

03

Двухзонная проводимость Si_3N_4

© Ю.Н. Новиков

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, Россия

E-mail: nov@isp.nsc.ru

(Поступила в Редакцию 28 ноября 2013 г.)

Теоретически изучена кинетика накопления заряда в структуре металл–нитрид кремния–оксид кремния–полупроводник. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными. Для согласия теории с экспериментом в расчетах необходимо учитывать одновременно как перенос электронов, так и перенос дырок. Расчеты предсказывают, что сечение захвата носителей на ловушки должно быть менее 10^{-14} cm^2 .

1. Введение

В электрических полях во многих диэлектриках, таких как Si_3N_4 , Al_2O_3 , HfO_2 , Ta_2O_5 и др., перенос заряда осуществляется с помощью глубоких центров — электронных и дырочных ловушек. Как правило, за исключением SiO_2 , диэлектрики имеют высокую плотность ловушек (более 10^{19} cm^{-3}). Ловушки в Si_3N_4 способны захватывать и хранить заряд в локализованном состоянии в течение 10 лет [1]. В настоящее время Si_3N_4 активно используется во ФЛЭШ-элементах памяти в качестве „запоминающей“ среды [1]. Проводимость, обусловленная одним типом носителей, называется однозонной. Если в переносе заряда участвуют как электроны, так и дырки, проводимость называется двухзонной. Выбор при описании эксперимента между однозонной и двухзонной моделью определяется инжектирующими свойствами контактов. Инжектирующие свойства контактов, в основном, определяются величиной энергетического барьера металл/диэлектрик, полупроводник/диэлектрик. Так, например, в работах [2,3] перенос заряда в Al_2O_3 , HfO_2 осуществляется преимущественно электронами, так как инжекция дырок блокируется из-за большого энергетического барьера на границе $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ ($\sim 4 \text{ eV}$) [2] и HfO_2/TiN ($\sim 2.7 \text{ eV}$) [3]. Перенос заряда в Si_3N_4 интерпретируется в терминах как однозонной [4–9], так и двухзонной проводимости [10–14]. Однако, например, величины токов (в вольт-амперных или температурных зависимостях) при описании их с использованием однозонной [4] или двухзонной [10] модели отличаются друг от друга (при прочих равных условиях) в ~ 1.5 –2 раза. Это отличие мало по сравнению с экспоненциальной зависимостью тока от электрического поля и температуры. Поэтому при интерпретации многих экспериментальных результатов вопрос об использовании однозонной или двухзонной модели в Si_3N_4 не является принципиальным. Однако существуют эксперименты [15], которые невозможно интерпретировать в рамках однозонной модели.

Цель работы показать, что в общем случае проводимость Si_3N_4 является двухзонной. Для этого выполняются расчеты по накоплению заряда (чему соот-

ветствует изменение напряжения плоских зон $U_{\text{FB}}(t)$ в структуре металл–нитрид кремния–оксид кремния–полупроводник (МНОП) при положительном потенциале на металле (Au). Результаты расчета сопоставляются с экспериментом. Используется следующая геометрия МНОП-структуры [15]: SiO_2 — 5.5 nm, Si_3N_4 — 23 и 67 nm. Барьер для дырок на границе Au/ Si_3N_4 составляет 1.5 eV [16]. Для такой (малой) величины потенциального барьера в переносе заряда в МНОП-структуре важную роль играют дырки. Дыркам необходимо пройти через весь образец Si_3N_4 , чтобы дать заметный вклад в величину $U_{\text{FB}}(t)$. Одним из основных параметров при проектировании ФЛЭШ-памяти, основанной на Si_3N_4 , является сечение захвата носителей. На сегодняшний день нет единого мнения по поводу величины сечения захвата для электронов (дырок) в Si_3N_4 . В литературе для сечения захвата в Si_3N_4 приведены следующие значения: для электронов (дырок) $5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ [5,6], для электронов $4.8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ [9], $1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ [17]. В настоящей работе предполагается, что величина сечения захвата для дырок может быть оценена более точно по сравнению с экспериментами, в которых инжекция дырок в МНОП-структурах происходит из Si-подложки [5,6].

2. Модель

На рис. 1 представлена энергетическая диаграмма МНОП-структуры: а) без приложенного напряжения, б) при положительном потенциале на Au.

Для описания переноса заряда в Si_3N_4 с учетом двухзонной модели численно самосогласованно решаются одномерные уравнения Шокли–Рида–Холла и уравнение Пуассона. Уравнение Пуассона учитывает неоднородное распределение электрического поля в Si_3N_4 . В работах по переносу заряда в Si_3N_4 значения параметров ловушек для электронов и дырок или совпадают (ловушки амфотерны), или очень близки [1,10–13]. В настоящей работе предполагается, что электронные и дырочные ловушки имеют одинаковые параметры: P — темп ионизации при заданных величинах электрического поля и температуры, N — концентрация, σ — сечение захвата,

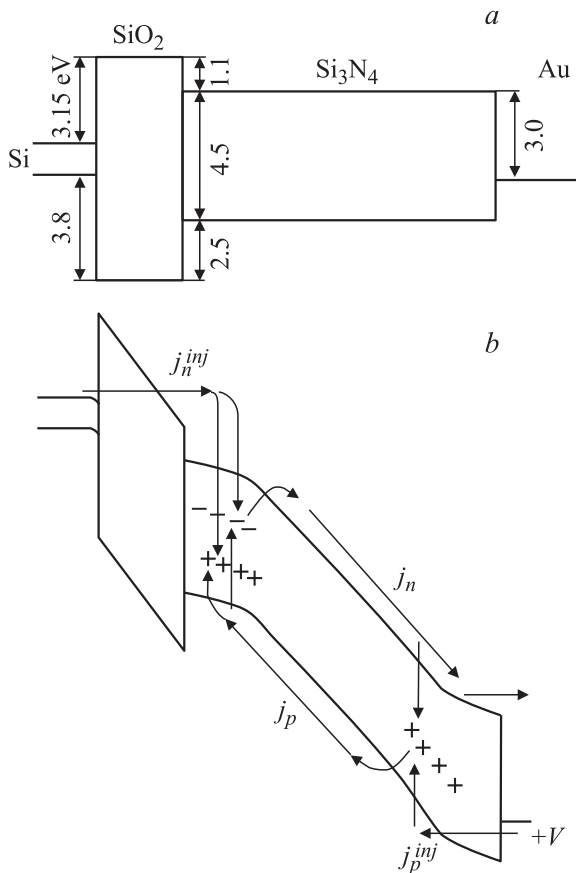


Рис. 1. Энергетическая диаграмма МНОП-структуры: (а) без приложенного напряжения, (b) при положительном потенциале на металлическом электроде.

σ_r — сечение рекомбинации между свободными и захваченными на ловушку носителями противоположного знака. С учетом вышесказанного, для описания переноса заряда в Si_3N_4 используется следующая система уравнений [1,10,13]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial n}{\partial x} v = -\sigma v n(N - n_t) + n_t P - \sigma_r v n p_t, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = \sigma v n(N - n_t) - n_t P - \sigma_r v n p_t, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial x} v = -\sigma v p(N - p_t) + p_t P - \sigma_r v p n_t, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p_t}{\partial t} = \sigma v p(N - p_t) - p_t P - \sigma_r v p n_t, \quad (4)$$

$$\frac{\partial F}{\partial x} = -\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -e \frac{(n_t - p_t)}{\epsilon_N \epsilon_0}. \quad (5)$$

Здесь: n, n_t, p, p_t, P, F являются функциями координаты и времени: n и n_t — концентрации свободных и захваченных электронов, p и p_t — концентрации свободных и захваченных дырок, F — электрическое

поле, e — заряд электрона, ϵ_0 — электрическая постоянная. В расчетах используются следующие величины: $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ [11], $v = 10 \text{ cm/s}$ — дрейфовая скорость [1,10,11], $\epsilon_N = 7.5$ — низкочастотная диэлектрическая проницаемость Si_3N_4 .

В качестве граничного условия для уравнения (5) используется величина прикладываемого к МНОП-структуре импульса внешнего напряжения U_{Au} ; для уравнений (1)–(4) $n_0(t) = j_n^{\text{inj}}/ev$, $p_0(t) = j_p^{\text{inj}}/ev$. Здесь $j_n^{\text{inj}}, j_p^{\text{inj}}$ — инжекционные токи электронов из Si-подложки и дырок из Au, соответственно, которые рассчитывались на основе механизма Фаулера–Нордгейма с эффективной массой носителей в SiO_2 , равной $0.4m_0$ (здесь m_0 — масса свободного электрона). Для дырок вблизи границы $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ (рис. 1, b) используются следующие уравнения переноса:

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial x} v = -\frac{pv}{\Delta x} - \sigma_r v p n_t, \quad (6)$$

$$\frac{\partial p_t}{\partial t} = \frac{pv}{\Delta x} - \sigma_r v n p_t. \quad (7)$$

Здесь предполагается, что все дырки, дошедшие до границы $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, захватываются в тонком слое $\Delta x = 1 \text{ nm}$, так как они „наталкиваются“ на потенциальный барьер ($\sim 4 \text{ eV}$). Также в этом Δx -слое мы пренебрегаем ионизацией дырочных ловушек по причине большого для них ($\sim 4 \text{ eV}$) энергетического барьера на границе $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ (рис. 1, b).

Для расчета P используется теория многофононной ионизации ловушек. В рамках этой теории ловушка описывается некоторыми параметрами: энергия фонона $W_{\text{ph}} = \hbar\omega$, термическая энергия W_T и оптическая энергия W_{opt} . С учетом квантово-механического описания [18] для темпа ионизации ловушки используется следующее выражение:

$$P = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp\left[\frac{nW_{\text{ph}}}{2kT} - S \coth \frac{W_{\text{ph}}}{2kT}\right] \times I_n\left(\frac{S}{\sinh(W_{\text{ph}}/2kT)}\right) P_i(W_T + nW_{\text{ph}}), \quad (8)$$

$$S = \frac{W_{\text{opt}} - W_T}{W_{\text{ph}}},$$

$$P_i(W) = \frac{eF}{2\sqrt{2m^*W}} \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar eF} W^{3/2}\right),$$

здесь I_n — модифицированная функция Бесселя, m^* — эффективная масса носителя, k — постоянная Больцмана, \hbar — постоянная Планка. Этот механизм ионизации ловушек применялся для описания проводимости в Si_3N_4 [10,13], Al_2O_3 [2] и HfO_2 [3].

Кинетика накопления заряда (изменение со временем напряжения плоских зон) в МНОП-структуре рассчиты-

вается по формуле [1]

$$U_{FB}(t) = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_N} \int_0^d dx (n_t - p_t)(d - x), \quad (9)$$

где d — толщина Si_3N_4 .

3. Сравнение эксперимента с расчетом, обсуждение

На рис. 2, *a* показан расчет (тонкие линии) экспериментальных зависимостей $U_{FB}(t)$ с использованием следующих параметров ловушек: $m^* = 0.5m_0$, $W_T = 1.4 \text{ eV}$, $W_{opt} = 2.6 \text{ eV}$, $W_{ph} = 0.06 \text{ eV}$, $N = 7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, которые очень близки к параметрам ловушек, используемым в работах [10–13]. Для сечения захвата принимается величина $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, определенная в работах [5,6]. Величина $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, как установленный пара-

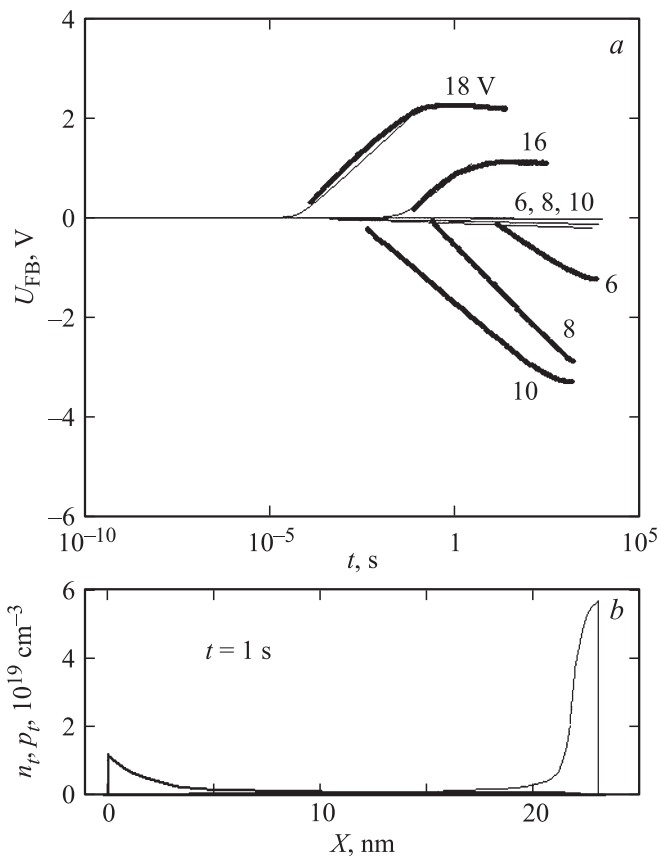


Рис. 2. *a*) Сравнение эксперимента (жирные линии) с расчетом (тонкие линии) кинетики накопления заряда в МНОП-структуре при положительном потенциале на Au. Параметры ловушек: $m^* = 0.5m_0$, $W_T = 1.4 \text{ eV}$, $W_{opt} = 2.6 \text{ eV}$, $W_{ph} = 0.06 \text{ eV}$, $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, $N = 7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$. *b*) Распределение захваченных электронов (жирная линия) и дырок (тонкая линия) в Si_3N_4 при потенциале на Au, равном 10 V. Толщина Si_3N_4 — 23 nm, а SiO_2 — 5.5 nm.

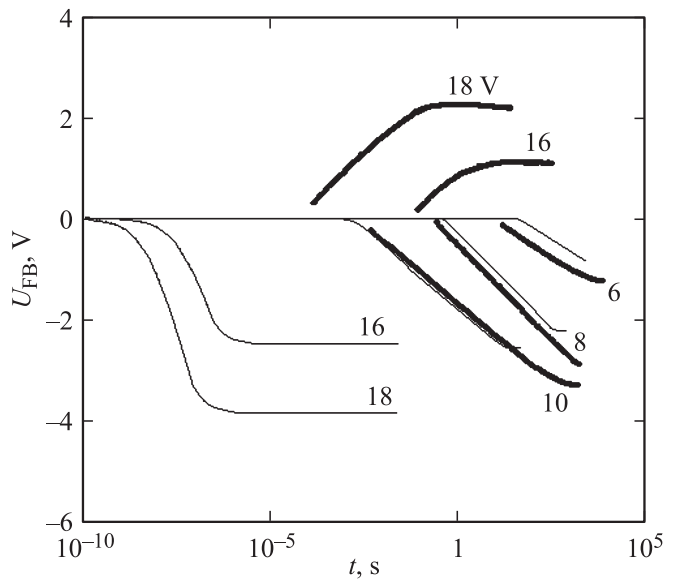


Рис. 3. Сравнение эксперимента (жирные линии) с расчетом (тонкие линии) кинетики накопления заряда в МНОП-структуре при положительном потенциале на Au. Параметры ловушек: $m^* = 0.5m_0$, $W_T = 1.4 \text{ eV}$, $W_{opt} = 2.6 \text{ eV}$, $W_{ph} = 0.06 \text{ eV}$, $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, $N = 8.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$. Толщина Si_3N_4 — 23 nm, а SiO_2 — 5.5 nm. В расчетах использовалось значение 1 nm для толщины слоя вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ с избыточной концентрацией ловушек ($N^s = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$).

метр, наиболее часто используется в литературе [4,7,10–13,17]. Для описания положения центроида, захваченного заряда в МНОП-структуре, используется „длина захвата“ $L = (1/N\sigma)$ [5,6]. В нашем случае для заданных N и σ получаем $L \sim 0.3 \text{ nm}$. Из рис. 2, *a* видно, что при $U_{Au} = 18\text{--}16 \text{ V}$ эксперимент согласуется с расчетом. В то же время при $U_{Au} = 10\text{--}6 \text{ V}$ наблюдается расхождение между теорией и экспериментом — рассчитанные зависимости $U_{FB}(t)$ намного меньше экспериментальных по величине (рис. 2, *a*). Это связано с тем, что дырки, захваченные вблизи границы $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Au}$, не дают вклада в $U_{FB}(t)$, так как их центроид расположен далеко от границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ (рис. 2, *b*). Для того чтобы захваченные на ловушки дырки давали вклад в $U_{FB}(t)$, необходимо, чтобы величина L для дырок была сравнима с толщиной пленки Si_3N_4 или превышала ее.

Предположим, что в пленке Si_3N_4 величина $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, а концентрация ловушек мала. Оценка N для $L = 23 \text{ nm}$ и $\sigma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ дает $8.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. При условии, что все дырочные ловушки заполнены, а электронные нет, получаем $U_{FB}(t) \sim 1 \text{ V}$, что меньше экспериментального значения. Можно предположить, что вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ в тонком слое есть избыточная, по сравнению с объемом, концентрация электронных и дырочных ловушек ($N^s \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). Ранее в работе [19] было

экспериментально доказано существование такого слоя порядка 1 nm. Здесь и далее будем считать, что толщина слоя с избыточной концентрацией ловушек равна Δx . Избыточная концентрация электронных и дырочных ловушек связывается с существованием избыточного кремния на границе $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$. В этом случае все процессы, ведущие к перезарядке МНОП-структуры, происходят в тонком слое вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$. Тогда для Δx -слоя из уравнений (2), (7) с учетом того, что $j_n^{inj} = evn$, $j_p^{inj} = evp$, можно записать:

$$\frac{\partial}{\partial t}(p_t - n_t) = \frac{j_p^{inj}}{e\Delta x} + n_t P - \left[\frac{\sigma j_n^{inj}}{e}(N^s - n_t) + \sigma_r v(np_t - pn_t) \right]. \quad (10)$$

Анализ формулы (10) и численный расчет с параметрами ловушек из предыдущего расчета показывают (рис. 3, тонкая линия), что при $U_{Au} = 6-10 \text{ V}$ наблюдается удовлетворительное согласие с экспериментом. При $U_{Au} = 16-18 \text{ V}$ теория расходится с экспериментом. За малые времена (10^{-6} s) дырки скапливаются вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$, так как $j_p^{inj} > j_n^{inj}$. Скопление дырок вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ приводит к увеличению электрического поля в SiO_2 , j_n^{inj} , P . Поэтому в начальные моменты времени значения $U_{FB}(t)$ будут отрицательными, и будут уменьшаться до тех пор (тонкая линия на рис. 3), пока инжекционный ток электронов не уравнивает ток дырок и ионизацию электронных ловушек.

Из экспериментальных результатов [15] для МНОП-структуры с толстым (67 nm) слоем Si_3N_4 (расчеты будут представлены ниже) следует, что величина L для дырок меньше 67 nm, так как в этих экспериментах почти не наблюдаются отрицательные значения $U_{FB}(t)$. Тогда для дырок $23 \text{ nm} \leq L < 67 \text{ nm}$. Последнее условие означает, что захват дырок на ловушки вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ будет преобладать над захватом электронов. Как показывает расчет, для любых U_{Au} будут наблюдаться только отрицательные значения $U_{FB}(t)$. Для того чтобы теория описывала эксперимент, необходимо предположить существование слоя толщиной Δx с избыточной концентрацией ($\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) электронных (дырочных) ловушек вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$. В этом случае, согласно формулам (1), (2), захват электронов в слое с избыточной концентрацией ловушек увеличится, а захват дырок останется прежним (формулы (6), (7)). Наилучшее согласие между экспериментом и расчетом получено для $L = 40 \text{ nm}$. Из предыдущего расчета следует, что для того, чтобы объемные электронные ловушки давали значительный вклад в $U_{FB}(t)$, их концентрация должна быть не менее 10^{19} cm^{-3} . Отсюда можно оценить максимально возможное сечение захвата $\sim 10^{-14} \text{ cm}^2$. Из работы [8] для $N = 3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ оценим минимальное значение для $\sigma \sim 10^{-16} \text{ cm}^2$. Данная методика не позволяет однозначно определить величины σ и N . Поэтому далее для сечения захвата будет принята величина

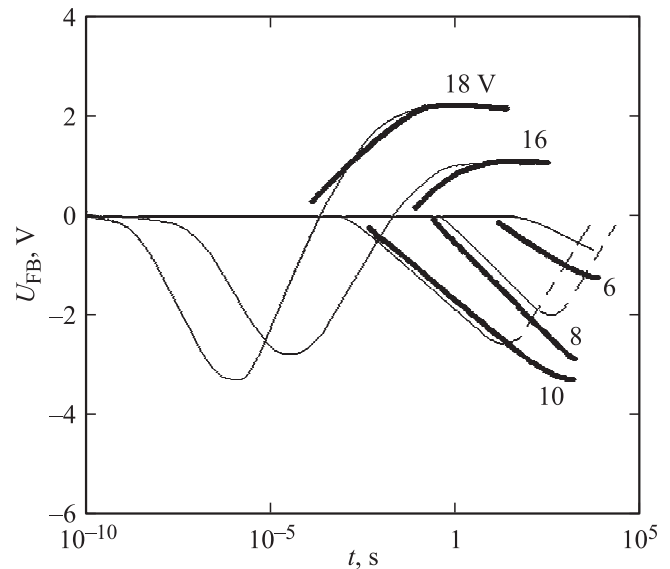


Рис. 4. Сравнение эксперимента (жирные линии) с расчетом (тонкие линии) кинетики накопления заряда в МНОП-структуре при положительном потенциале на Au. Параметры ловушек: $m^* = 0.4m_0$, $W_T = 1.6 \text{ eV}$, $W_{opt} = 3.2 \text{ eV}$, $W_{ph} = 0.06 \text{ eV}$, $N = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, $\sigma = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Толщина Si_3N_4 23 nm, а SiO_2 — 5.5 nm. В расчетах использовалось значение 1 nm для толщины слоя вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ с избыточной концентрацией ловушек ($N^s = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$).

$\sigma = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, так как эта величина была получена в работе [17]. Значениям $\sigma = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ и $L = 40 \text{ nm}$ соответствует $N = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

На рис. 4 представлено сравнение экспериментальных зависимостей $U_{FB}(t)$ (жирные линии) с расчетом (тонкие линии) при следующих параметрах ловушек: $m^* = 0.4m_0$, $W_T = 1.6 \text{ eV}$, $W_{opt} = 3.2 \text{ eV}$, $W_{ph} = 0.06 \text{ eV}$, $\sigma = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $N = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $N^s = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. При $U_{Au} = 10-6 \text{ V}$ расчет удовлетворительно описывает эксперимент и предсказывает медленную релаксацию (пунктирная линия на рис. 4) в сторону положительных $U_{FB}(t)$. Для $U_{Au} = 18-16 \text{ V}$ расчет предсказывает отрицательные значения $U_{FB}(t)$ в начальные моменты времени ($\sim 10^{-6} \text{ s}$), так как $j_p^{inj} > j_n^{inj}$. В эксперименте этот факт не зафиксирован (рис. 4). Это противоречие, возможно, связано с низкой по времени разрешающей способностью аппаратуры, так как измерение CV-характеристик происходило на частоте $\sim 1 \text{ MHz}$. На рис. 5 представлены зависимости n_t и p_t при $U_{Au} = 18 \text{ V}$. Из рис. 5 следует, что в начальные моменты времени, после подачи поляризирующего импульса, концентрация захваченных дырок вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ значительно превышает концентрацию захваченных электронов (отрицательные значения $U_{FB}(t)$). Далее концентрация захваченных дырок вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ уменьшается (рис. 5) за счет рекомбинации их со свободными электронами, а концентрация захваченных электронов

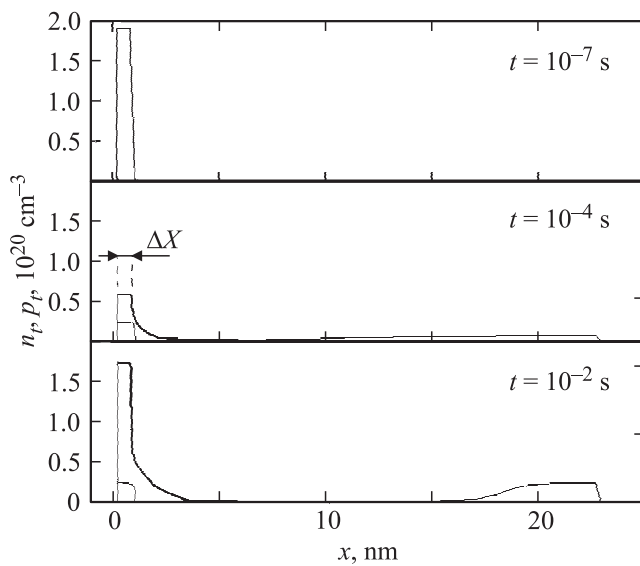


Рис. 5. Распределение захваченных на ловушки электронов (жирные линии) и дырок (тонкая линия) в Si_3N_4 при потенциале на Au-электроде, равном 18 В, в различные моменты времени.

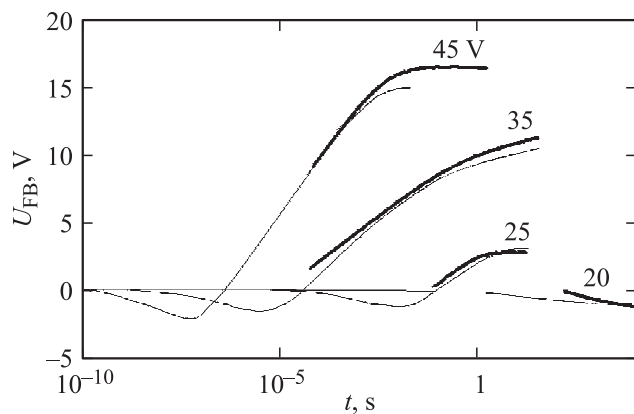


Рис. 6. Сравнение эксперимента (жирные линии) с расчетом (тонкие линии) кинетики накопления заряда в МНОП-структуре при положительном потенциале на Au. Параметры ловушек: $m^* = 0.4m_0$, $W_T = 1.6 \text{ eV}$, $W_{\text{opt}} = 3.2 \text{ eV}$, $W_{\text{ph}} = 0.06 \text{ eV}$, $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, $N = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Толщина Si_3N_4 67 nm, а SiO_2 — 5.5 nm. В расчетах использовалось значение 1 nm для толщины слоя вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ с избыточной концентрацией ловушек ($N^s = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$).

возрастает. В отличие от предыдущего расчета (на рис. 3), здесь значительная часть электронов захватывается на ловушки в объеме Si_3N_4 .

На рис. 6 представлено сравнение экспериментальных зависимостей $U_{\text{FB}}(t)$ (жирные линии), взятых из [15], для МНОП-структуры с толщиной Si_3N_4 , равной 67 nm, с расчетом (тонкие линии). Параметры ловушек взяты из предыдущего расчета (рис. 4). Рассчитанные кривые удовлетворительно описывают экспериментальные дан-

ные. Так же как и в предыдущем случае, расчет предсказывает в начальные моменты времени, после подачи поляризующего импульса, небольшое накопление дырок в МНОП-структуре (отрицательные значения $U_{\text{FB}}(t)$).

Расхождение в величине сечения захвата, полученного в настоящей работе, с работами, где оно оценивалось как $5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ [5,6], в основном связано с тем, что в этих работах не учитывался двузонный характер проводимости в Si_3N_4 . В работах [5,6] в МНОП-структурах при положительном потенциале на Al пренебрегали инжекцией дырок из Al, а при отрицательном потенциале — инжекцией электронов. Однако в работе [14] было показано, что инжекция дырок из Al при положительном потенциале на нем является значительной. В настоящей работе использовалась теория многофононной ионизации для нейтральных ловушек. Получены разумные физические параметры ловушек. Наиболее вероятным представляется захват электронов (дырок) в Si_3N_4 на нейтральную Si–Si связь с участием полярионного эффекта [20].

4. Выводы

В работе показано, что проводимость Si_3N_4 в общем случае носит сугубо двузонный характер — в переносе заряда одновременно участвуют как электроны, так и дырки. Определены параметры глубоких центров в Si_3N_4 : $W_T = 1.6 \text{ eV}$, $W_{\text{opt}} = 3.2 \text{ eV}$, $W_{\text{ph}} = 0.06 \text{ eV}$ и $m^* = 0.4m_e$. Согласие теории с экспериментом наблюдается при значениях сечения захвата электронов и дырок на ловушки менее 10^{-14} cm^2 и концентрации ловушек более 10^{19} cm^{-3} . С учетом амфотерности ловушек, проведенные в настоящей работе расчеты предсказывают существование вблизи границы $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ слоя с избыточной концентрацией ловушек, что является независимым теоретическим подтверждением гипотезы [19].

Список литературы

- [1] Yu.N. Novikov. The FLASH Memory Based on Silicon Nitride (SONOS). Nova Publisher, N.Y. (2011). P. 35.
- [2] Ю.Н. Новиков, В.А. Гриценко, К.А. Насыров. Письма в ЖЭТФ **89**, 599 (2009).
- [3] Yu.N. Novikov. J. Appl. Phys. **113**, 024 109 (2013).
- [4] K.A. Nasyrov, V.A. Gritsenko, M.K. Kim, H.S. Chae, S.D. Chae, W.I. Ryu, J.H. Sok, J.W. Lee, B.M. Kim. IEEE Electron Device Lett. **23**, 336 (2002).
- [5] P.C. Arnett, B.H. Yan. Appl. Phys. Lett. **26**, 94 (1975).
- [6] F.L. Hampton, J.R. Cricchi. Appl. Phys. Lett. **35**, 802 (1979).
- [7] S. Manzini. J. Appl. Phys. **62**, 3278 (1987).
- [8] К.А. Насыров, В.А. Гриценко. ЖЭТФ **139**, 1172 (2011).
- [9] Y.C. Jeon, H.Y. Lee, S.K. Joo. J. Appl. Phys. **75**, 979 (1993).
- [10] K.A. Nasyrov, V.A. Gritsenko, Yu.N. Novikov, E.-H. Lee, S.Y. Yoon, C.W. Kim. J. Appl. Phys. **96**, 4293 (2004).
- [11] Г.В. Гадияк, М.С. Обрехт, С.П. Синеца. Микроэлектроника **14**, 512 (1985).

- [12] H. Bachhofer, H. Reisinger, E. Bertagnolli. *J. Appl. Phys.* **89**, 2791 (2001).
- [13] К.А. Насыров, Ю.Н. Новиков, В.А. Гриценко, С.Ю. Юн, Ч.В. Ким. Письма в ЖЭТФ **77**, 455 (2003).
- [14] Z.A. Weinberg. *Appl. Phys. Lett.* **29**, 617 (1976).
- [15] В.А. Гриценко, Е.Е. Меерсон. *Микроэлектроника* **12**, 580 (1983).
- [16] V.A. Gritsenko, E.E. Meerson, Yu.N. Morokov. *Phys. Rev. B* **57**, R2081 (1997).
- [17] S.D. Tzeng, S. Gwo. *J. Appl. Phys.* **100**, 023 711 (2006).
- [18] S.S. Makram-Ebeid, M. Lannoo. *Phys. Rev. B* **25**, 6406 (1982).
- [19] V.A. Gritsenko, H. Wong, J.B. Xu, R.M. Kwok, I.P. Petrenko, В.А. Zaitsev, Yu.N. Morokov, Yu.N. Novikov. *J. Appl. Phys.* **86**, 3234 (1999).
- [20] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. Мир, М. (1982), 660 с.