J}{J_S} \right) - J \cdot r_B, \quad (67)$$

где  $m$ - коэффициент в пределах от 1 до 2;

$$J_S = \frac{q \cdot S_{p-n} \cdot n_i^2 \cdot D_n}{N_A \cdot L_n} \quad (68)$$

ток насыщения перехода;  $L_n$ - диффузионная длина электронов в базе;  $S_{p-n}$ - площадь перехода;  $N_A$ - концентрация легирующей примеси в базе;  $D_n$ - коэффициент диффузии электронов в базе.

Вид вольтамперной характеристики солнечной батареи изображен на рис.22. При этом из соотношения (67) следует, что

$$V_{x.x.} = \frac{m \cdot kT}{q} \ln \left( \frac{J_{к.з.}}{J_S} \right) \quad (69)$$

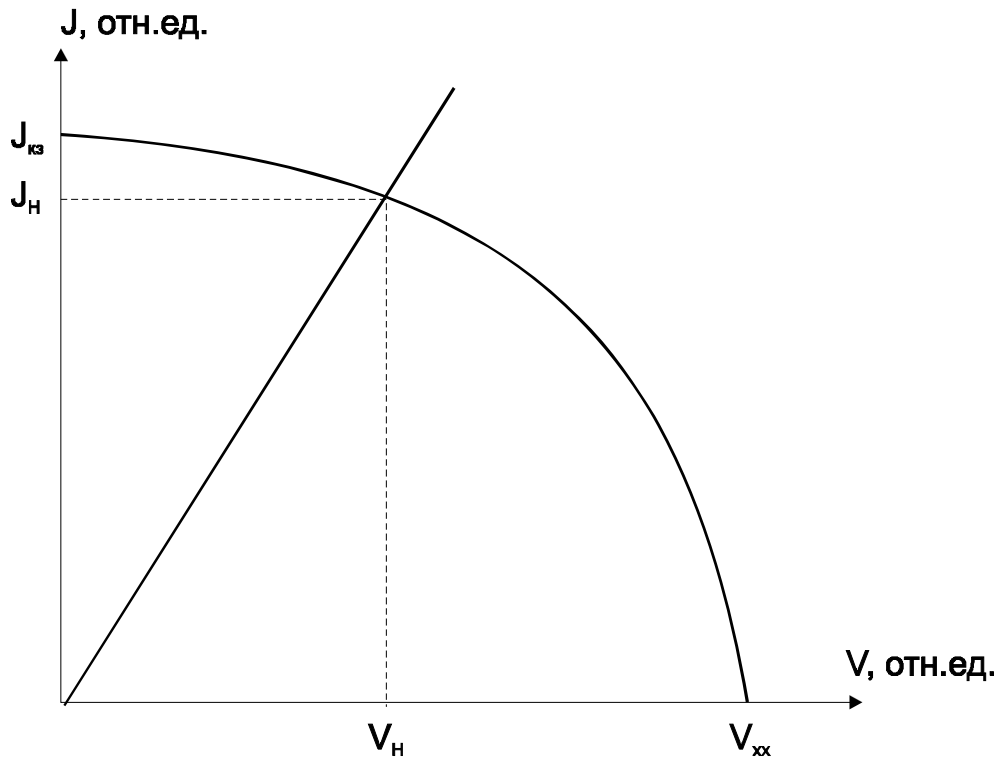


Рис.22. Вольтамперная характеристика солнечной батареи

Мощность, которая выделяется в нагрузке  $P_H$ , зависит от сопротивления нагрузки  $R_H$ . Для нагрузочной линии, указанной на рис.22

$$\left( R_H = \frac{V_H}{J_H} \right), P_H = V_H \cdot J_H.$$

Рассмотрим подробнее, чем определяется величина  $J_{к.з.}$ , т.к. знание  $J_{к.з.}$  позволяет определить  $V_{х.х.}$  (69) и строить ВАХ, т.е. находить мощность в нагрузке.

Для определения  $J_{к.з.}$ , обусловленного сбором носителей из базы, нам необходимо решить стационарное уравнение непрерывности для базы, которое в случае базы  $p$ -типа принимает вид:

$$D_n \cdot \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n}{\tau_n} + G(x) = 0, \quad (70)$$

где  $\tau_n$ - время жизни электронов в базе;  $G(x)$ - скорость генерации электронов в базе, которая зависит от коэффициента поглощения

солнечного света материалом солнечной батареи и плотности потока солнечного излучения.

В самом общем виде :

$$G(x) = F(\lambda) \cdot [1 - R(\lambda)] \cdot \alpha(\lambda) \cdot \exp[-\alpha(\lambda) \cdot x], \quad (71)$$

где  $F(\lambda)$  - спектральная плотность потока солнечного излучения;  $R(\lambda)$  - коэффициент отражения солнечного света от поверхности солнечной батареи;  $\alpha(\lambda)$  - коэффициент поглощения света.

Типичный спектр солнечного излучения в космическом пространстве, а также коэффициенты поглощения излучений такого спектра в кремнии приведены в таблице 1.

В результате решения уравнения (70) мы должны найти распределение концентрации неравновесных электронов в  $p$ -области и далее определить ток этих электронов на границе ОПЗ перехода, считая что ток состоит только из диффузионной компоненты. Однако мы попытаемся найти выражение для тока из общих соображений без решения уравнения непрерывности.

Таблица 1.

$\lambda,$ мкм	$F(\lambda),$ $\frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{мкм}}$	$\alpha,$ $\text{см}^{-1}$	$1/\alpha,$ мкм	$E,$ эВ
0,4	$2 \cdot 10^{16}$	$8,2 \cdot 10^4$	0,12	3,1
0,5	$3,3 \cdot 10^{16}$	$1,2 \cdot 10^4$	0,83	2,48
0,6	$4,3 \cdot 10^{16}$	$4,7 \cdot 10^3$	2,1	2,06
0,7	$4,6 \cdot 10^{16}$	$2,2 \cdot 10^3$	4,5	1,77
0,8	$4,3 \cdot 10^{16}$	$1,0 \cdot 10^3$	9,7	1,55
0,9	$3,7 \cdot 10^{16}$	$4,0 \cdot 10^2$	25,0	1,38
1,0	$3,4 \cdot 10^{16}$	$1,04 \cdot 10^2$	96,0	1,24

Будем считать, что протяженность базовой области много больше диффузионной длины электронов  $L_n$  в базе и глубины проникновения света в кремнии  $\frac{1}{\alpha}$  (по крайней мере для фотонов, обеспечивающих собственное поглощение). Возьмем из спектра длины волн, соответствующие глубокому проникновению света в кремний, по сравнению с диффузионной длиной, т.е.  $\frac{1}{\alpha} \gg L_n$  или  $\alpha \cdot L_n \ll 1$ . Тогда несмотря на то, что электронно-дырочные пары будут генерироваться на большой глубине, сбор электронов  $p$ - $n$ -переходом будет происходить с расстояния, равного диффузионной длине, и собранный ток  $J_{к.з.}$  будет равен:

$$J_{к.з.} = q \cdot S_{p-n} \cdot F \cdot (1 - R) \cdot \alpha \cdot L_n. \quad (72)$$

Если взять другой крайний случай, соответствующий неглубокому проникновению света в кремний (на расстояния, много меньше диффузионной длины), т.е.  $\frac{1}{\alpha} \ll L_n$  или  $\alpha \cdot L_n \gg 1$ , то сбор электронов должен происходить с расстояния, равного глубине проникновения света в кремний, т.е. с  $\frac{1}{\alpha}$ . Тогда

$$J_{к.з.} = q \cdot S_{p-n} \cdot F \cdot (1 - R) \cdot \alpha \cdot \frac{1}{\alpha} = q \cdot S_{p-n} \cdot F \cdot (1 - R). \quad (73)$$

Общее же выражение, учитывающее оба случая, должно иметь вид:

$$J_{к.з.} = q \cdot S_{p-n} \cdot F \cdot (1 - R) \cdot \frac{\alpha \cdot L_n}{1 + \alpha \cdot L_n}. \quad (74)$$

Кроме этого следует учесть, что коротковолновое излучение, неглубоко проникая в кремний, будет уменьшать свой вклад в ток короткого замыкания из-за рекомбинации на лицевой поверхности солнечной батареи. Можно считать, что все носители, которые будут возбуждены в верхней



половине  $n^+$ -области, не дадут вклад в  $J_{к.з.}$ , что может быть учтено в соотношении (74) введением множителя  $\exp\left(-\frac{\alpha \cdot X_{p-n}}{2}\right)$ , где  $X_{p-n}$ - глубина залегания  $p$ - $n$ -перехода.

Для расчета общего тока  $J_{к.з.}$  от всего солнечного спектра необходимо скорректированное выражение (74) проинтегрировать по всему спектру до красной границы поглощения  $\lambda_{max}$ , определяемой шириной запрещенной зоны материала солнечной батареи. Тогда

$$J_{к.з.} = qS_{p-n} \int_0^{\lambda_{max}} F(\lambda)[1 - R(\lambda)] \frac{\alpha(\lambda) \cdot L_n}{1 + \alpha(\lambda) \cdot L_n} \exp\left[-\frac{\alpha(\lambda) \cdot X_{p-n}}{2}\right] d\lambda. \quad (75)$$

Величину в подынтегральном выражении за исключением множителя  $F(\lambda)$ , обозначим  $S(\lambda)$ . Эта величина называется коэффициентом собирания или квантовым выходом или спектральным откликом. Таким образом

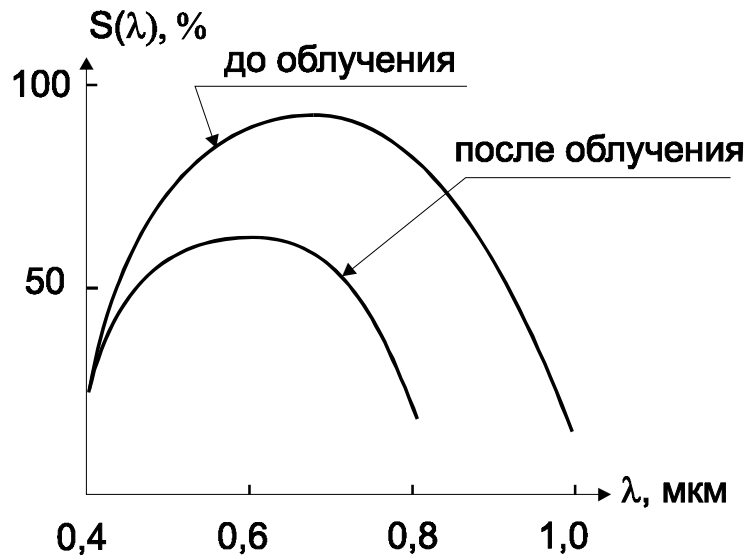
$$S(\lambda) \equiv [1 - R(\lambda)] \cdot \frac{\alpha(\lambda) \cdot L_n}{1 + \alpha(\lambda) \cdot L_n} \cdot \exp\left[-\frac{\alpha(\lambda) \cdot X_{p-n}}{2}\right]. \quad (76)$$

При облучении за счет введения радиационных дефектов будет уменьшаться диффузионная длина в соответствии с выражением

$$\frac{1}{[L_n(\Phi)]^2} = \frac{1}{[L_n(0)]^2} + K_L \cdot \Phi, \quad (77)$$

где  $K_L = \frac{K_\tau}{D_n}$ . Это приведет к уменьшению  $J_{к.з.}$  с ростом интегрального потока облучения. Если облучение глубоко проникает в образец (нейтроны, протоны высоких энергий), то это скажется на уменьшении тока  $J_{к.з.}$  за счет длинноволновой части солнечного спектра.

На рис.23 представлен спектральный отклик до и после облучения протонами высоких энергий, из которого видно, что деградация  $S(\lambda)$  идет в основном в длинноволновой части спектра.



*Рис.23. Спектральный отклик до и после облучения протонами высоких энергий*

При облучении частицами с малой глубиной проникновения в кремний (протоны низких энергий), деградация спектрального отклика будет происходить главным образом в коротковолновой части спектра (рис.24).

Напряжение холостого хода также будет уменьшаться при облучении за счет уменьшения  $J_{к.з.}$ ,  $L_n$ ,  $N_A$ . Однако из-за логарифмической зависимости изменение  $V_{х.х.}$  будет не столь значительным, как  $J_{к.з.}$ .

Вид вольтамперной характеристики до и после облучения частицами высоких энергий показан на рис.25.

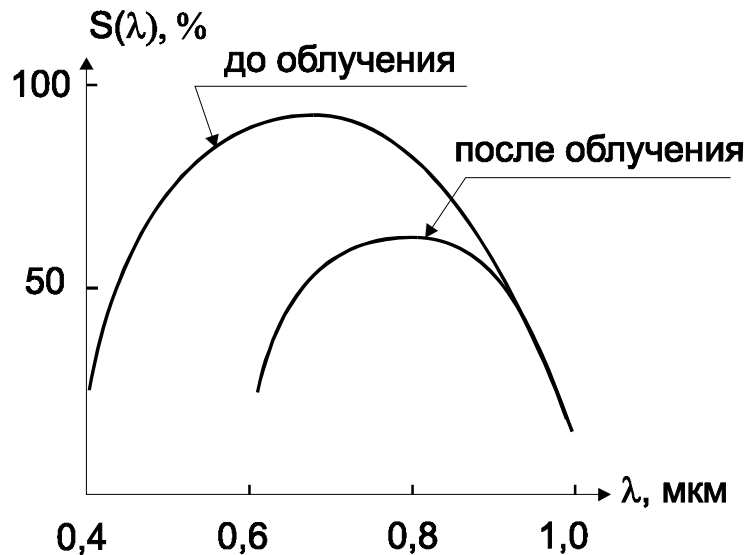


Рис.24. Спектральный отклик до и после облучения протонами низких энергий

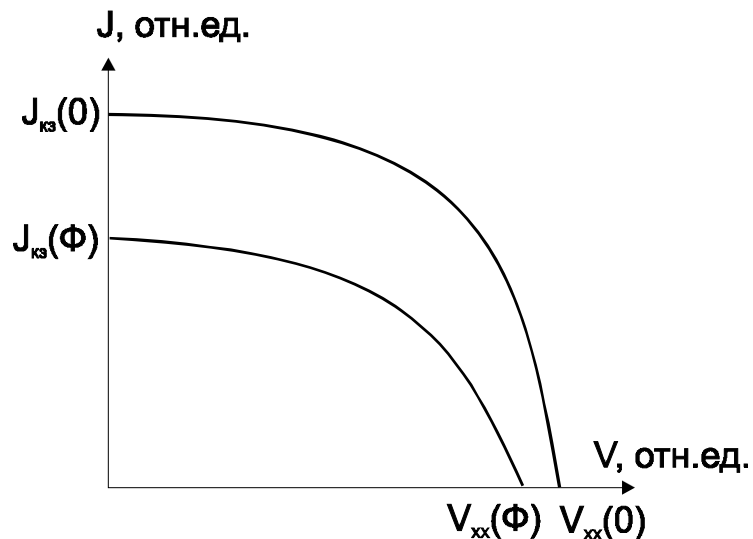


Рис.25. Изменение вольтамперной характеристики солнечной батареи при облучении ее частицами высоких энергий

Более сильные изменения  $V_{х.х.}$  вызовут частицы низких энергий, проникающих в ОПЗ перехода.

Для реального спектра излучения космического пространства, в котором присутствуют как высокоэнергетичные, так и низкоэнергетичные частицы, деградация спектрального отклика будет происходить во всем диапазоне длин волн, а деградация вольтамперной характеристики все-таки в основном за счет падения  $J_{к.з.}$ . Деградация вольтамперной характеристики

приводит к уменьшению выделяемой в нагрузке мощности. Считается, что солнечная батарея сохраняет работоспособность, если мощность в нагрузке уменьшится не более, чем на 25%.

Весьма заметными являются эффекты «быстрого отжига» на солнечных батареях, особенно для приборов  $n^+p$ -типа, т.к. для типичных спектров солнечного излучения концентрация неравновесных электронов в базе  $p$ -типа невысокая, что приводит к достаточно большим значениям коэффициентов отжига.

Радиационные переходные процессы в солнечных батареях аналогичны процессам в выпрямительных диодах. В момент воздействия импульса гамма излучения  $J_{\text{к.з.}}$  резко возрастает, а после окончания импульса спадает с постоянной времени, по порядку величины соответствующей времени жизни неосновных носителей заряда в базе диода.

Солнечные батареи относятся к категории приборов, весьма чувствительных к облучению, а использование их на космических объектах предъявляет весьма серьезные требования к радиационной стойкости. Поэтому проблема создания радиационно стойких солнечных батарей стоит достаточно остро. Она решается следующим образом. Во-первых, на космических объектах используют только батареи  $n^+p$ -типа, так как величина  $K_L$  для  $p$ -кремния существенно меньше, чем для  $n$ -кремния по следующим причинам:

1. Сечение захвата дырок радиационными дефектами в кремнии, как правило, больше, чем сечение захвата электронов.
2. Коэффициент диффузии электронов в кремнии больше, чем коэффициент диффузии дырок, а  $K_L = \frac{K_\tau}{D}$ .

Для обеспечения более высокого уровня инжекции, а следовательно более

низкого  $K_L$  стараются область базы солнечных батарей делать из достаточно высокоомного кремния (ограничением здесь служит рост  $r_B$ )

Для уменьшения влияния низкоэнергетичной компоненты космической радиации солнечные батареи покрывают прозрачными для солнечного света покрытиями (стекло, кварц, сапфир). Недостатком является потемнение указанного покрытия из-за введения центров окраски при облучении, что сказывается на пропускании им солнечного света.

Использовалось легирование кремния литием, который образует комплексы с вакансиями, созданными облучением, и таким образом, не дает образоваться эффективным центрам рекомбинации в базе.

Для уменьшения при облучении влияния на спектральный отклик в длинноволновой части спектра создавались батареи на арсениде галлия.

Проводятся работы по использованию в солнечных батареях гетеропереходов, что дает возможность на фронтальной поверхности иметь материал с большей шириной запрещенной зоны, который не поглощает значительную часть спектра солнечного излучения, но отсекает низкоэнергетичные компоненты излучений космического пространства.

Делаются попытки создать в базовой области солнечной батареи тянущее поле, так что сбор  $p$ - $n$ -переходом генерированных светом носителей происходит не только за счет диффузии, но и за счет дрейфа, что ослабляет влияние диффузионной длины на ток короткого замыкания и соответственно уменьшает падение  $J_{к.з.}$  при облучении.

## Литература

1. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А., Полупроводниковые приборы, М., Энергоатомиздат, 1990.
2. Вологдин Э.Н., Лысенко А.П., Интегральные радиационные изменения параметров полупроводниковых материалов, МГИЭМ, М., 1999.
3. Пикус Г.Е., Основы теории полупроводниковых приборов, М., Наука, 1965.
4. Вологдин Э.Н., Лысенко А.П., Радиационная стойкость биполярных транзисторов, МГИЭМ, М., 2000.
5. Блихер, Физика силовых биполярных и полевых транзисторов, Л., Энергоатомиздат, 1986, 248 с.