

# Кинетика накопления подвижного заряда в МОП-структурах при термополевых воздействиях

О.В. Александров, Н.Н. Морозов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

**Аннотация:** исследовалась кинетика накопления подвижного заряда в МОП-структурах при термополевых воздействиях. Разработана количественная модель и рассчитаны зависимости распределения концентрации ионов  $\text{Na}^+$  по глубине диоксида кремния от времени, напряжении на затворе, температуры и количества примеси в структуре. Проведено сравнение численного расчёта с аналитическими зависимостями. Показано, что при больших количествах примеси возникающее внутреннее электрическое поле приводит к отклонению расчётных зависимостей от простых аналитических.

**Ключевые слова:** МОП-структуры, термополевые воздействия, подвижный заряд

## 1. Введение

Известно, что подвижные щелочные ионы ответственны за поляризационные эффекты в МОП-структурах, наблюдающиеся при термополевых воздействиях [1-3]. Рядом авторов было проведено исследование МОП-структур, специально легированных щелочноземельными элементами: литием, натрием и калием [2,4,5]. Были найдены их коэффициенты диффузии [2,4,5], измерены распределения концентрации примесей по глубине [6,8], а также проведено аналитическое моделирование этих распределений [3,6]. При моделировании не учитывалось внутреннее электрическое поле, связанное с ионами примеси. Наиболее распространённой примесью в МОП-структурах является натрий, представляющих реальную угрозу стабильности параметров и надёжности МОП-приборов и ИМС [2,3,8].

В настоящей работе разработана количественная модель численного расчета накопления подвижного заряда в МОП-структурах на примере ионов натрия при различных термополевых воздействиях, учитывающая влияние внутреннего электрического поля.

## 2. Уравнения модели

Процессы миграции и дрейфа подвижных ионов в МОП-структуре при термополевых воздействиях описываются диффузионно-дрейфовым уравнением непрерывности и уравнением Пуассона:

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

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

где  $x$  – координата, отсчитываемая от межфазной границы (МФГ) с кремнием ( $x = 0$ ) до границы с затвором ( $x = d$ ,  $d$  – толщина диоксида);  $t$  – длительность приложения смещения;  $C$  – концентрация ионов в  $\text{SiO}_2$ ;  $\mu$  – подвижность ионов;  $D$  – коэффициент диффузии ионов ( $D = \mu kT/q$ ,  $T$  – температура,  $k$  – постоянная Больцмана,  $q$  – заряд иона);  $U$  – распределение потенциала в диоксиде кремния;  $E$  – напряженность

электрического поля в диэлектрике,  $E = -dU/dx$ ;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость диоксида кремния ( $\varepsilon = 3.9$ );  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная ( $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м).

Подвижность ионов имеет экспоненциальную зависимость от обратной температуры:

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

где  $E_a$  – энергии активации диффузии. Значения  $E_a$  и предэкспоненциального множителя  $\mu_0$  для ионов  $\text{Na}^+$  брались из [5,7]:  $E_a = 0.44$  эВ,  $\mu_0 = 3.5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/В·с.

Уравнения (1), (2) решались при следующих граничных условиях. Границы диэлектрика полагаются отражающими для ионов примеси, т.е. примесь не выходит из диэлектрика:

$$j(0, t) = j(d, t) = 0, \quad (3)$$

где  $j$  – поток примеси,  $j(x, t) = -D \frac{\partial c}{\partial x} + \mu c E_d$ .

К затвору относительно подложки приложено напряжение  $U_G$ :

$$U(0, t) = 0, \quad U(d, t) = U_G \quad (4)$$

Полагаем, что в начальный момент времени концентрация ионов примеси равномерно распределена по толщине диэлектрика:

$$C(x, 0) = C_0 = \frac{Q}{d}, \quad (5)$$

где  $Q$  – полная (интегральная) концентрация ионов примеси:

$$Q = C_0 d = \int_0^d C(x) dx. \quad (6)$$

### 3. Результаты расчета

Система уравнений (1), (2) с граничными условиями (3), (4) и начальным условием (5) решалась численно с использованием неявной разностной схемы. Численное решение сравнивалось с аналитическими решениями.

Первое аналитическое решение было получено для стационарного случая при  $t \rightarrow \infty$  и  $E = E_0 = U_G/d = \text{const}$ . В этом случае поток ионов примеси можно приравнять к нулю:

$$j(x, t) = -D \frac{\partial C}{\partial x} + \mu C E_d = 0. \quad (7)$$

Проинтегрировав данное выражение, получим:

$$C(x) = C_s \exp\left(\frac{\mu E_0 x}{D}\right) = C_s \exp\left(\frac{q E_0 x}{kT}\right), \quad (8)$$

где  $C_s$  – поверхностная концентрация ионов. Поверхностную концентрацию ионов находим, зная полное количество примеси из (6), проинтегрировав выражение (8):

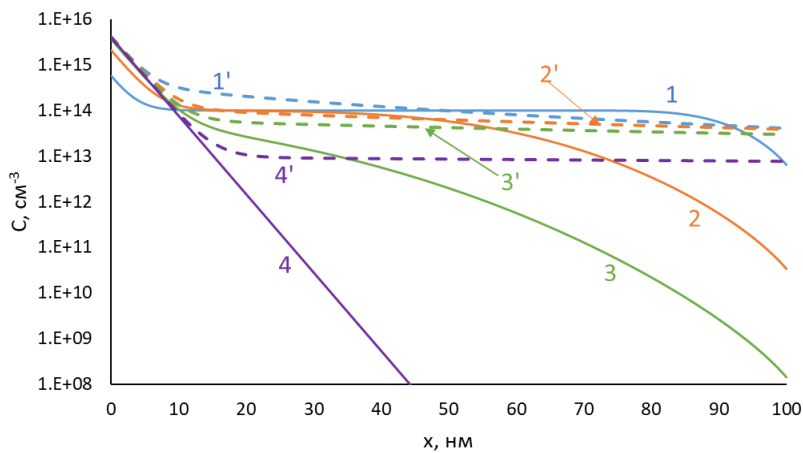
$$C_s = \frac{q E_d C_0 d}{kT (\exp\left(\frac{q E_d d}{kT}\right) - 1)}. \quad (9)$$

Второе аналитическое решение взято из [3,6] и получено при неизменном поле внутри диэлектрика  $E_0 = U_G/d$ , а также, исходя из предположения, что слой оксида

начиная от МФГ Si-SiO<sub>2</sub> (при  $x = 0$ ), является бесконечно длинным:

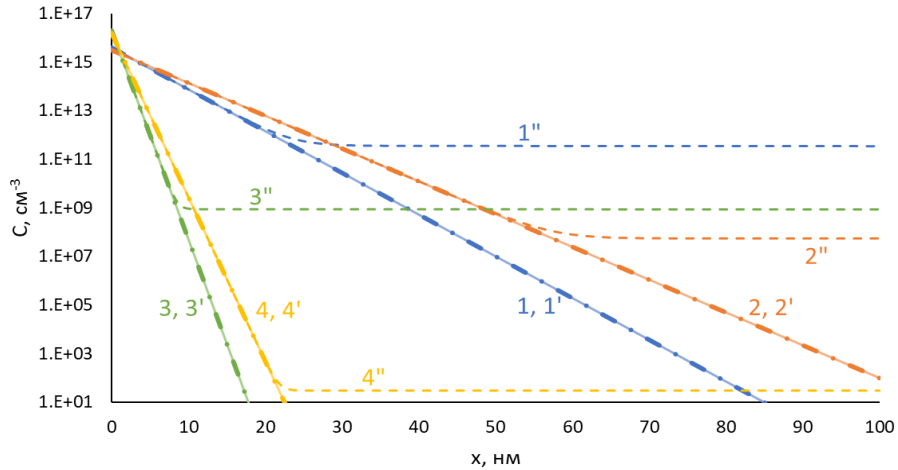
$$C(x, t) = \frac{Q}{(\pi Dt)^{1/2}} \exp \left( - \left( \frac{x}{2(Dt)^{1/2}} - \frac{\mu E_0 t^{1/2}}{2D^{1/2}} \right)^2 - \frac{\mu E_0}{2D} \exp \left( \frac{\mu E_0 x}{D} \right) \cdot \operatorname{erfc} \left( \frac{x + \mu E_0 t}{2(Dt)^{1/2}} \right) \right). \quad (10)$$

Зависимость распределения концентрации ионов от времени при термополеовом воздействии при малом  $Q = 10^9 \text{ см}^{-2}$  показана на рис. 1. Как видно из рисунка, с увеличением времени происходит перемещение примеси из объема диэлектрика к МФГ. При некотором времени выдержки примесь накапливается вблизи МФГ и перестает зависеть от времени, распределение концентрации ионов становится экспоненциальным. Аналитическое решение (10) примерно совпадает с численным решением только малых временах. При  $t \rightarrow \infty$  численное решение совпадает с аналитическим решением (8).



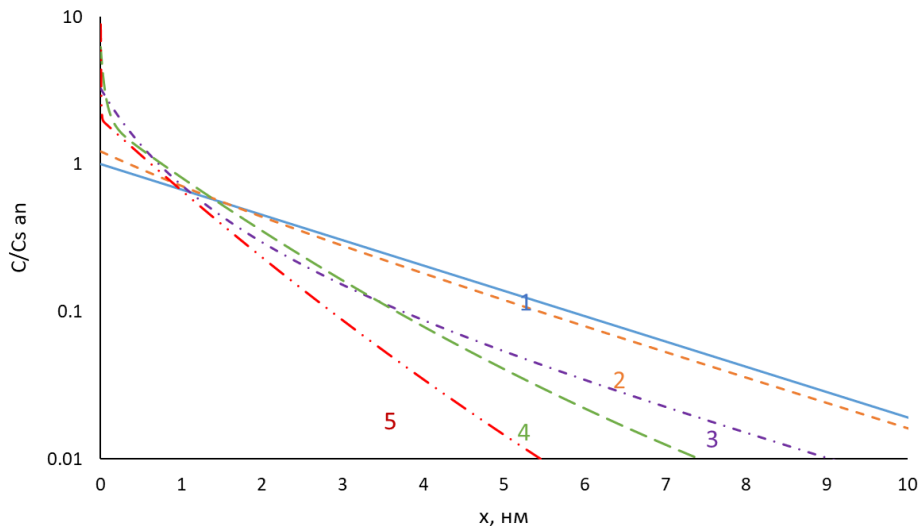
**Рисунок 1.** Кинетика изменения  $C(x)$  во времени  $t$ , с: 1, 1' – 1; 2, 2' – 5; 3, 3' – 10; 4, 4' – 60, где 1-4 – расчет по численной модели; 1'-4' – расчет по формуле (10) ( $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $U_G = 1 \text{ В}$ ,  $d = 100 \text{ нм}$ ).

Зависимость распределения концентрации ионов от напряжения на затворе и температуры при малом  $Q = 10^9 \text{ см}^{-2}$  при  $t = 10$  минут показана на рис. 2. Из рисунка видно, что с ростом  $U_G$  и уменьшением  $T$  всё большее количество примеси концентрируется вблизи МФГ. Численный расчёт совпадает с аналитическим (8), а вблизи МФГ и с аналитическим (10).



**Рисунок 2.** Зависимость  $C(x)$  при различных  $U_G$  и  $T$ : 1, 1', 1'' –  $U_G = 1$  В,  $T = 20$  °С; 2, 2', 2'' –  $U_G = 1$  В,  $T = 100$  °С; 3, 3', 3'' –  $U_G = 5$  В,  $T = 20$  °С; 4, 4', 4'' –  $U_G = 5$  В,  $T = 100$  °С. 1-4 – расчет по численной модели; 1'-4' – расчет по формуле (8) (штрих-пунктир), 1''-4'' – расчет по формуле (10) (штрих) ( $d = 100$  нм).

На рис. 3 показано влияние интегрального количества примеси  $Q$  на распределение относительной концентрации ионов по глубине. Концентрация ионов нормирована на поверхностную концентрацию примеси при малом  $Q$ , совпадающую с поверхностной аналитической концентрацией  $C_{san}$  по (9). Из рисунка видно, что с ростом подвижного заряда  $Q$  увеличивается отклонение численного решения от аналитического (8). Растёт относительная поверхностная концентрация ионов и соответственно уменьшается количество примеси в глубине диэлектрика.



**Рисунок 3.** Зависимости  $C(x)/C_{san}$  при различных  $Q$ , см<sup>-2</sup>: 1 –  $10^9$ , 2 –  $10^{11}$ , 3 –  $10^{12}$ , 4 –  $10^{13}$ , 5 –  $10^{14}$ .

#### 4. Обсуждение результатов

Причиной отклонения численного расчёта от простой аналитической зависимости (8) с ростом интегрального количества примеси в структуре является появление и рост внутреннего электрического поля, связанного с ионами. Этот эффект, рассчитанный по численной модели (1), (2), показан рис. 4. Когда внутреннее поле, обусловленное подвижным зарядом, становится сопоставимым с внешним полем, оно усиливает

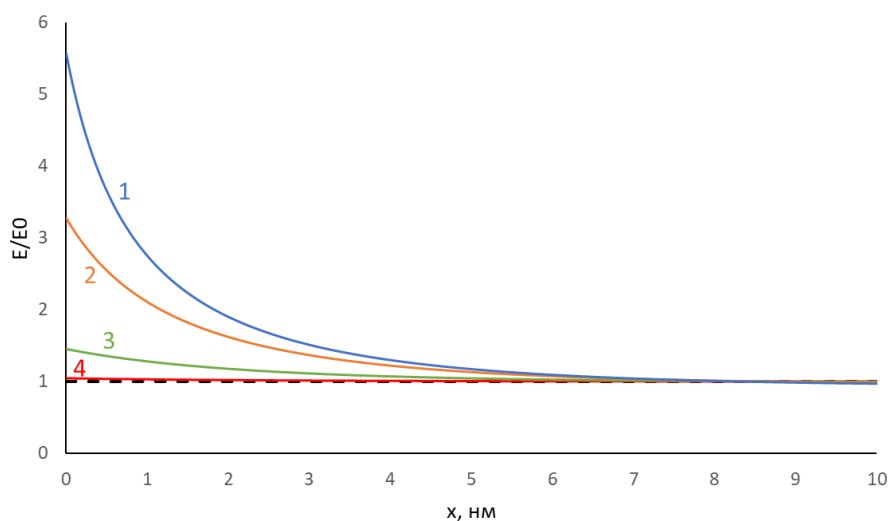
накопление ионов вблизи границы Si-SiO<sub>2</sub>. Можно вывести критерий позволяющий определить, при каком  $Q_{cr}$  происходит заметное изменение поля в SiO<sub>2</sub>. После интегрирования уравнения (2) для внутреннего электрического поля получаем выражение:

$$E_{int} = \frac{qQ}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (11)$$

Для 10% изменения поля при  $x = 0$  получаем:

$$Q_{cr} = 0.1 \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{q} E_0, \quad (12)$$

где  $E_0$  – внешнее поле,  $E_0 = \frac{U_G}{d}$ . Для  $U_G = 1$  В и  $d = 100$  нм получим  $Q_{cr} = 2.16 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>, что практически совпадает с численной оценкой ( $Q_{cr} = 2.3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>).



**Рисунок 4.** Зависимость отклонения напряженности поля от аналитического значения  $E/E_0$  от координаты вблизи МФГ Si-SiO<sub>2</sub> при  $Q$ , см<sup>-2</sup>: 1 –  $10^{12}$ ; 2 –  $5 \cdot 10^{11}$ ; 3 –  $10^{11}$ ; 4 –  $10^{10}$  ( $U_G = 1$  В,  $T = 20$  °С,  $t = 10$  мин.,  $d = 100$  нм).

## 5. Выводы

Разработана количественная модель численного расчета накопления подвижного заряда в МОП-структурах. Проведён расчёт распределения концентрации примеси по глубине  $C(x)$  при различных термополевых воздействиях (варьировались время  $t$ , напряжение на затворе  $U$ , температура  $T$  и интегральное количество примеси  $Q$ ). Проведено сравнение численных решений с аналитическими. Обнаружено совпадение решений при низких  $Q < Q_{cr}$  и отклонение при высоких  $Q > Q_{cr}$ , заключающееся в увеличении поверхностной концентрации примеси. Показано, что причиной отклонения при высоких  $Q$  является внутреннее электрическое поле, обусловленное подвижным зарядом.

### Список литературы

1. Дмитриев С.Г., Маркин Ю.В. Распределение подвижных ионов в тонких пленках диэлектрика вблизи границы диэлектрик-полупроводник //Физика и техника полупроводников. – 2000 – Т. 34. – №. 8. – С. 970-975.
2. Вергопрахов В.Н. и др. Строение и свойства структур Si-SiO<sub>2</sub>-M – М.: Наука; Новосибирск: Сибирское отделение, 1981, С. 42-60.
3. Snow E. H. et al. Ion Transport phenomena in insulating films //Journal of Applied Physics. – 1965 – Т. 36. – №. 5. – С. 1664-1673.

4. Greeuw G. and 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 // Journal of Applied Physics. – 1984 – T. 56. – №. 8. – C. 2218-2224.
5. Stagg J. P. Drift mobilities of Na<sup>+</sup> and K<sup>+</sup> ions in SiO<sub>2</sub> films // Applied Physics Letters. – 1977 – T. 31. – №. 8. – C. 532-533.
6. Hofstein S. R. Proton and sodium transport in SiO<sub>2</sub> films // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1967 – T. 14. – №. 11. – C. 749-759.
7. Takuo Sugano et al. Ordered structure and ion migration in silicon dioxide films // Japanese Journal of Applied Physics. – 1968 – T. 7. – №. 7. – C. 715-730.
8. Singh B.R. et al. Instability phenomena in thin insulating films on silicon // Microelectronics and Reliability. – 1976 – T. 15. – №. 5. – C. 385-398.