

Влияние дырочных ловушек на пробой МОП-структур

Разработана модель численного расчёта напряжения и времени задержки пробоя МОП-структур на основе механизма анодной дырочной инжекции, учитывающая неоднородное распределение дырочных ловушек по толщине диэлектрика. Показано, что напряжение пробоя определяется полной концентрацией дырочных ловушек в объёме подзатворного диэлектрика вблизи катода, а время задержки пробоя подчиняется $1/E$ экспоненциальной зависимости.

Ключевые слова: МОП-структуры, дырочные ловушки, пробой.

Пробой подзатворного диэлектрика является одним из важнейших факторов, определяющих рабочее напряжение и надёжность приборов на основе МОП-структур. Различают несколько механизмов пробоя подзатворного диоксида кремния (ПЗО). Принято считать, что при высоких напряжённостях электрического поля ($E > 8 \div 10$ МВ/см) пробой происходит вследствие ударной ионизации в объёме диэлектрика - так называемый собственный пробой [1,2,3]. При меньших полях ($E \approx 6 \div 8$ МВ/см) пробой может происходить по механизму анодной дырочной инжекции (АДИ-механизм) [4,5,6], когда энергии электронов достаточно для ударной ионизации материала анода. Образующиеся при этом дырки под действием электрического поля инжектируются из анода в диэлектрик. При низких полях имеет место т.н. несобственный пробой, обусловленный дефектами диэлектрика [2,3]. Во всех случаях пробой инициируется электронами, инжектируемыми из катода путём либо прямого туннелирования - при малых толщинах диэлектрика ($d < 5$ нм), либо туннелирования по механизму Фаулера-Нортгейма - при больших толщинах [7]. Необратимый пробой с нарушением целостности структуры происходит при некоторой критической величине инжектированного заряда, зависящей от напряжённости поля и толщины диэлектрика [8]. При этом величина инжектированного заряда дырок практически не зависела от напряжённости электрического поля и толщины диэлектрика, что по мнению авторов [5,8] свидетельствует в пользу АДИ механизма пробоя. Накопление положительного заряда на дырочных ловушках приводит к увеличению напряжённости электрического поля вблизи катода, что приводит к увеличению тока инжекции и усилению ударной ионизации в диэлектрике или материале анода. Возникающая таким образом положительная обратная связь приводит к резкому увеличению тока через структуру и локальному тепловому пробую в наиболее слабом дефектном месте диэлектрической плёнки. Напряжение пробоя и время его ожидания должны зависеть от концентрации и распределения дырочных и электронных ловушек в объёме диэлектрика МОП-структуры. В работе [4] была предложена количественная модель пробоя на основе генерации дырок путём ударной ионизации в объёме диоксида кремния. Этот механизм генерации требует высокой кинетической энергии носителей заряда (~ 9 эВ) и поэтому представляется менее вероятным, чем АДИ механизм, для которого достаточно энергии электронов 5 эВ [9].

В настоящей работе разработана модель численного расчёта напряжения пробоя ПЗО на основе АДИ механизма, учитывающая неоднородное распределение дырочных ловушек по толщине диэлектрика.

При приложении отрицательного напряжения к затвору МОП-структуры через ПЗО начинает протекать электронный ток туннелирования по механизму Фаулера-Нортгейма [7],

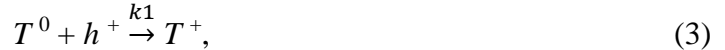
$$I_n = AE_c^2 \exp(-B/E_c), \quad (1)$$

где E_c – напряженность электрического поля вблизи затвора (катода), A и B – постоянные, определяемые высотой потенциального барьера SiO_2 -затвор и эффективной массой электрона в диоксиде. Инжектированные из катода электроны ускоряются в электрическом поле диэлектрика и приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации в кремниевой подложке (аноде). Часть образующихся при этом дырок преодолевает потенциальный барьер на границе Si-SiO_2 и под действием поля инжектируется обратно в диэлектрик. Величина дырочного тока определяется экспериментально по току подложки [8,10]. Отношение дырочного тока I_p к электронному α_p зависит от напряженности электрического поля вблизи анода E_a , и от толщины ПЗО [10]. Зависимость α_p от E_a аппроксимировалась по данным [10] экспоненциальной $1/E$ зависимостью,

$$\alpha_p = I_p/I_n = \alpha_0 \exp(-B_p/E_a), \quad (2)$$

Инжектированные из анода дырки движутся к катоду и захватываются на дырочные ловушки, образуя положительный объёмный заряд. Последний приводит к увеличению напряженности электрического поля вблизи катода, усилению инжекции электронов из катода, усилению инжекции дырок из анода, увеличению положительного объёмного заряда и дальнейшему увеличению напряженности электрического поля вблизи катода. Эта положительная обратная связь приводит к резкому увеличению тока через ПЗО и, в конечном счёте, к пробояу МОП-структуры в наиболее слабом месте.

Помимо захвата дырок h^+ на нейтральные дырочные ловушки T^0 с образованием положительно заряженных центров T^+ ,



необходимо учитывать нейтрализацию последних при захвате электронов e^- ,



Процесс описывается следующими диффузионно-дрейфовыми уравнениями непрерывности и уравнением Пуассона:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial}{\partial x} (pE) - k_1 C_T^0 p \quad (5)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial}{\partial x} (nE) - k_2 C_T^+ n \quad (6)$$

$$\frac{\partial C_T^+}{\partial t} = -\frac{\partial C_T^0}{\partial t} = k_1 C_T^0 p - k_2 C_T^+ n \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} (C_T^+ + p - n) \quad (8)$$

где x – координата, отсчитываемая от границы диоксида с кремнием; t – время; n и p – концентрации свободных электронов и дырок, соответственно; D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, соответственно ($D_p = 0,5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $D_n = 1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [11,12]); μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок, соответственно; C_T^0 и C_T^+ – концентрации нейтральных и положительно заряженных ловушек; V – распределение потенциала в диоксиде кремния, E – напряженность электрического поля в диэлектрике, $E = -dV/dx$; q – заряд электрона; ε – относительная диэлектрическая проницаемость диоксида кремния ($\varepsilon = 3.9$); ε_0 – диэлектрическая постоянная.

Уравнения (5), (6) решались при следующих граничных условиях. Поток электронов из катода определяется током Фаулера-Нортгема (1) при напряженности электрического поля вблизи катода при $x = d$ (d – толщина ПЗО):

$$j_n(d, t) = I_n(E_c)/q. \quad (9)$$

Поток дырок из анода (2) определяется при напряженности электрического поля вблизи анода при $x = 0$:

$$j_p(0, t) = \alpha_p(E_a) \cdot I_n(E_c)/q. \quad (10)$$

Граница диэлектрика с анодом полагается поглощающей для электронов, а граница диэлектрика с катодом – поглощающей для дырок:

$$n(0, t) = p(d, t) = 0. \quad (11)$$

К затвору относительно подложки приложено напряжение V_g :

$$V(0, t) = 0, V(d, t) = V_g. \quad (12)$$

Полагаем, что в начальный момент времени концентрации всех компонентов нулевые,

$$n(x, 0) = p(x, 0) = C_T^+(x, 0) = 0, \quad (13)$$

кроме исходной концентрации нейтральных дырочных ловушек, распределение которых по толщине оксида в общем случае полагается неоднородным. Как показано в работах [13,14], дырочные ловушки располагаются вблизи межфазных границ, и их концентрация спадает экспоненциально вглубь диэлектрика:

$$C_{T1}(x) = C_{T01} \exp(-x/L_1) = Q_{T1}/L_1 \cdot \exp(-x/L_1) - \text{вблизи анода}, \quad (14)$$

$$C_{T2}(x) = C_{T02} \exp[(x-d)/L_2] = Q_{T2}/L_2 \cdot \exp[(x-d)/L_2] - \text{вблизи катода}, \quad (15)$$

где L_1 и L_2 – ширина распределения дырочных ловушек, полагаем $L_1 = L_2 = L = 1,2$ нм [14]; Q_{T1} и Q_{T2} – полные концентрации дырочных ловушек вблизи анода и катода, соответственно. Константы скоростей реакций (1), (2) при диффузионном ограничении определяются коэффициентами диффузии подвижных компонентов: $k_1 = \sigma_p V_{th} D_p / D_n$; $k_2 = \sigma_n V_{th}$, где σ_p , и σ_n – сечения захвата дырок и электронов, соответственно, V_{th} – тепловая скорость электронов, ($V_{th} \cong 10^7$ см/с). Учитывалась зависимость сечений захвата от напряженности электрического поля для дырок в виде [15]:

$$\sigma_p(E) = \sigma_{p0}(1 + 1.9 \cdot 10^{-4} E^{0.55})^{-1}, \quad (16)$$

и для электронов в виде [16]:

$$\sigma_n(E) = \sigma_{n0}(1 + 8.3 \cdot 10^{-9} E^{1.5})^{-1} \text{ при } E \leq 7 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \quad (17a)$$

$$\sigma_n(E) = \sigma_{n0}(1 + 8.7 \cdot 10^{-17} E^{2.865})^{-1} \text{ при } E > 7 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \quad (17b)$$

где σ_{p0} и σ_{n0} – сечения захвата дырок и электронов, соответственно, в слабых полях ($\sigma_{p0} = 1.4 \cdot 10^{-14}$ см², $\sigma_{n0} = 1.6 \cdot 10^{-12}$ см² [15,16]).

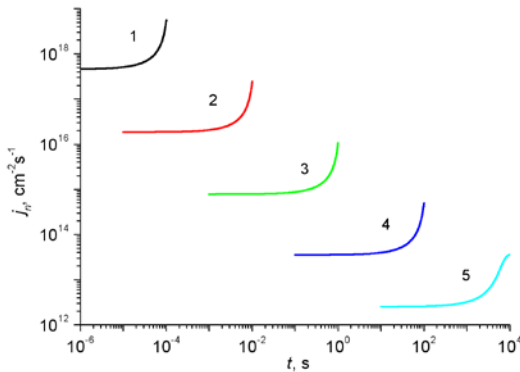


Рис.1. Зависимость туннельного тока от времени при напряжении на затворе, В: 1 – 68, 2 – 60, 3 – 53, 4 – 64, 5 – 44. $Q_{T2} = 1 \cdot 10^{14}$ см², $d = 60$

Система уравнений (5) ÷ (8) с граничными условиями (9) ÷ (12), начальными условиями (13) ÷ (15), с учётом (16), (17) решались численно с использованием неявной разностной схемы. Зависимости электронного потока инжекции от времени при различных напряжениях на затворе показаны на рис.1. Как видно из рисунка, при некотором времени выдержки происходит резкое увеличение потока, связанное с пробоем. За время ожидания пробоя t_{BD} принимаем время, при котором электронный ток инжекции увеличивается на порядок по сравнению с начальным значением. Напряжение пробоя V_{BD} и соответствующая напряженность электрического поля

дырочных ловушек вблизи катода Q_{T2} (рис.2, кр.1-3). Дырочные ловушки вблизи анода оказывают компенсирующее влияние на пробой вблизи $Q_{T1} \approx Q_{T2}$ (рис.2, кр.1'-3'). Ширина распределения ловушек L не оказывала заметного влияния на напряжение пробоя при $L < 0,2d$.

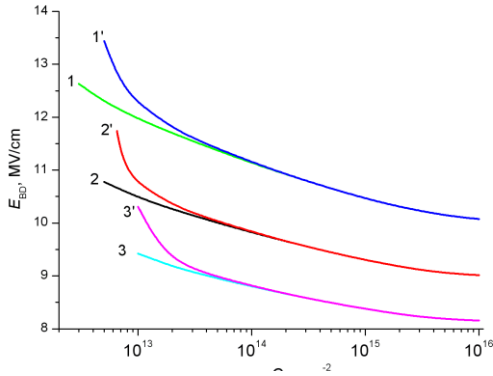


Рис. 2. Зависимости пробивной напряженности поля от Q_{T2} (вблизи катода) при Q_{T1} (вблизи анода) см^{-2} : 1, 2, 3 – 0; 1', 2', 3' – 10^{13} . Время, с: 1, 1' – 10^{-3} ; 2, 2' – 10^{-1} ; 3, 3' – 10.

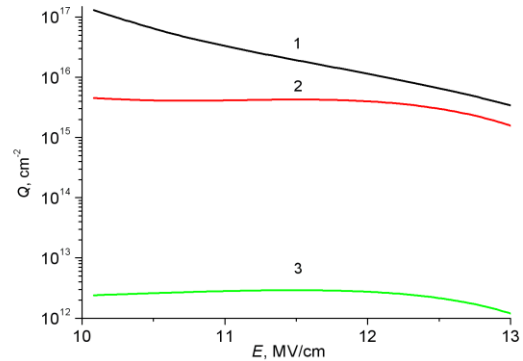


Рис. 3. Зависимость Q_n^{inj} (1), Q_p^{inj} (2) и Q_T^+ (3) от напряженности поля при пробое.

Полный заряд электронов Q_n^{inj} , инжектированных из катода, с увеличением напряженности электрического поля уменьшается, в то время как инжектированный из анода полный заряд дырок Q_p^{inj} и положительный объёмный заряд на дырочных ловушках Q_T^+ , приводящие к пробое, практически не меняются (рис.3). Этот результат соответствует экспериментальным наблюдениям [5,8].

Время задержки пробоя с увеличением напряженности электрического поля уменьшается в соответствии с экспоненциальной $1/E$ зависимостью, $t_{BD} = t_0 \exp(C/E)$, на участке напряженности поля от 10 МВ/см до 13 МВ/см (рис.4, кр.1). Отклонение от $1/E$ экспоненциальной зависимости при больших напряженностях и малых временах связано с конечным временем захвата дырок на ловушки ($\tau_p = 1/(k_1 C_T^0) \approx 10^{-6}$ с при $Q_{T2} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $L = 1,2$ нм). При малых напряженностях и больших временах рост тока I_n на основе АДИ механизма мал и не отвечает условию пробоя - росту тока более, чем на порядок. Как было показано в работе [17], пробой плёнки диоксида при малых полях, по-видимому, происходит по другому механизму, чем при высоких полях. Соответствие расчётов по модели с экспериментальными данными [17] ($d = 60$ нм) достигается при полной концентрации дырочных ловушек вблизи катода $Q_{T2} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, (рис.4, кр.2). Отметим, что найденная концентрация по величине вполне соответствует диапазону литературных данных для контакта металл – диоксид кремния.

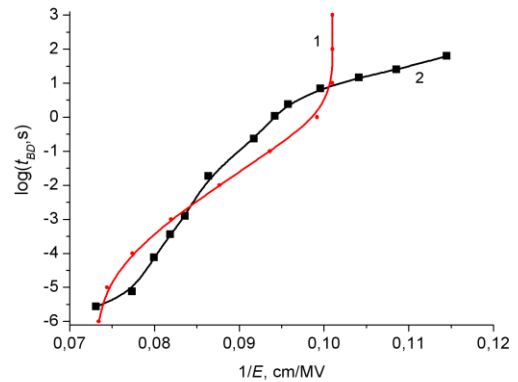


Рис. 4. Зависимость времени задержки пробоя от напряженности поля: 1 – расчёт при $Q_{T2} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = 60$ нм; 2 – эксперимент [17].

Таким образом, на основе АДИ механизма разработана модель численного расчёта напряжения и времени задержки пробоя МОП-структур. Показано, что напряжение пробоя МОП-структур определяется полной концентрацией дырочных ловушек в объёме подза-

творного диэлектрика вблизи катода, при этом ширина распределения не оказывает заметного влияния при $L < 0,2d$. Дырочные ловушки вблизи анода оказывают компенсирующее влияние на пробой вблизи $Q_{T1} \approx Q_{T2}$. Положительный инжектированный заряд Q_p^{inj} и объёмный заряд, накапливающийся на дырочных ловушках вблизи катода Q_{T2}^+ , приводящие к пробую, не зависят от напряженности электрического поля. Время задержки пробоя в диапазоне напряженностей поля от 10 МВ/см до 13 МВ/см подчиняется 1/E экспоненциальной зависимости. Расчёт по модели удовлетворительно описывает экспериментальные результаты работы [17] при полной концентрации дырочных ловушек вблизи катода $Q_{T2} = 6 \cdot 10^{12}$ см⁻².

Библиографический список литературы

1. T.H. DiStefano, M. Shatzkes. Impact ionization model for dielectric instability and breakdown // *Appl. Phys. Lett.* – 1974. – V.25. – P.685-687.
2. P. Solomon. Breakdown in silicon oxide – a review // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1977. – V.14. – P.1122-1130.
3. N. Klein. Electrical breakdown mechanisms in thin insulators // *Thin Solid Films.* – 1978. – V.50. – P.223-232.
4. I.C. Chen, S.E. Holland, C. Hu. Electrical breakdown in thin gate and tunneling oxides // *IEEE Trans. El. Dev.* – 1985. – V.32. – P.413-422.
5. K.F. Schuegraf, C. Hu. MOSFET substrate current during Fowler-Nordheim tunneling stress and SiO₂ reliability // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V.76. – P.3695-3700.
6. P. Samanta. Hole trapping due to anode hole injection in thin tunnel gate oxides in memory device under Fowler-Nordheim stress // *Appl. Phys. Lett.* – 1999. – V.75. – P.2966-2968.
7. M. Lenzlinger, E.H. Snow. Fowler-Nordheim tunneling into thermally grown SiO₂ // *J. Appl. Phys.* – 1969. – V.40. – P.278-283.
8. I.C. Chen, S.E. Holland, K.K. Yong, C. Chang, C. Hu. Substrate hole current and oxide breakdown // *Appl. Phys. Lett.* – 1986. – V.49. – P.669-671.
9. D.J. DiMaria, E. Cartier, D.A. Buchanan. Anode hole injection and trapping in silicon dioxide // *J. Appl. Phys.* – 1996. – V.80. – P.304-317.
10. Z.A. Weinberg, M.V. Fischetti. SiO₂-induced substrate current and its relation to positive charge in field-effect transistors // *J. Appl. Phys.* – 1986. – V.59. – P.824-832.
11. R.C. Huges. Charge-Carrier Transport Phenomena in Amorphous SiO₂: Direct Measurement of the Drift Mobility and Lifetimes // *Phys. Rev. Lett.* – 1973. – V.30. – P.1333-1336.
12. S.R. Hofstein. Proton and sodium transport in SiO₂ films. *IEEE Trans. Electron Dev.* – 1967. – V.11. – P.749-759.
13. V.K. Adamchuk, V.V. Afanas'ev. Internal photoemission spectroscopy of semiconductor-insulator interface // *Progr. Surf. Sci.* – 1992. – V.41. – P.111-211.
14. Q.D.M. Khosru, N. Yasuda, K. Taniguchi, C. Hamaguchi. Spatial distribution of trapped holes in SiO₂ // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V.76. – P.4738-4742.
15. R. J. Krantz, L. W. Aukerman, T. C. Zietlow. Applied and total dose dependence of trapped charge build up in MOS devices // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 1987. – V.34. – P.1196-1201.
16. H. E. Boesch, F.B. McLean, J. M. Benedetto, J. M. McGarrity. Saturation of threshold voltage shift in MOSFETs at high total dose // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 1986. – V.33. – P.1191-1197.
17. Т.В. Шмидт, В.А. Гуртов, В.А. Лалэко. Временные характеристики пробоя плёнок двуокиси и нитрида кремния // *Микроэлектроника.* – 1988. – Т.17. – С.244-248.