

05;06

НАСЫЩЕНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА В ОКИСЛЕ МОП СТРУКТУР ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

© В.В.Болотов, А.В.Вишняков

Институт физики полупроводников,
630090 Новосибирск, Россия
(Поступило в Редакцию 19 мая 1995 г.)

Представлены результаты по численному моделированию процесса генерации заряда при облучении в подзатворном окисле МОП структуры при 80 К. Подробно рассмотрен случай больших поглощенных доз, когда зависимость ухода напряжения плоских зон от дозы выходит на насыщение. Показано, что с ростом дозы захваченный заряд локализуется в пределах узкого слоя, положение которого зависит от приложенного смещения. Величина ухода напряжения плоских зон в насыщении определяется одним из двух механизмов удаления дырок из окисла — рекомбинацией захваченных в окисле дырок с туннелирующими электронами при смещениях на затворе меньше 3–5 В или дырочным транспортом по ловушкам при смещениях больше 3–5 В.

Введение

Процессы электронного и дырочного транспорта и захвата в SiO_2 интенсивно изучались в последние годы. В настоящее время детально известны механизмы переноса носителей, полевые и температурные зависимости сечений захвата, скорость генерации при облучении электронно-дырочных пар. Однако весьма немного работ посвящено задаче численного моделирования процесса генерации заряда в подзатворном окисле МОП структуры облучения при криогенных температурах [1,2]. Целью данной работы является численное моделирование процесса генерации заряда при низкотемпературном облучении на основе экспериментальных результатов по транспорту, захвату и туннелированию заряда в пленках SiO_2 . Подробно рассмотрен стационарный случай, когда в окисле устанавливается динамическое равновесие между генерацией, захватом и удалением носителей. Как будет показано ниже, исходя из соображений сохранения заряда можно дать простые оценки вклада различных механизмов в величину ухода напряжения плоских зон при насыщении.

Использовались МОП конденсаторы с толщиной подзатворного окисла 50 нм (Si подложка n -, p -типов, 20 Ом · см, Al затвор), 150 нм (Si подложка n -типа, 4.5 Ом · см, Al затвор) и 30 нм (Si подложка n -типа, 4.5 Ом · см, Mo затвор). Сухой окисел термически выращивался при 1000° С. Для облучения использовался электронный ускоритель с энергией электронов 3.5 МэВ и средней плотностью тока пучка 0.05–0.1 мк/см². Все облучения и измерения проводились в вакуумном криостате при 77–85 К. Сдвиг напряжения плоских зон измерялся по высокочастотным (100 кГц) $C-V$ -характеристикам.

Модель

Электронно-дырочные пары генерируются облучением равномерно по толщине окисла. Используя для энергетических потерь ионизирующего пучка электронов величину $4 \cdot 10^6$ эВ/см [3] и принимая энергию образования пары 18 эВ [4,5], получаем для скорости генерации пар

$$g(E) = 2.2 \cdot 10^5 f_y(E) \frac{j}{q}, \quad (1)$$

где $q = 1.6 \cdot 10^{-18}$ Кул; j — средняя плотность тока пучка; $f_y(E)$ — множитель, учитывающий зависимость от поля вероятности рождения пар, для которого принимается эмпирическое выражение [8],

$$f_y(E) = (E + 0.0837)/(E + 0.3544), \quad (2)$$

E — в единицах 10^6 В/см.

Рожденные излучением электроны переносятся полем к затвору или кремниевой подложке, частично рекомбинируя при движении с захваченными в окисле дырками. Характерные времена электронного транспорта меньше 10^{-6} с [7]. Перенос дырок в окисле состоит из нескольких стадий [8]: 1) первоначальный транспорт до захвата на ловушки, распределенные по толщине окисла; 2) перенос по этим ловушкам; 3) захват дырок на глубокие ловушки, локализованные на расстояниях до 5–10 нм от границы с кремнием или затвором, дальнейший транспорт по которым невозможен; 4) находящиеся вблизи границ окисла дырки могут рекомбинировать с туннелирующими из подложки или затвора электронами.

Стадия первоначального транспорта характеризуется длиной пробега до захвата дырки на ловушки ~ 8 –10 нм [1], т.е. дырки захватываются на ловушки практически в месте своего рождения. Скорость дырочного транспорта по ловушкам сильно зависит от температуры и поля и при криогенных температурах в полях меньше $3 \cdot 10^6$ В/см становится больше времени проведения эксперимента, чем и объясняется относительно большой заряд в окисле МОП структур при облучении при криогенных температурах.

Вклад в сдвиг напряжения плоских зон дает как заряд на глубоких ловушках вблизи границ окисла, так и заряд на ловушках, распределенных по толщине SiO₂. Относительный вклад обеих этих компонент

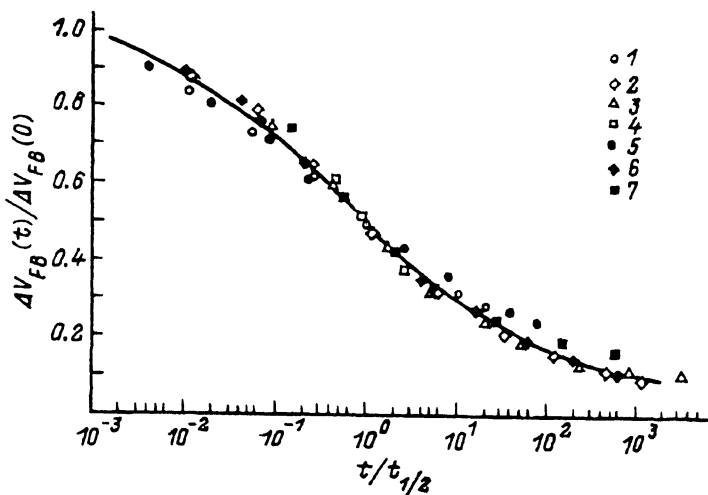


Рис. 1. Релаксация ΔV_{FB} при различных смещения на затворе. Все времена в единицах $t_{1/2}$.

Толщина окисла 50 нм; $V_G, В$: 1 — -20, 2 — -25, 3 — -28, 4 — -30, 5 — +20, 6 — +30, 7 — +25, 1-4 — p-тип, 5-7 — n-тип. Сплошная кривая — используемая аппроксимация.

зависит от поля и температуры. В нашем случае низкотемпературного облучения в полях меньше $5-6 \cdot 10^6$ В/см заряд на глубоких ловушках составляет небольшую долю (рис. 1) полного заряда. В дальнейшем в расчете мы будем учитывать только “низкотемпературную” компоненту заряда.

Темп рекомбинации вторичных электронов с захваченными дырками может быть записан в виде

$$\frac{\partial p_t}{\partial t} = -\sigma(E)Jp_t, \quad (3)$$

где p_t — концентрация захваченных дырок, J — плотность потока вторичных электронов, $\sigma(E)$ — зависящее от поля сечение захвата электронов захваченными дырками.

Для $\sigma(E)$ используются следующие выражения [8,9]:

$$\begin{aligned} \sigma &= 1.93 \cdot 10^{-4} / E^{1.5}, & E < 7 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \\ \sigma &= 1.84 \cdot 10^4 / E^{2.865}, & E > 7 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \end{aligned} \quad (4)$$

σ — в см^2 .

Для моделирования накопления заряда при насыщении важно учесть процессы удаления дырок из окисла. Это легко можно видеть из простых соображений сохранения полного электрического заряда. Действительно, как нетрудно показать исходя из уравнения Пуассона и данных рис. 3, во время эксперимента почти всегда реализуется ситуация, когда поле заряда в окисле меньше приложенного внешнего поля. При этом в окисле не образуется потенциальная яма для электронов и поэтому часть рожденных излучением электронов вылетает из окисла. Поскольку в состоянии динамического равновесия полный электрический ток из окисла должен быть равен нулю, то в состоянии

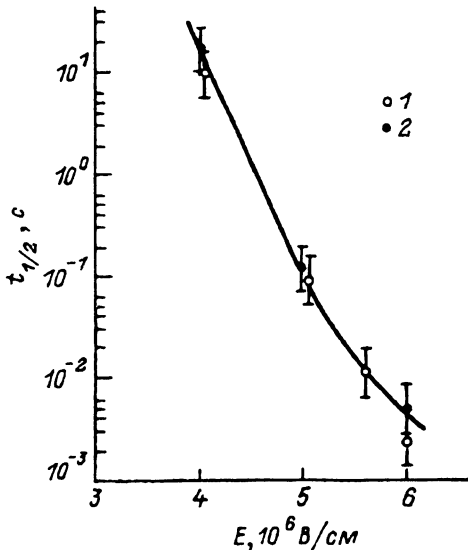


Рис. 2. Зависимость времени "полуотжига" от поля.
 $X_d = 50$ нм; 1 — p-тип, 2 — n-тип. Сплошная кривая — используемая аппроксимация.

насыщения должны существовать процессы выноса дырок из окисла, приводящие к компенсации полного электрического тока. Как было указано выше, возможны три механизма удаления дырок: 1) первоначальный транспорт до захвата на ловушки; 2) транспорт по этим ловушкам; 3) рекомбинация захваченных дырок с туннелирующими из подложки или затвора электронами. Согласно нашим оценкам (см. ниже), первоначальный транспорт дает вклад, малый по сравнению с механизмами 2 и 3, которые необходимо включить в математическую модель.

На рис. 1 представлены результаты по релаксации индуцированного радиацией сдвига напряжения плоских зон ΔV_{FB} при различных смещениях на затворе. Доза облучения выбиралась достаточно малой, чтобы избежать искажения приложенного поля. Время измеряется в единицах $t_{1/2}$ ($t_{1/2}$ — время "полуотжига", т.е. $\Delta V_{FB}(t_{1/2}) = 0.5 \Delta V_{FB}(0)$). Видно, что с удовлетворительной точностью все экспериментальные точки лежат на "универсальной" кривой. Это находится в согласии с [1-3]. Полевая зависимость $t_{1/2}$ для тех же структур показана на рис. 2. Сплошной линией показана использованная нами аппроксимация

$$t_{1/2} = 1.2 \cdot 10^{18} \exp(-13.4E + 0.928E^2),$$

E в единицах 10^6 В/см, $t_{1/2}$ в с.

В используемом нами описании дырочного транспорта предполагается, что дырки после эмиссии с ловушек вылетают из окисла, не давая в дальнейшем вклада в заряд в окисле. Сильный разброс времен эмиссии приводит к растянутому во времени характеру релаксационных кривых. При изменении поля все времена эмиссии меняются в одинаковое число раз в согласии с "универсальностью". В согласии

с этим подходом использовалась аппроксимация

$$\Delta V_{FB}(t)/\Delta V_{FB}(0) = \sum_i C_i \exp(-t/\tau_i),$$

где парциальная амплитуда C_i есть доля ловушек со временем эмиссии τ .

Ряд

$$\begin{aligned} \Delta V_{FB}(t)/\Delta V_{FB}(0) = & 0.08 + 0.075 \exp(-t/830) + 0.115 \exp(-t/83) + \\ & + 0.19 \exp(-t/8.3) + 0.24 \exp(-t/0.83) + 0.165 \exp(-t/0.083) + \\ & + 0.135 \exp(-t/0.0083) \end{aligned} \quad (5)$$

(все τ_i в единицах $t_{1/2}$), который использовался в расчете показан на рис. 1 сплошной линией. Видно, что (5) дает достаточно хорошую аппроксимацию.

Как было подчеркнуто выше, “высокотемпературная” часть заряда не учитывалась. Поэтому мы удалили постоянный член (0.08) из (5). Все оставшиеся C_i были домножены на общий коэффициент 0.92 так, чтобы их сумма равнялась единице.

Частота рекомбинации захваченных дырок с туннелирующими из подложки электронами может быть выражена $[10^{-13}]$

$$\nu_S = \nu_0 \exp(-2\beta(E)x), \quad (6)$$

где x — расстояние от ловушки до границы.

В слабых полях $\beta = \beta_0 = 3.3 \text{ нм}^{-1} [13]$. Для ν_0 из результатов $[13]$ можно получить $\nu_0 = 2-5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. При полях свыше $2 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ становятся существенными изменения в потенциальном барьере туннелирования электронов. К сожалению, литературные данные по полевой зависимости $\beta(E)$ достаточно ограничены. Нами использовалась аппроксимация результатов $[14]$ по полевой зависимости $\beta(E)$ при комнатной температуре

$$\frac{\beta(0)}{\beta(E)} = 1 + 0.278E. \quad (7)$$

Для частоты рекомбинации с туннелирующими из затвора электронами ν_G принималось то же выражение (при этом необходимо, очевидно, провести замену знака при E). Окончательно система уравнений может быть записана в виде

$$\frac{\partial p_i}{\partial t} = C_i g(E) - \sigma(E) J p_i - \left(\frac{1}{\tau_i} + \nu_S + \nu_G \right) p_i, \quad i = 1 \dots 6, \quad (8)$$

$$p_T = \sum_{i=1}^6 p_i, \quad (9)$$

$$\frac{\partial J}{\partial x} = g(E) - \sigma(E) J p_T, \quad (10)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon_0 x} p_T, \quad (11)$$

$$\int_0^{x_d} E(x, t) dx = V_G, \quad (12)$$

$$\Delta V_{FB} = \frac{q}{\epsilon_{0x}} \int_0^{x_d} p_T x dx, \quad (13)$$

где ϵ_{0x} — абсолютная диэлектрическая проницаемость окисла; x_d — его толщина; параметры C_i , τ_i , ν_S , ν_G , g определены ранее.

К уравнению (10) необходимо добавить граничное условие обращения в нуль потока вторичных электронов J на той границе, от которой направлено движение электронов. При этом предполагается, что малы как токи индуцированной радиацией фотоинжекции [8], так и токи обычного туннелирования электронов в окисел. В справедливости последнего можно убедиться, сравнив величины индуцированных радиацией фототоков и токов инжекции Фаулера-Нордгейма [15–17]. Для практически встречающихся полей меньше $6 \cdot 10^6$ В/см токи инжекции Фаулера-Нордгейма более чем в 100 раз меньше.

Результаты и обсуждение

Экспериментальные данные по сдвигу напряжения плоских зон при насыщении ΔV_{FBS} как функции смещения на затворе для нескольких толщин SiO_2 представлены на рис. 3. Все подложки n -типа. Сплошной линией показан модельный расчет для плотности тока пучка

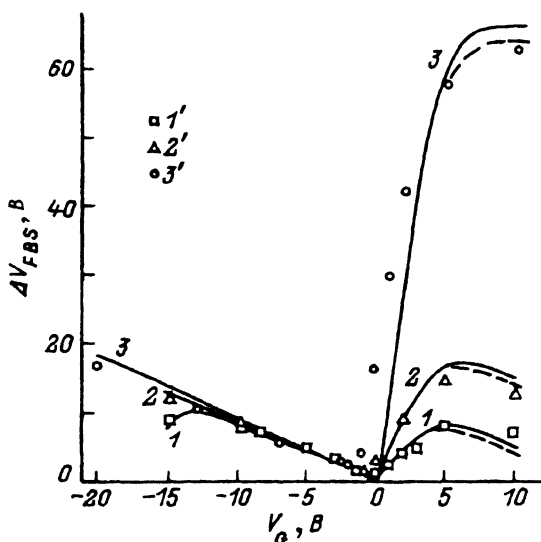


Рис. 3. Сдвиг напряжения плоских зон в насыщении в зависимости от смещения на затворе.

Сплошная кривая — численное моделирование для $j = 0.1$ мкА/см², штриховая — расчет для $j = 0.05$ мкА/см²; толщина окисла: 1 — 30, 2 — 50, 3 — 150 нм. Экспериментальные точки: 1' — 30, 2' — 50, 3' — 150 нм.

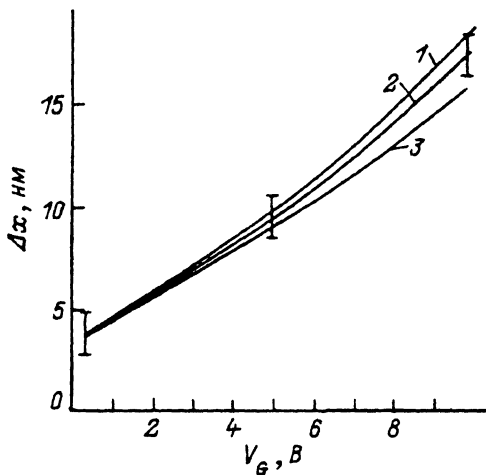


Рис. 4. Расстояние от слоя захваченного в окисле заряда до границы с кремнием в зависимости от смещения на затворе при $V_G > 0$. Толщина окисла: 1 — 30, 2 — 50, 3 — 150 нм.

$j = 0.1 \text{ мкА/см}^2$. Результат расчета для $j = 0.05 \text{ мкА/см}^2$ показан пунктирной линией. Для $V_G < 0$ ΔV_{FBS} несколько меньше V_G . С ростом дозы первоначально однородное распределение заряда концентрируется в пределах узкого слоя, положение которого зависит от приложенного напряжения. Расстояние между слоем и границей SiO_2/Si показано на рис. 4 как функция смещения на затворе при $V_G > 0$. Показана характерная толщина слоя (толщина на полувысоте) для $x_d = 50 \text{ нм}$. Видно, что результаты численного моделирования находятся в хорошем согласии с экспериментом. Следует отметить, что в модели нет свободных подгоночных параметров. Величины τ_i , C_i , а также τ , ν_S взяты из независимых экспериментальных данных по захвату электронов на притягивающие центры в пленках SiO_2 и по релаксации заряда после облучения.

Влияние дырочного транспорта и туннелирования на величину ΔV_{FB} в насыщении легко понять из нижеследующих полуколичественных соображений. Рассмотрим случай $V_G > 0$. Захваченный заряд увеличивает поле у границы с кремнием и уменьшает его у затвора. Так как сечение захвата электронов быстро растет с уменьшением поля, то вблизи границы с затвором происходит сильная рекомбинация захваченных дырок с электронами. Поэтому распределение захваченного заряда сдвигается к границе кремний-окисел и электрическое поле вблизи затвора становится малым. Из уравнения Пуассона получаем

$$E(0)X_d = V_G - \frac{q}{\epsilon_{0x}} \int_0^{X_d} (X_d - x)p_T dx, \quad (14)$$

$$E(X_d)X_d = V_G + \frac{q}{\epsilon_{0x}} \int_0^{X_d} xp_T dx, \quad (15)$$

где x измеряется от границы затвор-окисел.

Подставляя $E(0) = 0$ в (14) и учитывая (13), получаем

$$V_G = \frac{Q}{\varepsilon_{0x}} \Delta x,$$

$$E(X_d)X_d = V_G + \frac{Q}{\varepsilon_{0x}}(X_d - \Delta x),$$

$$\Delta V_{FBS} = \frac{Q}{\varepsilon_{0x}}(X_d - \Delta x),$$

где Q — заряд слоя на единицу площади, Δx — характерное расстояние от слоя до границы с кремнием.

Исключая из последних уравнений Q , получим

$$E(x_d) = V_G / \Delta x, \quad (16)$$

$$\Delta V_{FBS} = V_G \left(\frac{X_d}{\Delta x} - 1 \right). \quad (17)$$

Из рис. 2 видно, что максимальное поле в окисле $E(X_d)$ не может быть больше $4 \cdot 10^6$ В/см, так как при полях больше $4 \cdot 10^6$ В/см весь заряд удаляется из окисла за времена, меньшие времени выхода дозой зависимости ΔV_{FB} на насыщение (1–5 мин). Из (16), (17), полагая $E(X_d) = 4 \cdot 10^6$ В/см, имеем

$$\Delta V_{FBS} = 4 \cdot 10^6 X_d - V_G, \quad (18)$$

$$\Delta x = 2.5 \cdot 10^{-7} V_G. \quad (19)$$

Таким образом, в этом случае ΔV_{FBS} монотонно уменьшается с ростом V_G . Из (19) видно, что с уменьшением V_G характерное расстояние между слоем захваченного заряда и границей уменьшается и при $V_G \approx 3-5$ В становится сравнимым с длиной туннелирования электронов Δx_{tun} . Ясно, что Δx не может быть меньше длины туннелирования, так как в этом случае весь захваченный заряд прорекомбинирует бы с туннелирующими электронами за весьма малое время $\sim 1/\nu_0 \sim 10^7$ с. Поэтому при таких малых смещениях слой заряда располагается от границы на расстоянии, примерно равном длине туннелирования, так, чтобы количество рекомбинирующих посредством туннелирования дырок в равновесии равнялось количеству вылетающих электронов. Подставляя в (17) $\Delta x \approx \Delta x_{tun}$, видим, что в этом случае ΔV_{FBS} монотонно растет с ростом V_G .

В случае $V_G < 0$ необходимо, очевидно, положить $E(X_d) \approx 0$, тогда (13), (15) дадут $\Delta V_{FBS} = -V_G$.

Обсудим сделанные при расчете предположения. Как было указано выше, мы не учитывали “высокотемпературную” компоненту индуцированного радиацией заряда на глубоких ловушках вблизи границ окисла. Когда смещение растет, дырочный транспорт ускоряется, поэтому “высокотемпературная” часть заряда становится значительной для достаточно больших смещений (точка $V_G = 10$ В для $X_d = 30$ нм).

Сечение захвата электрона (4) соответствует рекомбинации естественных дырок (не радиационно индуцированных), захваченных в окисле при 300 и 77 К (σ не зависит от температуры). Однако ΔV_{FBS} должно слабо зависеть от сечения захвата электрона, как это очевидно из приведенных полуколичественных соображений. Действительно, расчет показывает, что при изменении σ в 3 раза ΔV_{FBS} меняется на 10–15%.

Возможный механизм, лимитирующий встраивание заряда — первоначальный транспорт дырок до захвата. Однако транспорт с не зависящей от поля длиной пробега λ не может сам по себе привести к равновесию. Действительно, равновесие должно установиться не только в окисле в целом, но и в любом объеме его. Поэтому в случае постоянной λ в глубине окисла на расстоянии, превышающем длину пробега для любого объема полный ток дырок из объема исчезает, поэтому этот механизм выноса дырок не может являться эффективным. Для $\lambda = \text{const} = 10$ нм модель дает уменьшение ΔV_{FBS} примерно на 0.6 В для $V_G = 5$ В, $X_d = 50$ нм. Для $\lambda = 8E$ (λ в нм) при $V_G = 5$ В, $X_d = 50$ нм мы имели уменьшение ΔV_{FBS} примерно на 3 В. Таким образом, можно сделать вывод, что первоначальный транспорт дырок слабо влияет на ΔV_{FBS} . Хотя имеется удовлетворительное согласие с экспериментом, несколько особенностей не объясняются моделью. Помимо заниженного значения ΔV_{FBS} при больших V_G , что является следствием пренебрежения “высокотемпературными” ловушками, модель дает $\Delta V_{FBS} = 0$ при $V_G = 0$, тогда как некоторый сдвиг плоских зон (1.4, 3 и 16.5 В для $X_d = 30, 50, 150$ нм соответственно) наблюдается в эксперименте. Так как в этом случае приложенного поля нет, поле встроенного положительного заряда образует потенциальную яму для электронов. Так как часть дырок все же удаляется из окисла, то должен существовать механизм удаления электронов из этой потенциальной ямы. Наиболее естественное объяснение — диффузия электронов (либо обычная термическая диффузия, либо нагрев электронов в электрическом поле и связанное с этим увеличение их эффективной температуры и коэффициента диффузии). В этом случае в окисле устанавливается динамическое равновесие между удалением дырок посредством туннелирования и удалением электронов посредством диффузии. Поэтому при $V_G = 0$ в окисле формируются два одинаковых слоя захваченного заряда на расстоянии ~ 4 нм от обеих границ. Разумно предположить, что глубина потенциальной ямы порядка kT_e , где T_e — средняя температура электронов. При этом

$$\Delta V_{FBS} = \frac{kT_e}{q} \frac{X_d}{\Delta x_{\text{tun}}}$$

Отсюда для данных рис. 3 получаем $kT_e = 0.2\text{--}0.4$ эВ, что несколько больше энергии продольных оптических фононов. Последняя, как предполагается, близка средней энергии электронов в полях, несколько меньших, чем $1.5 \cdot 10^6$ В/см [17].

Наши результаты в области $V_G < 3$ В находятся, по-видимому, в согласии с результатами [2]. В последней работе использовались экспериментальные дозовые зависимости при $V_G = \pm 1.5, \pm 2.5$ В, а кроме того, сечение захвата электрона и длина туннелирования (в приближении резкого “туннельного фронта”) считались не зависящими от поля

и выобразилась из подгонки дозовых зависимостей. При таком подходе сложно оценить важность полевой зависимости туннелирования. Учет этой зависимости приводит к сублинейному росту ΔV_{FBS} с V_G , как можно видеть из (17).

Дырочный транспорт учитывался в [2] некоторым зависящим от поля коэффициентом в скорости генерации захваченных дырок. Авторы пришли к выводу, что он играет небольшую роль в процессе встраивания заряда в окисел, что вероятно связано с использованием в их эксперименте небольших смещений на затворе.

Список литературы

- [1] Boesch H.E., McGarrity J.M. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1976. Vol. 23(6). P. 1520-1525.
- [2] Klein R.B., Saks N.S., Shanfield Z. // IEEE Trans on Nucl. Sci. 1990. Vol. 37(6). P. 1690-1695.
- [3] Митчелл Дж., Уилсон Д. Поверхностные эффекты в полупроводниковых приборах, вызванные радиацией. М.: Атомиздат, 1980. 93 с.
- [4] Hugnes R.C. // Appl. Phys. Lett. 1975. Vol. 26. P. 436-438.
- [5] Ausman A., McLean F.B. // Appl. Phys. Lett. 1975. Vol. 26. P. 173-175.
- [6] McLean F.B. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1988. Vol. 35(6). P. 1178-1185.
- [7] Othmer S., Srour J.R. // Proc. of the Intern. Conf. on the Phys. of MOS Insulators. Raleigh: Pergamon Press, 1980. P. 49-53.
- [8] Ning T.N. // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47(7). P. 3203-3208.
- [9] Boesch H.E., McLean F.B., Benedetto J.M., McGarrity J.M. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1986. Vol. 33(6). P. 1191-1196.
- [10] Boesch H.E., McLean F.B., McGarrity J.M., Winokur P.S. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1978. Vol. 25(6). P. 1239-1245.
- [11] Boesch H.E., McLean F.B. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1985. Vol. 32(6). P. 3940-3945.
- [12] McLean F.B., Boesch H.E., McGarrity J.M. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1976. Vol. 23(6). P. 1506-1512.
- [13] Benedetto J.M., Boesch H.E., McLean F.B., Mize J.P. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1985. Vol. 32(6). P. 3916-3920.
- [14] Oldham T.R., Lelis A.J., McLean F.B. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1986. Vol. 33(6). P. 1203-1209.
- [15] Shirley C.G. // J. Electroch. Soc. 1985. Vol. 132(2). P. 488-499.
- [16] Weinberg Z.A., Fischetti M.V. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57(2). P. 443-452.
- [17] DiMaria D.J., Fischetti M.V. // Proc. Symp. on the Phys. and Chem. of SiO₂ and the Si/SiO₂ Interf. New York: Plenum Press, 1988. P. 509-513.