

## Влияние внутреннего электрического поля на накопление подвижного заряда в МОП-структурах

О. В. Александров, Н. Н. Морозов✉

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет  
«ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

✉ laughter-maiden@mail.ru

**Аннотация.** С помощью разработанной количественной модели показано влияние внутреннего электрического поля на процесс накопления подвижного заряда в МОП-структурах. Рассчитано распределение подвижного заряда по глубине  $\text{SiO}_2$  при различных временах термополевого воздействия и концентрациях примеси. На примере ионов  $\text{Na}^+$  проведено сравнение численного расчета с аналитической и экспериментальной зависимостями. Показано, что при больших концентрациях примесных ионов наведённое ими внутреннее электрическое поле возрастает у поверхности катода и становится причиной избыточного накопления примеси на межфазной границе.

**Ключевые слова:** МОП-структура, подзатворный диэлектрик, подвижный ионный заряд, диффузия, термополевое воздействие

**Для цитирования:** Александров О. В., Морозов Н. Н. Влияние внутреннего электрического поля на накопление подвижного заряда в МОП-структурах // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2023. Т. 16, № 2. С. 13–18. doi: 10.32603/2071-8985-2023-16-2-13-18.

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Original article

## Influence of the Internal Electric Field on the Accumulation of a Mobile Charge in MOS Structures

O. V. Aleksandrov, N. N. Morozov✉

Saint Petersburg Electrotechnical University, Saint Petersburg, Russia

✉ laughter-maiden@mail.ru

**Abstract.** Using the developed quantitative model, the influence of the internal electric field on the process of accumulation of a mobile charge in MOS structures is shown. The distribution of the mobile charge over the depth of  $\text{SiO}_2$  is calculated for various times of thermal field exposure and impurity concentrations. Using  $\text{Na}^+$  ions as an example, the numerical calculation is compared with the analytical and experimental dependences. It is shown that at high concentrations of impurity ions, the internal electric field induced by them increases near the cathode surface and causes excessive accumulation of impurities at the interface.

**Keywords:** MOS structure, gate dielectric, mobile ionic charge, diffusion, thermal field action

**For citation:** Aleksandrov O. V., Morozov N. N. Influence of the Internal Electric Field on the Accumulation of a Mobile Charge in MOS Structures // LETI Transactions on Electrical Engineering & Computer Science. 2023. Vol. 16, no. 2. P. 13–18. doi: 10.32603/2071-8985-2023-16-2-13-18.

**Conflict of interest.** The authors declare no conflicts of interest.

**Введение.** Одной из основных причин нестабильности электрофизических характеристик МОП-приборов и ИМС на кремнии, возникающих при термополевых воздействиях, служит подвижный заряд ионов в подзатворном оксиде (ПЗО) МОП-структур [1], [2].

Было установлено, что подвижный заряд обусловлен положительно заряженными ионами щелочноземельных элементов: калием, литием и натрием [1]–[4]. Ряд исследований посвящен определению таких параметров миграции этих щелочных ионов, как подвижность, коэффициент диффузии и энергия активации в МОП-структурах, специально легированных этими примесями [1], [3], [4].

Ряд авторов показали, что наиболее часто встречающаяся примесь в МОП-структурах – это натрий, способный ощутимо влиять на параметры и надежность МОП-транзисторов [1], [2], [5]. В связи с этим были измерены концентрации ионов натрия по толщине ПЗО при термополевых воздействиях [1], [5], [6], а также проведено аналитическое моделирование этих распределений [2], [5]. Однако при моделировании не учитывалось внутреннее электрическое поле, наводимое самим подвижным зарядом ионов натрия.

Цели настоящей статьи заключаются в разработке количественной модели миграции подвижных щелочных ионов в пленках подзатворного оксида с учетом внутреннего электрического поля и демонстрации влияния этого поля на накопления подвижного заряда в МОП-структурах.

**Уравнения модели.** Для описания поведения подвижных щелочных ионов в ПЗО МОП-структуры при термополевых воздействиях используются диффузионно-дрейфовое уравнение непрерывности и уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial}{\partial x}(CE); \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{qC}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (2)$$

где  $x$  – координата, отсчитываемая от межфазной границы (МФГ) Si-SiO<sub>2</sub> ( $x = 0$ ) до МФГ SiO<sub>2</sub>-М ( $x = d$ ,  $d$  – толщина подзатворного оксида или расстояние от кремниевой подложки до металлического затвора);  $t$  – продолжительность термополевого воздействия;  $C$  – концентрация подвижных ионов в пленке оксида;  $V$  – распределение потенциала в диэлектрике;  $E = -\frac{dV}{dx}$  – напряженность электрического поля;  $\mu$  – подвижность

ионов;  $D = \mu \frac{kT}{q}$  – коэффициент диффузии ионов, где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $q$  – элементарный заряд;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость ( $\varepsilon(\text{SiO}_2) = 3.9$ );  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная ( $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м).

Зависимость подвижности ионов от температуры в [1], [3], [4] описывается уравнением Аррениуса:

$$\mu = \mu_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (3)$$

где  $E_a$  – энергии активации. Значения параметров  $\mu_0$  и  $E_a$  в уравнении (3) для ионов Na<sup>+</sup> в SiO<sub>2</sub> ( $E_a = 0.44$  эВ и  $\mu_0 = 3.5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/В · с) были выбраны из статьи [3], в которой использовался метод изотермического переходного ионного тока (ИТИС).

Граничными условиями для решения системы уравнений (1), (2) полагаются отражающие для ионов примеси границы диэлектрика

$$j(0, t) = j(d, t) = 0, \quad (4)$$

где  $j$  – потоки примеси;  $j(x, t) = -D \frac{\partial C}{\partial x} + \mu CE$ .

На затвор подано постоянное положительное смещение  $V_G$ :

$$\begin{aligned} V(0, t) &= 0; \\ V(d, t) &= V_G. \end{aligned} \quad (5)$$

Начальным условием ( $t = 0$ ) служит равномерное распределение подвижных ионов по толщине диоксида кремния:

$$C(x, 0) = C_0 = \frac{Q}{d}, \quad (6)$$

где  $Q$  – интегральная концентрация ионов примеси в подзатворном диэлектрике:

$$Q = \int_0^d C(x) dx. \quad (7)$$

**Результаты расчетов.** Расчеты по данной модели, включающей в себя систему уравнений (1), (2) и дополнительные условия (4)–(7), осуществлялись с использованием неявных и явных разностных схем методом прогонки. Численные решения сравнивались с аналитическим для стационарного состояния ( $t \rightarrow \infty$ ) при

$$E = E_d = \frac{V_G}{d} = \text{const.} \quad (8)$$

В стационарном состоянии поток ионов примеси в объеме ПЗО отсутствует:

$$j(x, \infty) = -D \frac{\partial C}{\partial x} + \mu C E_d = 0. \quad (9)$$

Проинтегрировав уравнение (9), получим аналитическое решение системы уравнений (1), (2):

$$C(x) = C_S \exp\left(\frac{\mu E_d x}{D}\right) = C_S \exp\left(\frac{q E_d x}{kT}\right), \quad (10)$$

где  $C_S$  – поверхностная концентрация ионов, которую мы находим, используя (6)–(8) и интегрируя (10):

$$C_S = \frac{q V_G C_0}{kT \left[ \exp\left(\frac{q V_G}{kT}\right) - 1 \right]}. \quad (11)$$

На рис. 1 показана кинетика изменения  $C(x)$  во времени выдержки при термополеовом воздействии и при малой интегральной концентрации примеси  $Q = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Из графика следует, что с течением времени ионы натрия перемещаются из объема диоксида кремния к МФГ Si-SiO<sub>2</sub> (рис. 1, кривые 1–4). При некотором времени воздействия ( $t \geq 60$  с) распределение перестает зависеть от времени и становится экспоненциальным (рис. 1, кривая 4). При больших временах выдержки термополеовой обработки численное решение совпа-

дает со стационарным аналитическим решением (10) (рис. 1, кривая 5).

Влияние интегральной концентрации примеси на распределение концентрации натрия при термополеовом воздействии вблизи МФГ Si-SiO<sub>2</sub> проиллюстрировано на рис. 2. Для наглядности проведена нормировка концентрации ионов на поверхностную концентрацию  $C_{S \text{ an}}$ , вычисляемую по формуле (11). Соответственно, рисунок демонстрирует отклонение численного расчета от аналитического соотношения (10), заключающееся в значительном накоплении примеси вблизи МФГ при увеличении  $Q$  свыше  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Рис. 3 иллюстрирует зависимость распределения внутреннего электрического поля  $E(x)$  от интегральной концентрации примеси  $Q$  при нулевом смещении ( $V_G = 0$  В), выраженную в виде нормированной зависимости  $E(x)/E_{\text{int}}$ , где  $E_{\text{int}}$  получено после интегрирования (2) для внутреннего электрического поля при  $x = 0$ :

$$E_{\text{int}} = \frac{qQ}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (12)$$

Из рис. 3 видно, что с ростом интегральной концентрации  $Q$  внутреннее поле  $E(x)$  стремится сосредоточиться вблизи обеих МФГ (рис. 3, кривые 2–4), отклоняясь от линейного распределения при малом  $Q \leq 10^9 \text{ см}^{-2}$  (рис. 3, кривая 1). Максимальное значение поля на обеих МФГ растет прямо пропорционально значению интегральной концентрации ионов  $Q$ .

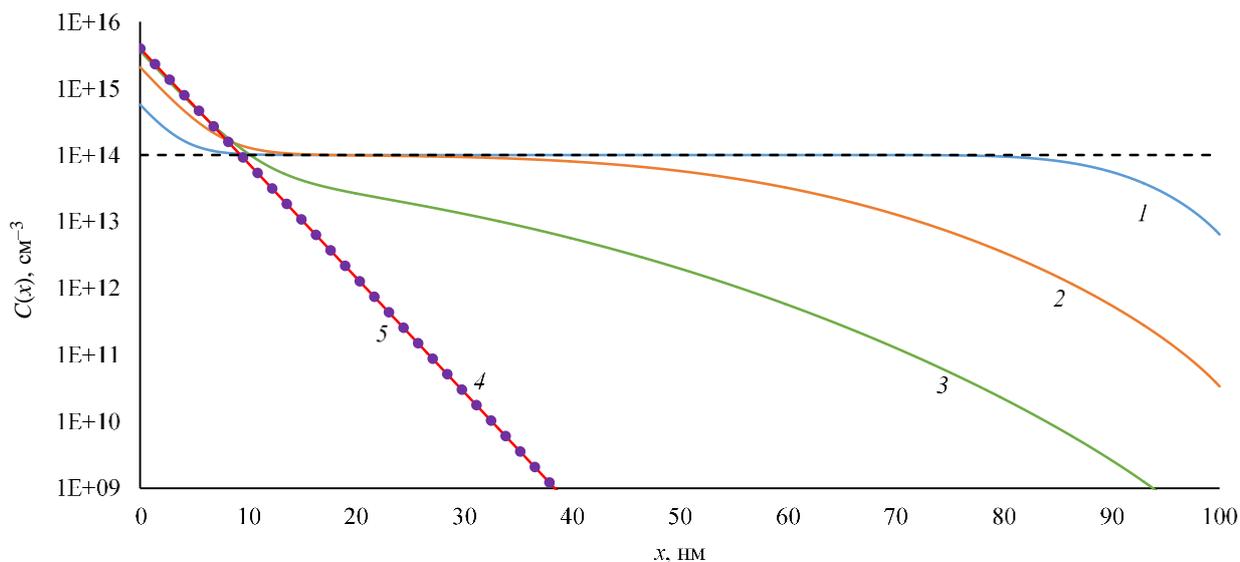


Рис. 1. Зависимость  $C(x)$  от времени термополеового воздействия  $t$ , с: кривая 1 – 1; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 60; 5 – аналитическое решение (10) ( $Q = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 293 \text{ К}$  ( $20^\circ \text{C}$ ),  $V_G = +1 \text{ В}$ ,  $d = 100 \text{ нм}$ )

Fig. 1. Dependence of  $C(x)$  on the time of thermal field exposure  $t$ , s: 1 – 1; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 60; 5 – analytical solution (10) ( $Q = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 293 \text{ К}$  ( $20^\circ \text{C}$ ),  $V_G = +1 \text{ В}$ ,  $d = 100 \text{ нм}$ )

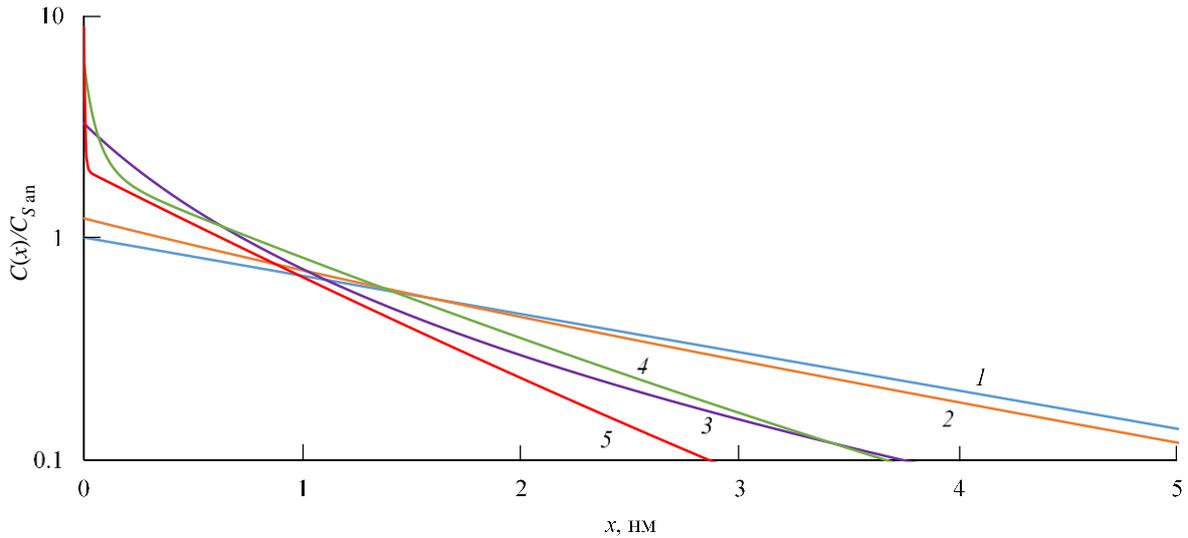


Рис. 2. Отношение  $C(x)/C_{S\text{ an}}$  при различных  $Q$ ,  $\text{cm}^{-2}$ : 1 –  $10^9$ , 2 –  $10^{11}$ , 3 –  $10^{12}$ , 4 –  $10^{13}$ , 5 –  $10^{14}$  ( $T = 293\text{ K}$  ( $20\text{ }^\circ\text{C}$ ),  $V_G = +1\text{ V}$ ,  $t = 10\text{ мин}$ ,  $d = 100\text{ нм}$ )

Fig. 2. Ratio  $C(x)/C_{S\text{ an}}$  at different  $Q$ ,  $\text{cm}^{-2}$ : 1 –  $10^9$ , 2 –  $10^{11}$ , 3 –  $10^{12}$ , 4 –  $10^{13}$ , 5 –  $10^{14}$  ( $T = 293\text{ K}$  ( $20\text{ }^\circ\text{C}$ ),  $V_G = +1\text{ V}$ ,  $t = 10\text{ min}$ ,  $d = 100\text{ nm}$ )

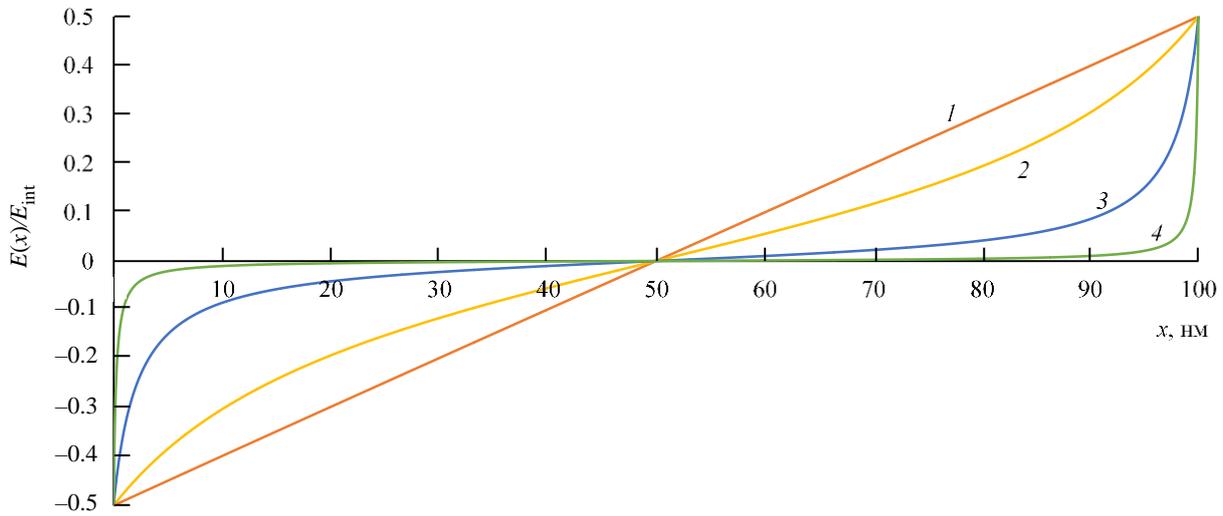


Рис. 3. Зависимости  $E(x)/E_{\text{int}}$  при различных  $Q$ ,  $\text{cm}^{-2}$ : 1 –  $10^9$ , 2 –  $10^{11}$ , 3 –  $10^{12}$ , 4 –  $10^{13}$  ( $T = 293\text{ K}$  ( $20\text{ }^\circ\text{C}$ ),  $V_G = 0\text{ V}$ ,  $t = 10\text{ мин}$ ,  $d = 100\text{ нм}$ )

Fig. 3. Dependences  $E(x)/E_{\text{int}}$  at different  $Q$ ,  $\text{cm}^{-2}$ : 1 –  $10^9$ , 2 –  $10^{11}$ , 3 –  $10^{12}$ , 4 –  $10^{13}$  ( $T = 293\text{ K}$  ( $20\text{ }^\circ\text{C}$ ),  $V_G = 0\text{ V}$ ,  $t = 10\text{ min}$ ,  $d = 100\text{ nm}$ )

**Обсуждение результатов.** Появление и рост внутреннего электрического поля (рис. 3), обусловленного ионами примеси, отклонение поля от линейного распределения и, соответственно, локализация его вблизи обеих МФГ с ростом интегральной концентрации  $Q$  приводит к отклонению численного расчета (1), (2) от аналитической зависимости (10) (рис. 2). Из (12) выведем критерий для такой интегральной концентрации примеси  $Q_{\text{cr}}$ , при которой происходит заметный рост (10 %) напряженности внутреннего поля диэлектрика по отношению к внешнему полю вблизи МФГ  $\text{Si-SiO}_2$  ( $x = 0$ ):

$$Q_{\text{cr}} = 0.1 \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{q} E_d.$$

Для  $V_G = 1\text{ В}$  и  $d = 100\text{ нм}$  получим  $Q_{\text{cr}} = 2.2 \cdot 10^{10}\text{ cm}^{-2}$ , что совпадает с численной оценкой.

Расчеты по модели сравнивались с экспериментальными данными [6] по распределению специально введенной примеси натрия по толщине термического диоксида кремния после термообработки при  $T = 473\text{ K}$  ( $200\text{ }^\circ\text{C}$ ) без смещения ( $V_G = 0\text{ В}$ ), рис. 4, точки 1. Соответствие расчета эксперименту достигается при коэффициенте диффузии  $D = 2 \cdot 10^{-5}\text{ cm}^2/\text{с}$ , который не

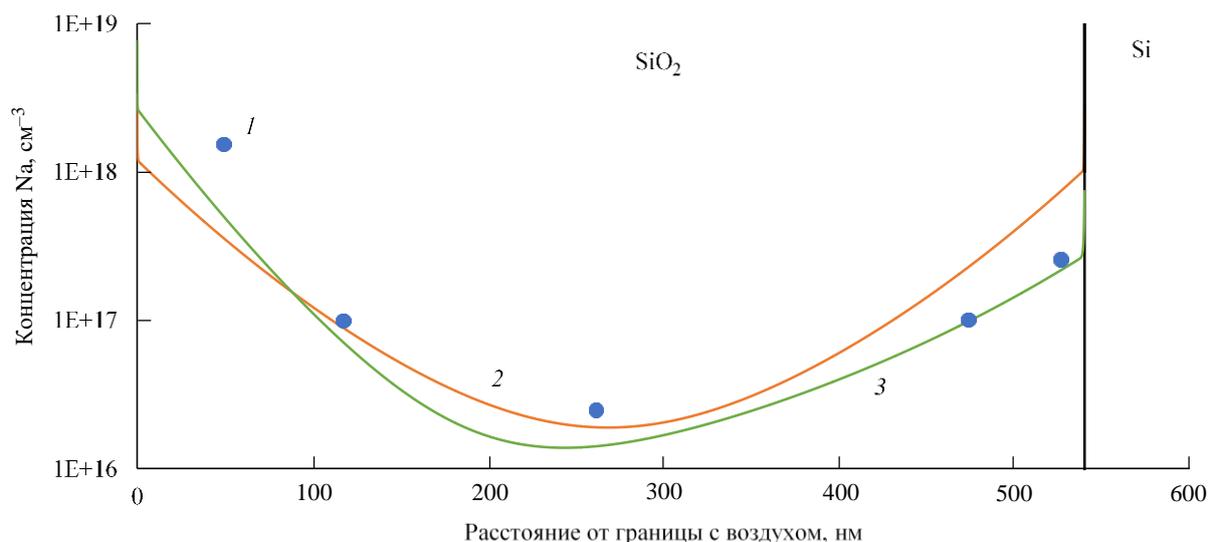


Рис. 4. Профиль распределения ионов натрия: 1 – эксперимент [6]; 2 – расчет при  $V_G = 0$  В;

3 – расчет при  $V_G = V_c = -0.25$  В ( $Q = 5 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$ ,  $D = 2 \cdot 10^{-5}$  см $^2$ /с,  $T = 473$  К (200 °С),  $t = 10$  мин,  $d = 540$  нм)

Fig. 4. Sodium ion distribution profile: 1 – experiment [6]; 2 – calculation at  $V_G = 0$  V, 3 – calculation

at  $V_G = V_c = -0.25$  V ( $Q = 5 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$ ,  $D = 2 \cdot 10^{-5}$  см $^2$ /s,  $T = 473$  К (200 °С),  $t = 10$  min,  $d = 540$  nm)

подпадает под экспериментальные данные [1], [3], [4], и при интегральной концентрации примеси  $Q = 5 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$ , которая соответствует  $Q$ , рассчитанной в рассматриваемом источнике [6] (рис. 4, кривая 2). Определенная асимметричность U-образного экспериментального распределения концентрации  $\text{Na}^+$  может быть связана с наличием некоторого потенциала в МОП-структуре ( $V_c = -0.25$  В), обусловленного встроенным зарядом в  $\text{SiO}_2$  (рис. 4, кривая 2 при  $V_G = V_c$ ).

**Выводы и заключение.** Проведено численное решение системы диффузионно-дрейфового уравнения и уравнения Пуассона для подвижного заряда в МОП-структуре при термополевым воздействии. На примере ионов  $\text{Na}^+$  рассчитаны зависимости  $C(x)$  и  $E(x)$  при различных интегральных концентрациях примеси  $Q$  (см. рис. 2, 3) и показано влияние внутреннего электрического

поля на накопление подвижного заряда в МОП-структурах. При сравнении рассчитанных распределений концентрации примеси с аналитической зависимостью установлено, что при малых  $Q < Q_{\text{cr}}$  решения совпадают, тогда как при больших  $Q > Q_{\text{cr}}$  они различаются, что выражается в увеличении поверхностной концентрации примеси (см. рис. 2, кривые 3–5). Причиной расхождения численного и аналитического решений при больших интегральных концентрациях служит внутреннее электрическое поле. Последнее обусловлено самим подвижным ионным зарядом, который локализуется вблизи МФГ и способствует накоплению примеси (см. рис. 3, кривые 3, 4). Проведено сравнение расчетного распределения с U-образным экспериментальным профилем примеси  $\text{Na}^+$  из статьи [6] (рис. 4) и получено удовлетворительное соответствие

#### Список литературы

1. Вертопрахов В. Н., Кучумов Б. М., Сальман Е. Г. Строение и свойства структур Si-SiO $_2$ -М. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1981. С. 42–60.
2. Ion transport phenomena in insulating films / E. H. Snow, A. S. Grove, B. E. Deal, C. T. Sah // J. of Appl. Phys. 1965. Vol. 36, no. 5. P. 1664–1673. doi: 10.1063/1.1703105.
3. Greeuw G., Verwey J. F. The mobility of Na $^+$ , Li $^+$ , and K $^+$  ions in thermally grown SiO $_2$  films // J. of Appl. Phys. 1984. Vol. 56, no. 8. P. 2218–2224. doi: 10.1063/1.334.56.

4. Stagg J. P. Drift mobilities of Na $^+$  and K $^+$  ions in SiO $_2$  films // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 31, no. 8. P. 532–533. doi: 10.1063/1.89766.
5. Hofstein S. R. Proton and sodium transport in SiO $_2$  films // IEEE Transactions on Electron Devices. 1967. Vol. 14, no. 11. P. 749–759. doi: 10.1109/T-ED.1967.16102.
6. Yon E., Ko W. H., Kuper A. B. Sodium distribution in thermal oxide on silicon by radiochemical and MOS analysis // IEEE Transactions on Electron Devices. 1966. Vol. 13, no. 12. P. 276–280. doi: 10.1109/T-ED.1966.15680.

#### Информация об авторах

**Александров Олег Викторович** – д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры ЭП СПбГЭТУ «ЛЭТИ».  
E-mail: Aleksand\_ov@mail.ru

**Морозов Никита Николаевич** – аспирант, ассистент и учебный мастер кафедры ЭП СПбГЭТУ «ЛЭТИ».  
E-mail: laughter-maiden@mail.ru

#### References

1. Vertoprakhov V. N., Kuchumov B. M., Sal'man E. G. Stroenie i svoystva struktur Si-SiO<sub>2</sub>-M. Novosibirsk: Nauka. Sib. otd-nie, 1981. P. 42–60.
2. Ion transport phenomena in insulating films / E. H. Snow, A. S. Grove, B. E. Deal, C. T. Sah // J. of Appl. Phys. 1965. Vol. 36, no. 5. P. 1664–1673. doi: 10.1063/1.1703105.
3. Greeuw G., Verwey J. F. The mobility of Na<sup>+</sup>, Li<sup>+</sup>, and K<sup>+</sup> ions in thermally grown SiO<sub>2</sub> films // J. of Appl. Phys. 1984. Vol. 56, no. 8. P. 2218–2224. doi: 10.1063/1.334.56.
4. Stagg J. P. Drift mobilities of Na<sup>+</sup> and K<sup>+</sup> ions in SiO<sub>2</sub> films // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 31, no. 8. P. 532–533. doi: 10.1063/1.89766.
5. Hofstein S. R. Proton and sodium transport in SiO<sub>2</sub> films // IEEE Transactions on Electron Devices. 1967. Vol. 14, no. 11. P. 749–759. doi: 10.1109/T-ED.1967.16102.
6. Yon E., Ko W. H., Kuper A. B. Sodium distribution in thermal oxide on silicon by radiochemical and MOS analysis // IEEE Transactions on Electron Devices. 1966. Vol. 13, no. 12. P. 276–280. doi: 10.1109/T-ED.1966.15680.

#### Information about the authors

**Oleg V. Aleksandrov** – Dr Sci. (Phys.-Math.), Professor of the Department of Electrical Engineering of Saint Petersburg Electrotechnical University.  
E-mail: Aleksand\_ov@mail.ru

**Nikita N. Morozov** – post-graduate student, assistant and educational master of the Department of Electrical Engineering of Saint Petersburg Electrotechnical University.  
E-mail: laughter-maiden@mail.ru

Статья поступила в редакцию 10.12.2022; принята к публикации после рецензирования 26.12.2022; опубликована онлайн 28.02.2023.

Submitted 10.12.2022; accepted 26.12.2022; published online 28.02.2023.

---