

УДК 621.315.592

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАКОПЛЕНИЯ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА В ДИЭЛЕКТРИКАХ МДП СТРУКТУР ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

Гуртов В. А., Назаров А. И., Травков И. В.

Приведены результаты численного моделирования процесса накопления радиационно-индуцированного объемного заряда (РИЗ) в двуокиси кремния МОП структур. В основу расчетов положена диффузионно-дрейфовая модель, учитывающая неоднородное распределение ловушек по объему диэлектрика и процессы туннелирования носителей, захваченных на ловушки. Из сравнения экспериментальных результатов для окислов различной толщины с данными расчетов выделены основные физические процессы, влияющие на накопление РИЗ, а также предсказан характер заполнения центров захвата в объеме ϵ диэлектрика при наличии напряжения на затворе МОП структуры во время облучения.

Введение. При действии ионизирующего излучения на МДП структуры в электродах затвора и подложки в подзатворном диэлектрике идет генерация неравновесных электронов и дырок, сопровождающаяся их термализацией, захватом на локальные уровни в запрещенной зоне, инжекцией носителей из электродов в объем диэлектрика [¹⁻³]. Величина локализованного заряда определяется также рекомбинационными процессами, надбарьерной и туннельной эмиссией носителей с центров захвата. Кинетика образования радиационно-индуцированного заряда (РИЗ) и стационарные характеристики МДП структур при облучении в существенной степени зависят от данных процессов. Кроме того, важными факторами, влияющими на формирование РИЗ, являются толщина пленки двуокиси кремния и технология ее получения [⁴].

В настоящее время для численных расчетов накопления РИЗ в МДП структурах используется модель в диффузионно-дрейфовом приближении, предложенная в [⁵]. В рамках данной модели предполагается, что кинетика заполнения центров захвата (которые однородно распределены по толщине пленки SiO₂), зависит только от темпа захвата дырок и рекомбинации их со свободными электронами. Использование указанного подхода в подавляющем большинстве случаев не позволяет достичь удовлетворительного согласия между результатами моделирования и экспериментальными данными.

1. Постановка задачи

В настоящей работе предлагается подход, являющийся развитием модели [^{5, 6}]. Основными различиями между ними являются следующие: 1) неравномерное распределение центров захвата по объему диэлектрика; 2) учет возможного туннелирования электронов из подложки и затвора при достаточно больших полях на контактах; 3) учет туннельного освобождения локализованных носителей с центров захвата с выходом как в разрешенную зону SiO₂, так и в электроды; 4) неоднородное по толщине пленки распределение термализованных дырок, образующееся при релаксации высокоэнергетичных носителей.

В приближении непрерывной среды данная задача описывается системой уравнений, которая при наличии только дырочных центров N_{tr} с энергией E_{tr} имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \Delta n + \mu_n \nabla (nE) + G_n - R_1 - R_2 + I_n, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \Delta p - \mu_p \nabla (pE) + G_p - R_1 - \sigma_i v_{TP} (N_{iP} - p_i) + I_p + T_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p_i}{\partial t} = \sigma_i v_{TP} (N_{iP} - p_i) - R_2 - I_p - T_1 - T_2, \quad (3)$$

$$\Delta \varphi = - \frac{q}{\epsilon} p_i. \quad (4)$$

Выражения для процессов R_1 , R_2 — скоростей рекомбинации, I_n — эмиссии электронов из контактов в объем SiO_2 , I_p — термической ионизации ловушек, T_1 , T_2 — туннельного освобождения локализованных дырок с центров в валентную зону двуокиси кремния и электродов соответственно записывались следующим образом:

$$R_1 = \sigma_1 v_T n p, \quad (5)$$

$$R_2 = \sigma_2 v_T n p_i, \quad (6)$$

$$I_n = A E_k^2 \exp(-\alpha \Phi_k^{3/2} / E_k), \quad (7)$$

$$I_p = p_i \nu \exp(-E_{iP} / kT), \quad (8)$$

$$T_1 = p_i \nu \exp(-\alpha E_{iP}^{3/2} / E), \quad (9)$$

$$T_2 = p_i \nu \exp\left(-\alpha \int \sqrt{E_{iP} - Ex} dx\right). \quad (10)$$

Здесь использованы следующие обозначения: n , p , p_i — концентрации свободных электронов и дырок, локализованных дырок соответственно; v_T , μ_n , μ_p , D_n , D_p — тепловая скорость, подвижности и коэффициенты диффузии; σ_1 , σ_2 — сечения захвата и рекомбинации; G_n , G_p — темпы генерации, определяющие число неравновесных электронов и дырок; Φ_k , E_k — высота энергетических барьеров и напряженность поля на контактах; A , ν , α — константы.

Граничные и начальные условия для системы (1)–(4)

$$n(x, t=0) = p(x, 0) = p_i(x, 0) = 0, \quad n(0, t) = I_n(0, t) / q v_T d, \quad p(0, t) = p_i(0, t) = p(d, t) = p_i(d, t) = 0, \quad \varphi(0) = 0, \quad \varphi(d) = V_G.$$

Рассмотрены вариации как однородного, так и неоднородного распределений центров захвата по объему диэлектрика. В последнем случае концентрации ловушек задавались следующим выражением:

$$N_{iP}(x) = N_{iP}^{(n)} \exp\left(-\left(\frac{x-x_n}{\Delta x_{nn}}\right)^2\right) + N_{iP}^{(0)} + N_{iP}^{(x)} \exp\left(-\left(\frac{x-d+x_n}{\Delta x_{xn}}\right)^2\right). \quad (11)$$

Согласно (11), в пленке SiO_2 имеются приэлектродные слои толщиной x_n и x_1 с высокой концентрацией ловушек и внутренняя область $x_n < x < x_1$, где концентрация ловушек $N_{iP}(x)$ относительно мала [7].

Результаты математического моделирования с помощью метода Монте-Карло процесса термализации горячих носителей в пленках двуокиси кремния показали [8], что к моменту «остывания» частиц до энергии, сравнимой с фоновой, формируется существенно неоднородное пространственное распределение электронов и дырок. При этом возникают приэлектродные слои, в которых концентрация термализованных носителей существенно ниже, чем в объеме. Этот эффект наиболее важен для дырок из-за их низкой подвижности μ_p и захвата дырок на локальные центры. В нашей модели этот эффект учитывался с помощью введения функции $G_p(x)$:

$$\begin{array}{l}
 G_p(x) = G_0 \exp\left(-\left(\frac{x-x_1}{\Delta x_1}\right)^2\right) \\
 G_p(x) = G_0 \\
 G_p(x) = G_0 \exp\left(-\left(\frac{d_{ox}-x-x_1}{\Delta x_1}\right)^2\right) \\
 G_p(x) = G_0 \\
 G_n(x) = \text{const}
 \end{array}
 \left.
 \begin{array}{l}
 \text{при } x < x_1 \\
 \text{при } x > x_1 \\
 \text{при } x > d_{ox} - x_1 \\
 \text{при } x < d_{ox} - x_1
 \end{array}
 \right\}
 \begin{array}{l}
 \text{при } V_G < 0, \\
 \text{при } V_G > 0.
 \end{array}
 \quad (12)$$

Константы, входящие в (11), (12), N_{ip}^0 , $N_{ip}^{(n)}$, $N_{ip}^{(s)}$, x_n , x_s , Δx_n , x_1 , Δx_1 определялись из наилучшего согласия результатов моделирования с экспериментальными данными.

Численные значения варьируемых параметров в системе уравнений (1) и (4), характеризующие двуокись кремния, лежали в следующих диапазонах: глубина залегания центров $E_{ip} = (0.6 \div 1.2)$ эВ; концентрация дырочных центров $N_{ip} = (10^{17} \div 10^{20})$ см $^{-3}$; сечения захвата дырок $\sigma_i = (10^{-14} \div 2 \cdot 10^{-16})$ см 2 ; сечения рекомбинации $\sigma_1 = (10^{-13} \div 10^{-14})$ см 2 , $\sigma_2 = (10^{-14} \div 10^{-18})$ см 2 ; подвижности электронов $\mu_n = (20 \div 40)$ см 2 /В·с, дырок $\mu_p = (10^{-10} \div 8 \cdot 10^{-6})$ см 2 /В·с. Внешние параметры задачи варьировались в диапазоне: толщина диэлектрика $d_{ox} = (12 \div 200)$ нм, напряжение на затворе $V_G = \pm(0 \div 10)$ В, температура $T = 300$ К, темп генерации $G_0 = (10^{18} \div 10^{20})$ см $^{-3}$ ·с $^{-1}$.

Численные расчеты кинетик образования РИЗ, интегральных величин и пространственных характеристик проводились на основе решения системы (1)–(4), которая записывалась в разностном виде по неявной схеме с использованием метода Шарфеттера—Гуммеля. Расчет одного варианта накопления заряда по программе INSUL занимал на ЭВМ БЭСМ-6 1–2 мин машинного времени на неравномерной пространственной сетке с 40 узлами.

2. Облучение в режиме $V_G = 0$. Роль диффузионных токов

Под действием излучения в диэлектрике идет равномерная по толщине генерация электронов и дырок. Наличие локальных центров обуславливает захват дырок и формирование в начальный момент времени равномерно распределенного по толщине диэлектрика положительного объемного заряда. Этот заряд обуславливает появление дрейфовой компоненты тока электронов, направленной к центру диэлектрика. Самосогласованно формирующееся пространственное распределение свободных электронов $n(x)$ и захваченных дырок $p_i(x)$ в каждый момент времени обуславливает динамику изменения диффузионной и дрейфовой компонент тока. В стационарном случае при достижении равновесия между захватом, выбросом, дрейфом и диффузией формируются колоколообразное распределение концентрации свободных электронов $n(x)$ и относительно равномерное распределение свободных дырок $p(x)$.

Пространственное распределение захваченных дырок $p_i(x)$ в этом случае приведено на рис. 1. U-образный характер распределения захваченных дырок $p_i(x)$ обусловлен максимальной скоростью рекомбинации свободных электронов в центре образца с захваченными дырками. Обращает на себя внимание тот факт, что независимо от величины и закона распределения дырочных центров $N_i(x)$ характер распределения захваченного заряда $p_i(x)$ однотипен и соответствует почти полной локализации заряда в диэлектрике на расстоянии порядка ~ 10 нм от межфазной границы раздела окисел—полупроводник (металл). Значение концентрации центров N_{ip} в объеме диэлектрика не влияет на величину захваченных дырок p_i в этой области, в то время как концентрация центров N_{ip} вблизи межфазной границы раздела (МФГР) в значительной мере определяет число захваченных здесь дырок p_i . Таким образом, из проведенного анализа следует, что радиационно-индуцированное изменение порогового напряжения ΔV_T МДП приборов при облучении в пассивном режиме $V_G = 0$ в значительной мере определяется концентрацией локальных центров у МФГР.

На рис. 2 показана кинетика изменения напряжения плоских зон от времени t , рассчитанная для различных концентраций дырочных центров N_{ip} . Из рис. 2

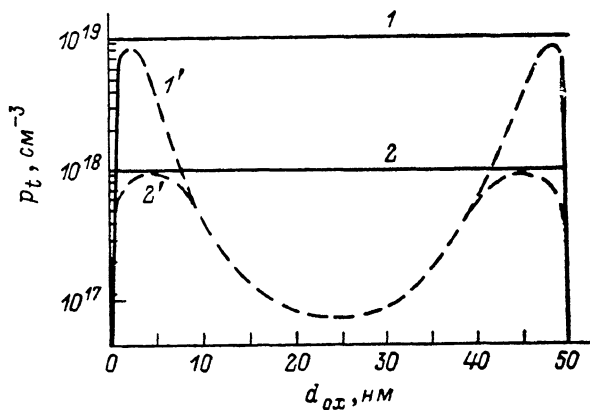


Рис. 1. Пространственное распределение захваченных дырок $p_t(x)$ (1', 2') при разных концентрациях дырочных центров.

N_{tp}, cm^{-3} : 1 — 10^{18} , 2 — 10^{19} .

Рис. 2. Кинетика изменения напряжения плоских зон ΔV_{FB} для различных концентраций центров.

N_{tp}, cm^{-3} : 1 — 10^{18} , 2 — 10^{19} , 3 — 10^{19} с учетом электронной инжекции из катода, 4 — кривая 1 и начальный участок 2 и 3, перестроенные в области малых времен t ; масштаб по оси V_{FB} увеличен в 20 раз. $d_{ox} = 50 \text{ nm}$, $V_G = 0$.

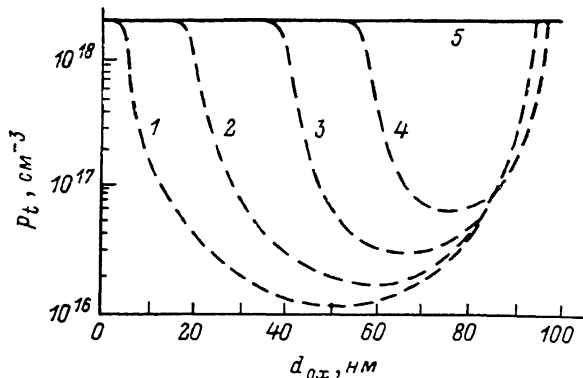
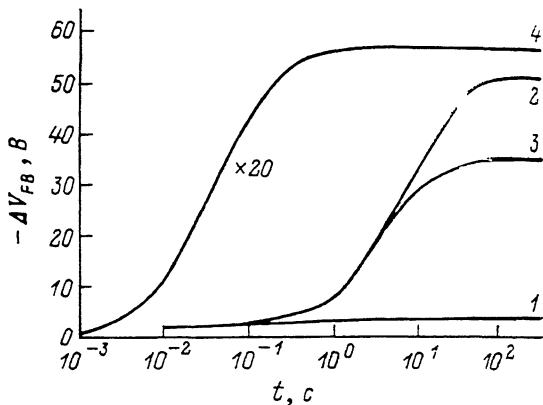
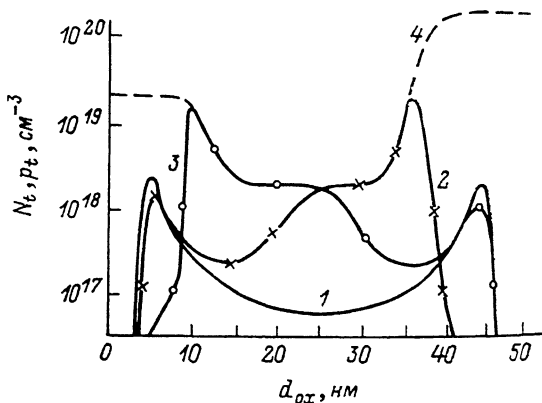


Рис. 3. Пространственное распределение захваченных дырок при различных значениях напряжения.

V_G В: 1 — 0, 2 — 2, 3 — 7.5, 4 — 15; 5 — однородное распределение $N_t(x)$ ($N_t = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $d_{ox} = 100 \text{ nm}$).

Рис. 4. Пространственное распределение захваченных дырок при различных значениях напряжения.

V_G , В: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 5, 4 — неоднородное распределение $N_t(x)$. $d_{ox} = 50 \text{ nm}$.



видно, что более ранний выход на стационарное значение зависимости $\Delta V_{FB}(t)$ происходит в области тем меньших времен, чем меньше концентрация дырочных центров N_{ip} . Кинетики изменения $\Delta V_{FB}(t)$ лежат в пределах 1.5—2 порядков по времени t . Чем ниже концентрация центров N_{ip} , тем меньше величина стационарного значения напряжения плоских зон ΔV_{FB} .

3. Облучение при $V_G \neq 0$. Роль внешнего напряжения

Наличие напряжения на затворе структуры V_G во время облучения приводит к смещению дрейфово-диффузионного равновесия, установившегося в режиме $V_G = 0$. На рис. 3 показано стационарное пространственное распределение захваченных дырок $p_i(x)$ при различных значениях напряжения V_G для МДП структуры с толщиной двуокиси кремния $d_{ox} = 100$ нм и значением концентрации дырочных центров $N_{ip} = 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, однородно распределенных по толщине. На рис. 3 видно, что в исследуемом диапазоне напряжений V_G для SiO $_2$ не ре-

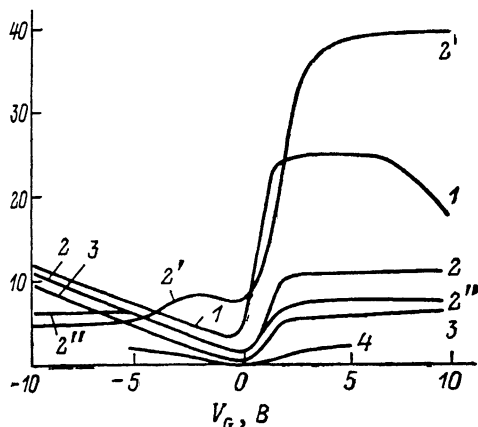


Рис. 5. Зависимость напряжения плоских зон ΔV_{FB} от напряжения на затворе V_G при неоднородном распределении $N_{ip}(x)$ (соответствующем рис. 4) при разных d_{ox} .

d_{ox} , нм: 1 — 100; 2, 2', 2'' — 50; 3 — 30; 4 — 15. 2'' — без учета туннелирования; 2' — более неоднородное распределение N_{ip} .

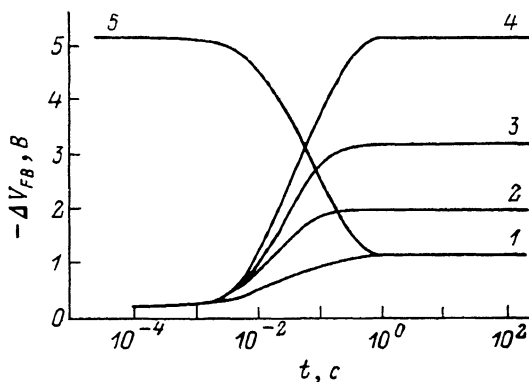


Рис. 6. Кинетика изменения напряжения плоских зон ΔV_{FB} от времени t при различных значениях напряжения.

V_G , В: 1 — 0, 2 — 1, 3 — +1, 4 — -10. 5 — «электронный отжиг» ($v_G = 0$ после $V_G = \pm 10$ В), $d_{ox} = 50$ нм, $N_{ip} = 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. $G = 10^{18}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$.

ализуется случай полного заполнения центров захвата, $p_i < N_{ip}$ по всей толщине диэлектрика. Значение концентрации захваченных дырок p_i в минимуме распределения $p_i(x)$ с ростом V_G увеличивается, координата минимума смещается в сторону анода.

На рис. 4 приведено распределение $p_i(x)$ для меньших значений параметров d_{ox} и N_{ip} и для случая неоднородного распределения $N_{ip}(x)$. Обращает на себя внимание тот факт, что в случае, приведенном на рис. 4, при значении внешнего напряжения $V_G \leq 5$ В также не реализуется состояние полного заполнения дырочных центров $p_i < N_{ip}$. Проводился также расчет заполнения $p_i(x)$ для случая более сильной координатной зависимости $N_i(x)$, когда спад $N_i(x)$ проходил на расстояниях $d_{ox} \approx 7$ нм от обеих межфазных границ. Значение концентрации $N_i(x)$ в минимуме распределения при этом оставалось прежним. Состояние полного заполнения центров $p_i = N_{ip}$ в этом случае реализовалось уже при напряжении $V_G = \pm 5$ В.

На рис. 5 приведена рассчитанная для того же набора параметров, как на рис. 4, зависимость напряжения плоских зон ΔV_{FB} от напряжения на затворе V_G в стационарном случае. Видно, что кривая $\Delta V_{FB}(V_G)$ резко несимметрична (кривая 1) в случае больших толщин подзатворного диэлектрика d_{ox} и концентрации дырочных центров N_{ip} и более симметрична или в случае малых толщин подзатворного диэлектрика d_{ox} (рис. 5, кривые 3, 4), или при низких значениях N_{ip} (рис. 5, кривая 2). Для малых толщин d_{ox} симметризация кривой

$\Delta V_{FB}(V_G)$ обусловлена незначительным изменением центра локализации захваченных дырок p_t при изменении напряжения V_G , а для больших толщин d_{ox} , но меньших значений N_{it} — полным заполнением центров уже при небольших значениях внешнего напряжения V_G . Асимметрия в пространственном распределении дырочных центров вызывает смещение минимума $\Delta V_{FB}(V_G)$ в сторону отрицательных напряжений V_G и сглаживание зависимости $\Delta V_{FB}(V_G)$ при $V_G < 0$.

Исследовалась также кинетика изменения напряжения плоских зон V_{FB} от времени t при облучении в пассивном режиме $V_G=0$ после облучения при $V_G=+10$ В до выхода на стационарное значение V_{FB} (так называемый «электронный отжиг» [9]). На рис. 6 приведены кинетики накопления РИЗ, в том

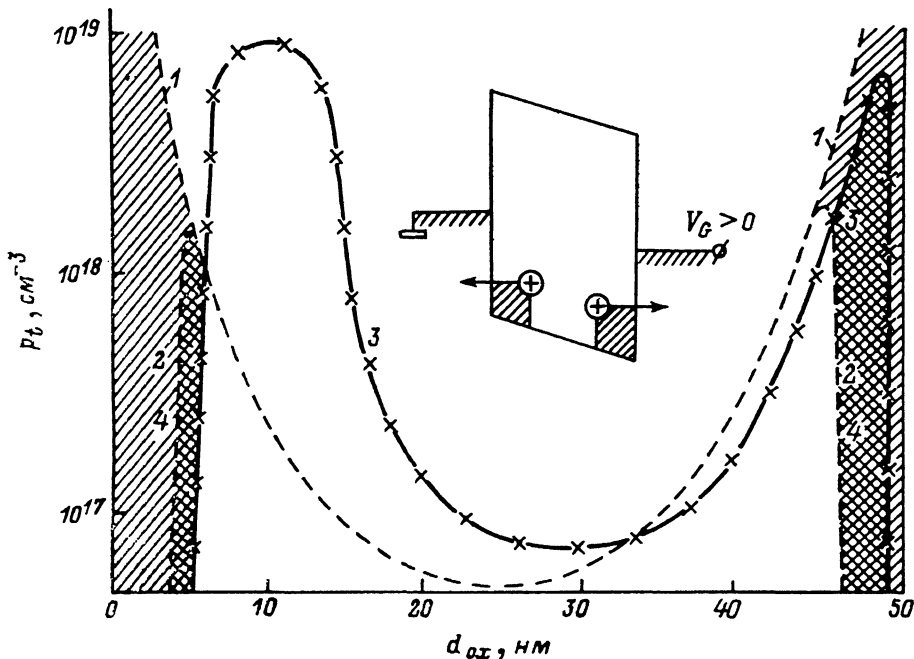


Рис. 7. Влияние туннелирования на пространственное распределение захваченных дырок. $p_t(x)$: 1, 2 — начальное; 3 — после $V_G=+2.5$ В; 4 — $V_G=0$ после $V_G=+2.5$ В (электронный отжиг). 1 — без учета туннелирования, 2—4 — с учетом туннелирования. $d_{ox}=50$ нм, $E_{tp}=1.2$ эВ, $N_{itp}=10^{19}$ см $^{-3}$ =const.

числе и кинетика «электронного отжига». Обращает на себя внимание тот факт, что кинетика накопления РИЗ при переходе ($V_G=0 \rightarrow V_G=10$ В) весьма сходна с кинетикой отжига РИЗ ($V_G=+10$ В $\rightarrow V_G=0$). Пространственное распределение захваченных дырок $p_t(x)$ после «электронного отжига» возвращается к стационарному. По-видимому, проявляющаяся в экспериментальных работах независимость конечного стационарного зарядового состояния от начального зарядового состояния при облучении [10] может служить в определенной мере критерием справедливости ионизационной модели образования РИЗ в том или ином диэлектрике.

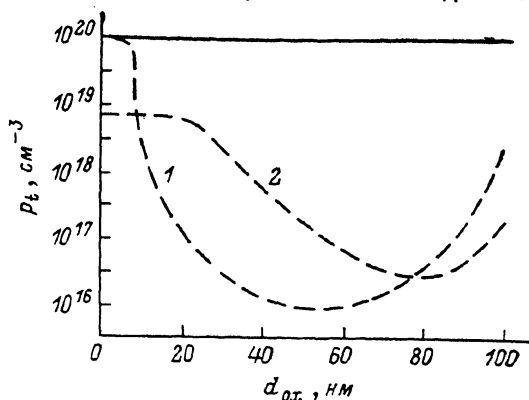
4. Влияние туннелирования с ловушки и инжекции из электродов

Туннельные переходы дырок с локализованных состояний в валентную зону электродов и SiO_2 обуславливают как общее снижение накопленного заряда, так и появление в диэлектрике вблизи межфазных границ областей, где концентрация захваченных дырок p_t мала ($p_t \approx 0$). При прочих равных условиях характерное расстояние туннельного опустошения будет зависеть от глубины центров E_{tp} и внешнего напряжения V_G .

На рис. 7 видна асимметрия в распределении захваченных дырок $p_t(x)$ при $x \approx 0$ и при $x \approx d_{ox}$ при различных внешних напряжениях: $V_G=0$ и $V_G=$

$= +2.5$ В. На вставке к рис. 7 показана зонная диаграмма, которая поясняет тот факт, что при $V_G > 0$ туннельный уход дырок на анод затрудняется, а на катод облегчается. В связи с этим расстояния туннельного опустошения x_T дырочных центров у анода и катода неодинаковы. При нулевом значении внешнего напряжения величина x_T составляет ≈ 2.5 нм при глубине залегания $E_{ip} = -1.2$ эВ. Различие в коэффициентах прозрачности барьеров для туннелирования, как видно из вставки на рис. 7, уменьшается по мере приближения центров к МФГР. Поэтому при прочих равных условиях асимметрия в туннелировании при различных знаках напряжения V_G будет меньше при неоднородном распределении $N_{ip}(x)$ типа приведенного на рис. 4, чем в случае однородного распределения $N_{ip}(x)$. Значительное уменьшение напряжения V_{FB} для структур с $d_{ox} = 15$ нм также обусловлено существенным туннельным «выеданием» $\sim 50\%$ заряда захваченных дырок. Туннелирование обуславливает также незначительное $-(0.5 \div 1)$ В смещение минимума в зависимости $\Delta V_{FB}(V_G)$ в область отрицательных напряжений V_G .

Рис. 8. Влияние инжекции с электродов на пространственное распределение $p_t(x)$. $V_G = +15$ В, $N_{ip} = 10^{20}$ см $^{-3}$. 1 — без учета инжекции $\Delta V_{FB} = -300$ В, $\Delta V'_{FB} = 20$ В; 2 — с учетом инжекции $\Delta V_{FB} = -73$ В, $\Delta V'_{FB} = 15$ В.



Учет электронной инжекции из катода по механизму Фаулера—Нордгейма становится существенным при высоких концентрациях дырочных центров $N_{ip} = (10^{19} \div 10^{20})$ см $^{-3}$. На рис. 8 показано, как меняется пространственное распределение захваченных дырок $p_t(x)$ при учете инжекционного тока по механизму Фаулера—Нордгейма (кривая 2) и без учета инжекции (кривая 1). В подписях к рисунку дополнительно к значению ΔV_{FB} указано значение напряжения плоских зон $\Delta V'_{FB}$, рассчитанное по отношению к электроду затвора. Из данных, приведенных на рис. 8, следует, что появление инжекционной компоненты тока является физическим механизмом, ограничивающим рост радиационно-индуцированного напряжения плоских зон для диэлектрика с большой концентрацией ловушечных центров.

5. Моделирование экспериментальных зависимостей

Основные тенденции, которые проявляются при экспериментальном исследовании радиационно-индуцированных изменений в МДП структурах, следующие [1, 4, 10]. Зависимость напряжения плоских зон ΔV_{FB} от напряжения на затворе V_G несимметрична при больших толщинах окисла $d_{ox} \approx 100$ нм. По мере уменьшения толщин окисла до значений $d_{ox} \leq 30$ нм зависимость $\Delta V_{FB}(V_G)$ становится более симметричной. Для МОП систем с толщиной окисла $d_{ox} < 10$ нм величина РИЗ существенно уменьшается по сравнению со структурами с более толстым окислом.

При проведении численного моделирования экспериментальных зависимостей $\Delta V_{FB}(V_G)$ при значениях $V_G \geq 0$ параметры, используемые в модели в соотношениях (1)–(12), были не критичны. Достаточно широкая вариация распределения дырочных центров обеспечивала необходимое согласие расчета и эксперимента. Иначе дело обстоит при моделировании зависимости $\Delta V_{FB}(V_G)$ при значениях $V_G < 0$. Вариация в разумных пределах всех параметров задачи в соотношениях (1)–(11) не позволила получить согласия расчета и эксперимента. Только введение неоднородного пространственного распределения

термализованных дырок (темпа генерации, зависящего от координаты $G_p(x)$ по соотношению (12) позволило получить согласие экспериментальных и расчетных кривых. На рис. 9, а, б показаны стандартные, часто воспроизводимые в работах [1, 10], экспериментальные зависимости $\Delta V_{FB}(V_G)$ (кривая 1) и расчетные зависимости (кривая 2).

Значение используемых в расчете параметров $N_{ip}^{(n)}$, $N_{ip}^{(0)}$, $N_{ip}^{(1)}$, $x_n, x_x, \Delta x_{np}$ приведены в подписях к рис. 9, а, б.

Отметим, что наблюдающееся в эксперименте небольшое уменьшение значения $\Delta V_{FB}(V_G)$ при больших значениях напряжения $V_G > 0$ обусловлено, согласно расчету, туннельным уходом захваченных дырок из локальных центров.

Особенности, проявляющиеся при моделировании кинетики накопления РИЗ и зависимостей $\Delta V_{FB}(V_G)$ для структур с разной толщиной окисла, находятся в разумном согласии с экспериментом.

Заключение. Численное моделирование накопления радиационно-индуцированного заряда в МДП структурах с двуокисью

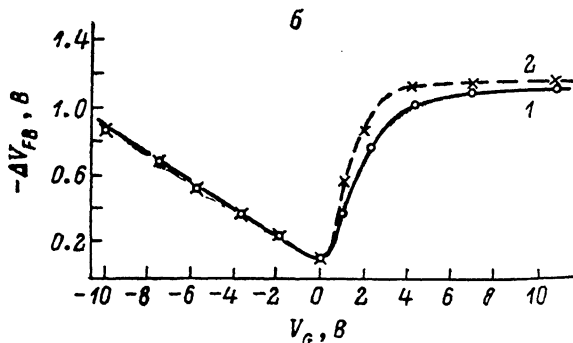
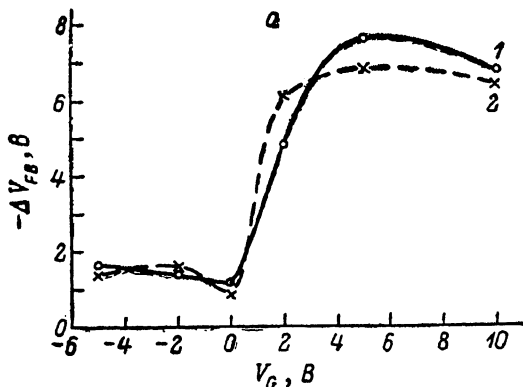


Рис. 9. Зависимость изменения напряжения плоских зон ΔV_{FB} от напряжения на затворе V_G для МОП структур с $d_{ox} = 36$ нм.

а — сухой SiO_2 , б — пирогенный. 1 — эксперимент, облучение рентгеновскими квантами с энергией $E_{ip} = 8$ кэВ, поглощенная доза $D_N \approx 10^7$ рад, 2 — численный расчет по (1)–(12). а) $N_{ip}^{(n)} = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{ip}^{(0)} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_{ip}^{(1)} = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $x_n = x_p = 6$ нм; $\Delta x_{np} = 2$ нм, $x_1 = 11$ нм, $\Delta x_1 = 3$ нм, $E_{ip} = 1.5$ эВ, $\sigma_{ip} = 10^{18} \text{ см}^2$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$. б) $N_{ip}^{(n)} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{ip}^{(0)} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_{ip}^{(1)} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $x_n = 9.5$ нм, $x_p = 6.5$ нм, $\Delta x_{np} = 2.5$ нм, остальные параметры аналогичны рис. 9, а.

кремния и сопоставление моделирования с экспериментальными результатами позволяют выделить основные физические процессы, влияющие на накопление РИЗ.

1. Туннельный уход захваченных дырок с локальных центров в двуокиси кремния обуславливает сдвиг минимума в зависимости $\Delta V_{FB}(V_G)$ на $(0.5 \div 1)$ В в область отрицательных напряжений $V_G < 0$ и уменьшение напряжения ΔV_{FB} при больших значениях V_G .

2. Инжекция электронов из контактов в случае высокой плотности локальных центров в SiO_2 ограничивает величину накопленного РИЗ в МДП структурах.

3. Рекомбинация свободных электронов с захваченными дырками вызывает «выведание» захваченных дырок в центре диэлектрика, поэтому стабильность МДП структур к действию ионизирующего излучения в пассивном режиме обусловлена значением концентрации локальных центров только в приграничных областях двуокиси кремния.

4. Неоднородное пространственное распределение свободных дырок у электродов, возникающее в процессе термализации дырок, совместно с неоднородным распределением центров захвата обуславливает малые и не зависящие от напряжения V_G значения ΔV_{FB} в области отрицательных напряжений $V_G < 0$.

5. Низкая концентрация центров захвата N_{ip} и малая толщина окисла d_{ox}

обуславливают симметричную зависимость $\Delta V_{FB}(V_G)$ при различных полярностях напряжения на затворе V_G .

Авторы выражают благодарность Г. В. Гадияку за помощь в проведении работы, советы и замечания при подготовке текста.

Список литературы

- [1] Першенков В. С., Попов В. Д., Шальнов А. В. Поверхностные радиационные эффекты в ИМС. М., 1988. 255 с.
- [2] The Si—SiO₂—System / Ed. by Balk Pieter. Amsterdam, 1988. 356 p.
- [3] Gurton V. A., Nazarov A. I. // The Physics and Technology of amorphous SiO₂ / Ed. by R. A. B. Devine. N. Y., 1988. P. 473—478.
- [4] Гуртов В. А. Влияние ионизирующего излучения на МДП приборы // Обзоры по электрон. техн. Сер. 2. № 14 (595). М., 1978. 34 с.
- [5] Sokel R., Hughes R. S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 11. P. 7414—7424.
- [6] Gurton V. A., Raikreus P. A. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 117. N 1. P. 520—527.
- [7] Instabilities in Silicon Devices: Silicon Passivation and Related Instabilities / Ed. by G. Barbottin, A. Vapaille. Amsterdam, 1986. V. 1, 2. 517 p.
- [8] Gadijak G. V., Gurton V. A., Travkov I. V., Schweigert V. A. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 117. N 2. P. 615—625.
- [9] Гуртов В. А., Евдокимов В. Л., Назаров А. И., Хрусталеv В. А. // Микроэлектрон. 1985. Т. 14. В. 5. С. 431—434.
- [10] Гуртов В. А. Радиационные процессы в структурах металл—диэлектрик—полупроводник. Петрозаводск, 1988. 96 с.

Петрозаводский государственный университет
им. О. В. Куусинена

Получена 30.05.1989
Принята к печати 1.12.1989

