

8. Hauenstein R. J., Clemens B. M., Miles R. H. et al. // J. Vac. Sci. Tech.—1989.—B7.—P. 767.
9. Shang Lin Weng // J. Appl. Phys.—1989.—66.—P. 2217.
10. Gossmann H. J., Davidson B. A., Gualtieri G. J. et al. // Ibid.—P. 1687.
11. Van der Merwe J. H., Jesser W. A. // J. Appl. Phys.—1988.—64.—P. 4968.
12. Van der Merwe J. H. // Phil. Mag.—1982.—A45.—P. 145.
13. Matthews J. W. // Epitaxial Growth /Ed. J. W. Matthews.—N.Y.: Acad. press, 1975.
14. Luryi S., Suhir E. // Appl. Phys. Lett.—1986.—49.—P. 140.
15. People R., Bean J. C. // Appl. Phys. Lett.—1985.—47.—P. 322.
16. Matthews J. W., Mader S., Light T. B. // J. Appl. Phys.—1970.—41.—P. 3800.
17. Van der Merwe J. H. // J. Appl. Phys.—1963.—34.—P. 123.
18. Van der Merwe J. H. // Proc. Phys. Soc.—1950.—A63.—P. 616.
19. Alexander H., Haasen P. // Solid State Phys.—N.Y.: Acad. press, 1968.—Vol. 22.
20. Nabarro F. R. N. // Theory of Crystal Dislocations.—Oxford: Clarendon press, 1967.
21. Jesser W. A., Matthews J. W. // Phil. Mag.—1967.—15.—P. 1097.
22. Jesser W. A., Matthews J. W. // Phil. Mag.—1968.—17.—P. 461.
23. Jesser W. A., Matthews J. W. // Ibid.—P. 595.
24. Matthews J. W., Crawford J. L. // Thin Solid Films.—1970.—5.—P. 187.
25. Matthews J. W., Blakelee A. E. // J. Cryst. Growth.—1974.—27.—P. 118.
26. Van der Merwe J. H., Jesser W. A. // J. Appl. Phys.—1988.—63.—P. 1509.
27. Jesser W. A., Van der Merwe J. H. // Ibid.—P. 1928.
28. Van de Leur R. H. M., Schellingerhout A. J. G., Tuinstra F., Mooji J. E. // J. Appl. Phys.—1988.—64.—P. 3043.
29. Dodson B. W., Tsao J. Y. // Appl. Phys. Lett.—1987.—51.—P. 1325.
30. Dodson B. W. // J. Cryst. Growth.—1988.—91.—P. 649.
31. Tsao J. Y., Dodson B. W. // Appl. Phys. Lett.—1988.—53.—P. 848.
32. Dodson B. W., Tsao J. Y. // Ibid.—P. 2498.
33. Bean J. C., Feldman L. C., Fiory A. T. et al. // J. Vac. Sci. Techn.—1984.—A2.—P. 436.
34. Tiller W. A. // J. Cryst. Growth.—1984.—70.—P. 13.
35. Stillinger F., Weber T. // Phys. Rev.—1985.—B31.—P. 5262.
36. Keating P. N. // Phys. Rev.—1966.—145.—P. 637.
37. Martin R. M. // Phys. Rev.—1970.—B1.—P. 4005.
38. Ghaisas S. V., Madhukar A. // Appl. Phys. Lett.—1988.—53.—P. 1599.
39. Ghaisas S. V., Madhukar A. // J. Appl. Phys.—1989.—65.—P. 1888.
40. Esteve D., Djafari Rouhani M., Pham V. V. et al. // Proc. SPIE Conf. on the Growth of Advanced Semiconductor Structures, Newport Beach, Calif. USA, 1988.
41. Djafari Rouhani M., Laroussi M., Amrani A., Esteve D. // J. Cryst. Growth.—1990.—101.—P. 122.
42. Cibert J., Gobil Y., Dang Le Si et al. // Appl. Phys. Lett.—1990.—56.—P. 292.
43. Tatarenko S., Cibert J., Feuillet G. et al. // Proc. First Conf. on Epitaxial Growth.—Budapest, Hungary, 1990.

Поступила в редакцию 11 ноября 1991 г.

УДК 621.315

Е. Г. Батюхо, В. П. Беспалов, В. И. Кольдяев
(Новосибирск)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОКА УТЕЧКИ p-n-ПЕРЕХОДА В СБИС В ДВУМЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Методом математического моделирования исследованы токи утечки одного из элементов СБИС: p-n-перехода, ограниченного криволинейной поверхностью полупроводник — диэлектрик в переходной области от тонкого к толстому диэлектрику. Сформулирована двумерная краевая задача о токе утечки в таком элементе.

31

которая учитывает основные механизмы генерации носителей заряда как в объеме полупроводника, так и вдоль поверхности полупроводник — диэлектрик. Задача решена численными методами. Проведено сравнение с оригинальными экспериментальными результатами, полученными на специально изготовленных тестовых структурах. Получено хорошее согласие результатов расчета с измерениями. Показано, что основной вклад в ток утечки в окрестности комнатных температур дает генерация носителей на поверхностных состояниях вдоль криволинейной границы полупроводник — диэлектрик. Найдена зависимость плотности поверхностных состояний от координаты вдоль этой границы.

Введение. Основные тенденции современного развития СБИС заключаются в росте степени интеграции элементов на кристалле и увеличении площади кристалла. Рост площади кристалла ведет к росту полной площади $p-n$ -переходов в кристалле и тока утечки — паразитного тока потребления СБИС за счет генерации носителей в областях пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода и в квазинейтральной окрестности ОПЗ в подложке. Рост степени интеграции связан не столько с ростом площади кристалла, сколько с уменьшением размеров элементов. Последнее обстоятельство означает, что увеличивается полный периметр $p-n$ -переходов, так как увеличивается количество областей $p-n$ -переходов. За счет роста полного периметра $p-n$ -переходов в суммарном токе утечки начинает превалировать ток утечки, связанный с генерацией носителей на локализованных состояниях на границе раздела полупроводник — диэлектрик, где $p-n$ -переход ограничивается поверхностью диэлектрика. Другой фактор, стимулирующий исследование тока утечки $p-n$ -переходов, — необходимость увеличения времени хранения заряда в ячейках памяти динамических ОЗУ, которое определяется этим током, особенно для ОЗУ 1 Мбит и более [1]. Класс приборов на основе ПЗС-структур также предъявляет очень высокие требования к минимизации токов утечки ОПЗ неравновесного обеднения во время переноса информационного заряда в ПЗС-регистре [2]. Таким образом, одной из составляющих прогресса современной МДП-интегральной микроэлектроники является решение проблемы уменьшения токов утечек $p-n$ -переходов. Математическое моделирование в двумерном приближении $p-n$ -перехода с учетом совокупности основных механизмов генерации носителей позволяет существенно продвигаться по пути исследования различных конструкций элементов и технологий их изготовления с целью получения элементов СБИС с минимальными токами утечки. В работе описана впервые созданная программа ЛИК2 двумерного моделирования токов утечки $p-n$ -перехода, ограниченного областью полевой изоляции, полученной локальным окислением подложки (по ЛОКОС-технологии). Показано хорошее согласие результатов расчета с оригинальными экспериментальными данными.

Постановка задачи. Имеются принципиально два класса механизмов генерации носителей заряда в ОПЗ, квазинейтральной области (КНО) и на границе полупроводник — диэлектрик (ГПД): 1) генерация на точечных дефектах со слабой зависимостью от величины электрического поля; 2) генерация с участием макродефектов (типа дефекта упаковки), скопленных примесных атомов (кластеры, преципитаты) и в туннельно-тонких неоднородно легированных слоях с экспоненциально сильной, как правило, зависимостью темпа генерации от электрического поля.

Высококачественные технологии изготовления СБИС ОЗУ, ПЗС-структур отличаются тем, что в них практически отсутствует второй класс механизмов генерации носителей. Поэтому ниже будет рассмотрена постановка задачи моделирования токов утечки только с участием механизмов первого класса.

На рис. 1 представлено достаточно общее для многих практических случаев поперечное сечение МДП-структуры, изменяя параметры которой можно получить тот или иной случай конкретной исследуемой структуры.

Имеются два основных механизма генерации носителей заряда в обратно-смещенном $p-n$ -переходе: генерация электронно-дырочных пар в ОПЗ $p-n$ -перехода (область $BDE_1D_2B_1B$) и генерация в квазинейтральных областях p -

и n -типа (см. рис. 1). Темп генерации носителей по обоим механизмам определяется, главным образом, временем жизни носителей в объемном полупроводнике. На границе полупроводник — диэлектрик имеются также два механизма генерации носителей [3]: вдоль границ в ОПЗ и КНО p - n -перехода. При наличии на ГПД дополнительного по ширине запрещенной зоны спектра локализованных состояний (поверхностных состояний — ПС) время жизни носителей в приповерхностном слое много меньше, чем в объеме. Вдоль ГПД в ОПЗ темп генерации электронно-дырочных пар практически не зависит от величины изгиба зон, так как пары быстро разделяются электрическим полем. Вдоль ГПД в КНО, напротив, темп генерации пар с участием ПС существенно зависит от изгиба зон.

Вообще говоря, задача моделирования тока утечек трехмерная. Однако уже в двумерном приближении удастся получить достаточно детальную информацию о закономерностях поведения токов утечки в зависимости от параметров структуры и приложенных напряжений. Полный ток утечки в структуре можно рассчитать, решая фундаментальную систему уравнений (ФСУ) с соответствующими краевыми и начальными условиями [4]. Однако в рамках метода конечных разностей на сегодня не создано эффективных алгоритмов решения ФСУ для структур с непланарной границей областей

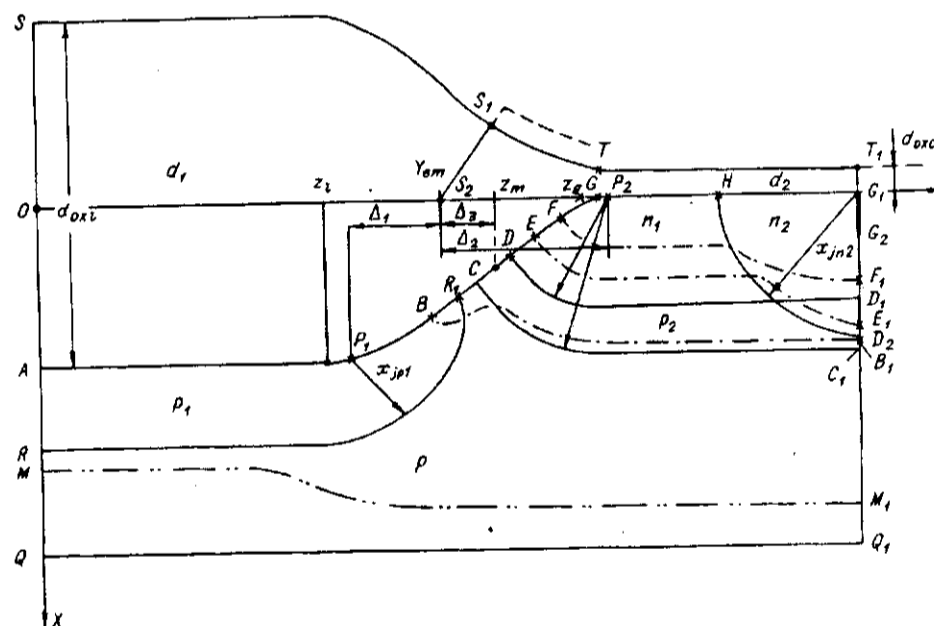


Рис. 1. Поперечное сечение физической структуры p - n -перехода, ограниченного с одной стороны слоем двуоксида кремния, полученного методом локального окисления с применением тонкой нитридной маски, лежащей справа от точки S_2 , с координатой Y_{om} на оси OY в начале процесса окисления и справа от точки S_1 вдоль кривой S_1TT_1 в конце процесса окисления.

Строчными буквами обозначены следующие области: p — подложка Si p -типа; p_1 — слой подлгирования p -типа под ДЮКОС-слоем (d_1); p_2 — слой подлгирования p -типа под тонким слоем окисла (d_2); n_1 — слой подлгирования n -типа под тонким окислом; n_2 — слой сильного подлгирования n -типа для контакта к n_1 -слою; прописными буквами обозначены границы областей: $AB...GG_1Q_1Q$ — область p -подложки (p); ARR_1 — область p_1 ; $CDGG_1C_1$ — область p_2 ; DGG_1D_1 — область n_1 ; HG_1D_2 — область n_2 ; $BDEE_1B_1$ — ОПЗ p - n -перехода; ABB_1M_1M — квазинейтральная область p -подложки (p -КНО); EFF_1E_1 — квазинейтральная область n -слоя (n -КНО), которая может отсутствовать в n_1 -слое, если граница EE_1 совпадает с границей $EFGH$; FHG_1F_1 — нейтральная n -область, которая может отсутствовать, если граница FF_1 при определенных условиях совпадает с границей FGH ; кривая DD_2 — металлургическая граница p - n -перехода; кривая $AP_1BR_1CDEFGP_2HG_1$ — граница полупроводник — диэлектрик; кривая SS_1TT_1 — граница диэлектрик — поликристаллический кремний (затвор)

полупроводника и диэлектрика, как на рис. 1. Метод конечных элементов позволяет достаточно корректно рассматривать непланарные границы областей. Однако последний метод имеет принципиальный недостаток: неконсервативность разностных аналогов уравнений переноса, что не позволяет анализировать весьма малые величины плотности тока утечек, каковые имеются в реальных структурах. В работе предлагается достаточно общий подход моделирования малых токов утечки в $p-n$ -переходах на основе учета этой малости. В силу того что токи утечки малы, плотность заряда за счет носителей, ответственных за величину тока, также достаточно мала по сравнению с плотностью неподвижного заряда в ОПЗ и плотностью основных носителей в КНО. Поэтому удастся расщепить ФСУ и отдельно отыскать решения уравнений Пуассона и непрерывности в двух областях: ОПЗ и КНО. В ОПЗ существенна дрейфовая компонента потока, в то время как в КНО существенной будет диффузионная компонента потока носителей заряда.

Таким образом, имеем математическую модель тока утечки $p-n$ -перехода (см. рис. 1):

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_n \varepsilon_0} \rho(x, y) & \text{в области полупроводника,} \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0, 0 & \text{в области диэлектрика,} \\ J = J_{GV}(\Phi) + J_N(\Phi) + J_P(\Phi) + J_{GS}(\Phi), & \\ \varepsilon_n \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = \varepsilon_n \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} & \text{на границе полупроводник — диэлектрик,} \\ \Phi = V_G & \text{на границе } SS_1 TT_1 \text{ (затвор),} \\ \Phi = V_B & \text{на границе } QQ_1 \text{ (подложка),} \\ \Phi = V_S & \text{на границе } G_1 G_2 \text{ (исток),} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = 0, 0 & \text{на границах } SAQ, T_1 G_1, G_2 Q_1. \end{array} \right. \quad (1)$$

Здесь Φ — потенциал; $\varepsilon_n, \varepsilon_d, \varepsilon_0$ — диэлектрические проницаемости полупроводника, диэлектрика и вакуума соответственно; η — нормаль к указанным границам; $\rho(x, y) = N_D(x, y) - N_A(x, y) + p - n$ — плотность заряда;

$$\left. \begin{array}{l} n = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} + \Phi}{kT}\right); \quad p = n_i \exp\left(\frac{E_{Fp} - \Phi}{kT}\right); \\ E_{Fn} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad \text{в } n\text{-области,} \\ E_{Fp} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) - (V_B - V_S) \quad \text{в } p\text{-области,} \end{array} \right\} \text{ квазипотенциалы Ферми;}$$

V_G, V_B, V_S — внешние напряжения на структуре; J — полный ток утечки; $J_{GV}(\Phi)$ — ток, сгенерированный в ОПЗ; $J_{GS}(\Phi)$ — ток, сгенерированный вдоль ГПД; $J_P(\Phi)$ — ток, сгенерированный в p -КНО; $J_N(\Phi)$ — ток, сгенерированный в n -КНО; n_i — собственная концентрация носителей в Si; $N_D(x, y), N_A(x, y)$ — двумерное распределение примеси (доноры и акцепторы).

В результате решения уравнения Пуассона в (1) численными методами [5] определяются координаты границы ОПЗ. Носители заряда, сгенерированные в ОПЗ, стекая по направлению поля, попадают в КНО и могут при этом частично рекомбинировать. Однако легко показать, что процессами рекомбинации можно пренебречь. Характерное время жизни носителей в кремнии равно $10^{-6} \div 10^{-4}$ с (по крайней мере, в приповерхностном слое пластины $\approx 10 \div 15$ мкм специальными технологическими методами достигают времени жизни до $10^{-3} \div 10^{-4}$ с). Поэтому диффузионные длины носителей до рекомбинации $L_p = \sqrt{kT/q\mu_p\tau_p}$ для дырок, $L_n = \sqrt{kT/q\mu_n\tau_n}$ для электронов, равные $10 \div 30$ мкм, много больше размеров ОПЗ (W). В указанных формулах μ_p и μ_n — подвижности, τ_p, τ_n — времена жизни дырок и электронов соответ-

ственно. Соотношение $W_j \ll \min(L_p, L_N)$ позволяет пренебречь рекомбинационными процессами в ОПЗ. Поэтому имеем выражение для тока генерации в ОПЗ J_{GV} [6]:

$$J_{GV} = \int_{S_N} q \frac{n_i}{\tau_N} dS + \int_{S_P} q \frac{n_i}{\tau_P} dS \quad [\text{A/cm}], \quad (2)$$

где S_N — площадь n -области ОПЗ (см. DEE_1D_2 , рис. 1), S_P — площадь p -области ОПЗ (см. BDD_2B_1 , рис. 1).

Время жизни носителей в n -области зависит от уровня легирования донорными примесями [7], в то время как τ_p в p -области зависит от функции распределения профиля дефектов в подложке [7]. Для ОПЗ можно с достаточной точностью положить

$$\tau_N = \tau_P = \tau = \frac{\sigma_N \exp\left(\frac{E_T - E_i}{kT}\right) + \sigma_P \exp\left(\frac{E_i - E_T}{kT}\right)}{\sigma_P \sigma_N V_{TH} N_T}, \quad (3)$$

где σ_N, σ_P — сечение захвата электронов и дырок с уровнем генерации — рекомбинации с энергией E_T и плотностью N_T ; V_{TH} — тепловая скорость носителей.

В общем случае $N_T = N_{TD} + N_{TB}$, где N_{TD} — плотность дефектов, связанная с уровнем легирования примесями донорного типа [7]; N_{TB} — плотность точечных дефектов, эффективных для генерации — рекомбинации в объеме подложки, связанных с остаточными биографическими дефектами и дефектами, сформированными в подложке в результате технологических процессов обработки пластины [8, 9].

В соответствии с [7] для зависимости $N_{TD}(x, y)$ имеем

$$N_{TD}(x, y) = N_{TD0} (1 + N_d(x, y) / N_{d0}). \quad (3a)$$

Здесь $N_d(x, y)$ — профиль доноров в n_1 - и n_2 -слоях; N_{TD0}, N_{d0} — константы модели.

Функция N_{TB} будет рассмотрена ниже.

В КНО ток утечки ограничен током диффузии неосновных носителей из областей размером $\approx 3L_p$ или $3L_N$, прилегающих к границе ОПЗ. Для темпа генерации по Шокли — Риду — Холлу имеем

$$V = \sigma V_{TH} N_T \frac{np - n_i^2}{n + p + 2n_i \operatorname{ch}\left(\frac{E_T - E_i}{kT}\right)}, \quad (4)$$

где $\sigma = \{\sigma_p, \sigma_n\}$ и $V = \{V_n, V_p\}$ — соответственно для n - и p -областей. В квазинейтральных областях это выражение упрощается. Для p -областей $V_p = (n_p - n_{p0}) / \tau_N$, где $n_p = n_p(x, y)$ — концентрация электронов в p -КНО (см. области ABB_1M_1M , рис. 1), а n_{p0} — равновесная концентрация вдоль границы p -КНО со стороны подложки (см. MM_1 , рис. 1). Для n -области $V_n = (p_N - p_{N0}) / \tau_P$, где $p_N = p_N(x, y)$ — концентрация дырок в n -КНО (см. область EFF_1E_1 , рис. 1). Если предположить, что $\tau_N = \text{const}$ и $\tau_P = \text{const}$, то для тока электронов через ОПЗ из p -КНО имеем $J_N = (q D_N n_{p0} L_{BB1}) / L_N$, а для тока дырок через ОПЗ из n -КНО $J_P = (q D_P p_{N0} L_{EE1}) / L_P$, где D_N и D_P — коэффициенты диффузии носителей; L_{BB1} и L_{EE1} — длины кривых вдоль границ ОПЗ (см. BB_1 и EE_1 на рис. 1 соответственно). В общем случае подвижность носителей (коэффициент диффузии) зависит от координат, например, из-за непостоянного уровня легирования. Время жизни также зависит от координат, например: 1) из-за наличия точечных дефектов, оставшихся после отжига в нарушенных ионным легированием слоях, 2) из-за наличия точечных дефектов в переходном слое между слоями геттерирования дефектов внутренним геттером [8] и относительно чистым поверхностным слоем.

Поэтому уравнения непрерывности для носителей с учетом только диффузионного механизма переноса имеют вид эллиптических уравнений, например, для электронов

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} - \frac{n - n_{p0}}{L_N^2} = 0, \quad (5)$$

$$n|_{MM_1} = n_{p0}, \quad n|_{BB_1} = n_{N0} \exp\left(q \frac{V_B - V_S}{kT}\right), \quad (6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial y}|_{AQ} = \frac{\partial n}{\partial y}|_{B_1Q_1} = 0, \quad (7)$$

$$J_N = q \int_{L_{BB_1}} D_N(x, y) \frac{\partial n}{\partial \eta} dL \quad [\text{A/cm}], \quad (8)$$

где L_{BB_1} определена выше, η — нормаль к кривой BB_1 (см. рис. 1), dL — дифференциальный элемент длины кривой BB_1 .

Аналогичная краевая задача должна решаться для отыскания тока J_p из области EFF_1E_1 .

Таким образом, ток генерации в КНО можно моделировать либо путем численного решения задачи (5)–(8), либо, используя методы декомпозиции областей, решением более простых задач, аппроксимирующих эту на основе специальных функций. Следует заметить, что компонента тока утечки из КНО даст вклад $\approx 1 + 10\%$ от основного тока утечки, формирующегося в ОПЗ и на ГПД вплоть до температуры $80 + 100^\circ\text{C}$. В данной работе температурный диапазон ограничивался 100°C , поэтому в моделях токов J_N и J_p из КНО использовались результаты решения аппроксимирующих краевых задач [10].

Генерация носителей заряда на границе полупроводник — диэлектрик происходит с участием поверхностных состояний. Вообще говоря, энергетический спектр ПС квазинепрерывен по всей ширине запрещенной зоны [11]. Однако легко показать, что наиболее эффективно в процессах генерации носителей участвуют ПС, расположенные в середине запрещенной зоны полупроводника. ПС, захватывая носители, влияют на величину поверхностного потенциала. Однако типичные плотности ПС современных технологий менее $3,0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ не влияют на поверхностный потенциал в практически интересном диапазоне температур от -60 до $+100^\circ\text{C}$. Кроме того, в данном диапазоне температур энергетический спектр можно аппроксимировать моноуровнем [11] с плотностью N_{TS} , энергией E_{TS} и сечениями захвата σ_{NTS} и σ_{PTS} . Для темпа генерации имеем

$$V_S = \frac{N_{TS} V_{TH} \sigma_{NTS} \sigma_{PTS} (p_s n_s - n_i^2)}{\sigma_{PTS} (p_s + p_{1s}) + \sigma_{NTS} (n_s + n_{1s})}, \quad (9)$$

где $n_{1s} = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{TS}}{kT}\right)$, $p_{1s} = n_i \exp\left(\frac{E_{TS} - E_i}{kT}\right)$; n_s и p_s — плотность подвижных электронов и дырок на поверхности. Для величины n_s вдоль границы полупроводник — диэлектрик имеем $n_s = n_{N0} \exp\left(q \frac{\psi_s}{kT}\right)$; $\psi_s = 0$ в нейтральной области n_2 -слоя и $\psi_s < 0$, если зоны изгибаются вверх (при $V_G < 0$). На границе AB n_s вычисляется из (5)–(8) или приближенных решений этой задачи. Вдоль границы $ABCDE$ имеем

$$p_s = p_{p0} \exp\left(-q \frac{\psi_s + \psi_k - V_S + V_B}{kT}\right),$$

где ψ_k — контактная разность потенциалов на p - n -переходе. Вдоль границы EF p_s отыскивается из решения задачи типа (5)–(8) для плотности дырок на границе. Интеграл от темпа генерации вдоль ГПД даст полный ток

$$J_{GS} = \int_{L_S} q |V_S| dL \quad [\text{A/cm}], \quad (10)$$

L_S — граница полупроводник — диэлектрик, dL — дифференциальный элемент границы $ABCDEF$. Заметим, что если КНО занимает всю n_1 -область, то точка F приближенно совпадает с точкой H ; если же ОПЗ занимает всю n_1 -область, то КНО отсутствует и точка E почти совпадает с точкой H . Величина N_{TS} в (9) в общем случае может быть функцией координат (x, y) вдоль ГПД, так как под тонким слоем окисла N_{TS} имеет одну величину, под ЛОКОС-слоем — другую и существует переходная область значений N_{TS} вдоль «птичьего клюва» ЛОКОС-слоя.

Математическая модель (1) с учетом (5) — (10) решалась численными методами. Для решения уравнения Пуассона использовались численные процедуры, разработанные в [5]. Программа ЛИК2, реализующая данную постановку, является обобщенно-целевой для математического моделирования токов утечки и времени хранения заряда в ячейках памяти динамических ОЗУ, токов утечек в ПЗС-структурах, дающих вклад в переносимый заряд, и в других структурах.

Физическая структура в двумерном приближении задается следующим образом (см. рис. 1):

1. Координаты границы полупроводник — диэлектрик и диэлектрик — затвор задаются с помощью имитационной модели ЛОКОС-области из [12] с соответствующей системой параметров: T_{ox} — температура окисления при создании ЛОКОС-слоя, Y_{bm} — координата края маски, d_i — толщина ЛОКОС-слоя, полученная при окислении, d_c — толщина подслоя окисла под маской из нитрида кремния, $d_{oxi} = d_i - \Delta_i$ — результирующая толщина ЛОКОС-слоя после всех технологических операций, Δ_i — результирующее изменение толщины ЛОКОС-слоя при травлении и окислении структуры без маски, d_{oxc} — толщина подзатворного окисла.

2. Профили распределения примесей в p_1 -, p_2 -, n_1 -, n_2 -слоях задаются двумерными функциями Гаусса с точками цилиндрической симметрии: P_1 , P_2 , G_1 соответственно, с системой параметров этих функций: количеством примеси в каждом слое на единицу площади и соответствующими диффузионными длинами.

3. Координаты точек цилиндрической симметрии P_1 , P_2 задаются относительно края маски Y_{bm} смещенными на величины Δ_1 и Δ_2 соответственно, координаты x вычисляются так, чтобы точки принадлежали ГПД. Предусматривается режим ввода исходной информации о двумерной структуре не-

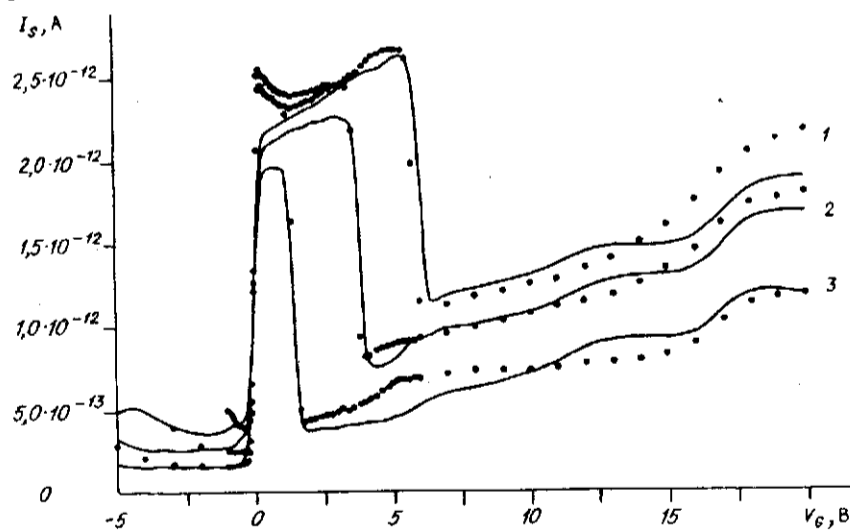


Рис. 2. Зависимости тока утечки I_g от напряжения на затворе при различных напряжениях на p - n -переходе:

напряжения на затворе отсчитаны от напряжения на подложке; точками на графике отмечены результаты эксперимента; структура не имеет n_1 -слоя (см. рис. 1); кривая 1 соответствует 5 В на p - n -переходе, 2 — 3 В, 3 — 1 В

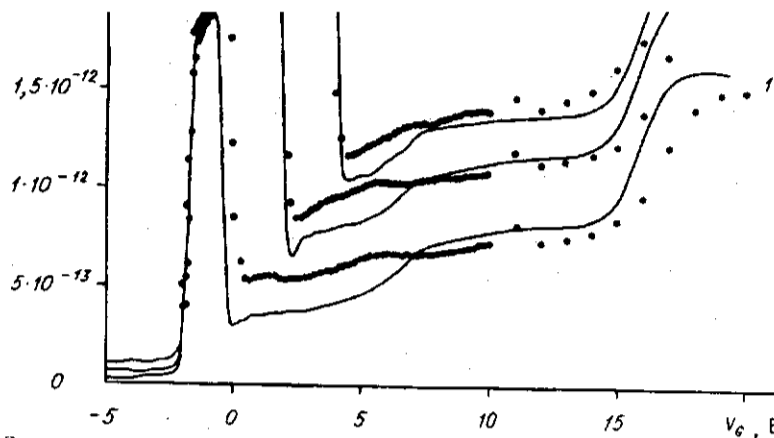


Рис. 3. Зависимости тока утечки I_s от напряжения на затворе при различных напряжениях на $p-n$ -переходе:

напряжения на затворе отсчитаны от напряжения на подложке; точками на графике отмечены результаты эксперимента; структура имеет n_1 -слой (см. рис. 1); кривая 1 соответствует 1 В на $p-n$ -переходе, 2 — 3 В, 3 — 5 В.

посредственно из программы двумерного моделирования технологических процессов, разработанной на основе [12].

Результаты моделирования. Для экспериментального исследования токов утечки $p-n$ -перехода были рассмотрены специальные тестовые структуры, имеющие ЛОКОС-области. Сопоставление результатов измерения и моделирования тока утечки для структур, не имеющих n_1 -слоя, приведено на рис. 2, а для структур с n_1 -слоем — на рис. 3. Зависимости, аналогичные приведенным на рис. 2, 3, были давно объяснены для $p-n$ -перехода, ограниченного плоской ГПД [3], где показано, что зависимость тока утечки от напряжения на затворе имеет вид импульс-функции, если ток генерации на ПС сравним с током генерации в ОПЗ. Момент нарастания тока утечки при увеличении V_g согласно [3] соответствует переходу от состояния обогащения поверхности основными носителями к состоянию обеднения, а момент спада тока — переходу от состояния обеднения поверхности к появлению инверсионного слоя. Как при обогащении, так и при инверсии ГПД ток генерации на ПС отсутствует. Однако при наличии ЛОКОС-области зависимость тока утечки от напряжения на затворе оказывается более сложной, чем описывается в [3]. Например, на рис. 2 можно обнаружить еще два критических напряжения, при которых происходит нарастание тока утечки: при $V_{G2} \approx 5$ В и $V_{G3} \approx 16$ В. Эти особенности экспериментальных зависимостей не могут быть объяснены в рамках модели [3]. Оказалось, что критическая величина V_{G2} связана с началом перемещения под «птичий клюв» ЛОКОС-слоя границы ОПЗ, выходящей на ГПД. Критическая величина V_{G3} связана с началом формирования ОПЗ под толстым диэлектриком ЛОКОС-области. Как показал расчет тока утечек по предлагаемой модели, хорошего согласия с экспериментом можно достичь при максимальном темпе генерации на ПС $V_s = 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ под тонким диэлектриком и при максимальном — $V_s = 4,5 \cdot 10^{11}$ под толстым диэлектриком. Следует заметить, что согласно модели для V_s (9) темп генерации существенно зависит от энергетического положения уровня поверхностного состояния в запрещенной зоне (энергия активации носителя с уровня).

Поскольку в настоящее время мы не располагаем экспериментальными данными зависимости тока утечки от температуры, энергия активации гене-

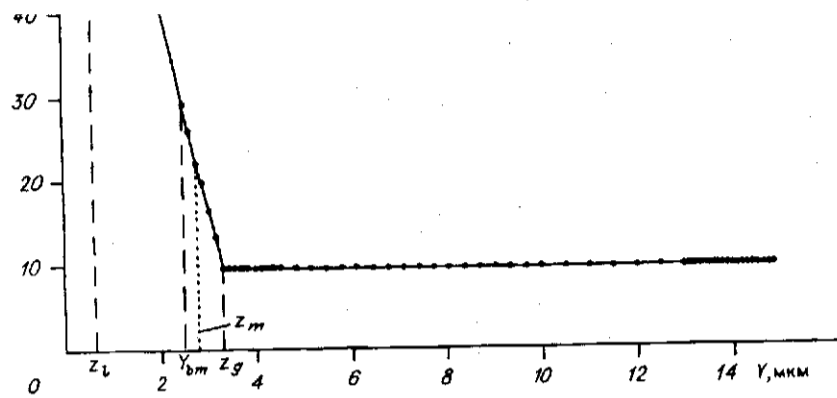


Рис. 4. Зависимость плотности поверхностных состояний от координаты: точка Y_{bm} соответствует краю маски при формировании ЛОКОС-слоя

рационно-рекомбинационного центра не может быть определена строго. Однако если предположить, что по всей длине структуры как сечения захвата ПС, так и их энергия активации являются постоянными величинами ($\sigma_{NTS} = 8,1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$; $\sigma_{PTS} = 4,3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$; $E_{TS} = 0,13 \text{ эВ}$), то требуемую зависимость темпа генерации на ПС от координаты вдоль структуры можно получить при наличии неоднородной плотности ПС (N_{TS}) вдоль «птичьего клюва» ЛОКОС-области. Соответствующая плотность ПС должна монотонно изменяться от величины $N_{TS} = 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ под тонким окислом до величины $N_{TS} = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ под толстым окислом. Данное предположение не согласуется с [13, 14], где по аналогичным экспериментальным результатам и аналитической методике определена плотность ПС по координате вдоль «птичьего клюва» ЛОКОС-области и найдено, что она имеет вид функции с максимумом. На рис. 4 приведена зависимость плотности ПС от координаты, которая была получена при согласовании результатов моделирования с экспериментальной зависимостью тока утечки от напряжения на затворе при $V_s = 3 \text{ В}$ и отсутствии n_1 -слоя (кривая 2 на рис. 2). Расхождение результатов моделирования с экспериментальными данными, наблюдаемое на рис. 2 при $V_G = 0 \text{ В}$, происходит из-за различий между реальным профилем легирования области n_2 и используемым в модели. Такое предположение основывается на том, что рассогласования модели и эксперимента становятся минимальными в момент полного исчезновения области обеднения на краю сильнолегированной области n_2 . Следует отметить, что параметры модели для согласования с экспериментом варьировались при расчете кривой 2, рис. 2, а для остальных кривых эти параметры были использованы без изменений. Как видно из рис. 2 и 3, имеется хорошее согласие между экспериментальными данными и результатами расчета по предлагаемой модели. Более детальные результаты исследования модели и анализа экспериментов выходят за рамки данной статьи.

Заключение. Впервые разработаны математическая модель токов утечки $p-n$ -перехода с непланарной границей полупроводник — диэлектрик, ограничивающей $p-n$ -переход, и программа ЛИК2 на ее основе для достаточных целей анализа элементов СБИС.

Проведено сравнение результатов моделирования по программе с экспериментальными данными и показана достаточно высокая адекватность модели результатам измерений.

Обнаружена монотонно возрастающая плотность поверхностных состояний на границе полупроводник — диэлектрик в промежуточной области между тонким и толстым окислами (области «птичьего клюва»).

Авторы выражают благодарность Ф. Р. Фазылову за первые обсуждения рассмотренной проблемы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tasch Alf., Chatterjee P. K., Fu H.-S. The hic RAM cell concept // IEEE Trans.—1978.—ED-25, N 1.—P. 33.
2. Hawkins G. A., Trabka E. A., Nielsen R. Z. Characterization of generation currents in solid-state imagers // IEEE Trans.—1985.—ED-32, N 9.—P. 1806.
3. Grove A. S., Fitzgerald D. J. Surface effects on $p-n$ junctions: characteristic of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions // Solid State Electron.—1966.—9, N 8.—P. 783.
4. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов.—М.: Мир, 1984.—Т. 1.
5. Кольдяев В. И., Пензин О. Ю., Шахова О. Н. Моделирование методом неподвижного заряда основных характеристик элементов СБИС на основе МДП-транзисторов // Автометрия.—1988.—№ 3.
6. Whelan M. V. Electrical behaviour of defects at a thermally oxidized silicon surface // Phil. Res. Rep. Suppl.—1970.—N 6.—P. 35.
7. Van Overstraeten R. J., Mertens R. P. Heavy doping effects in silicon // Solid State Electron.—1987.—30, N 11.—P. 1077.
8. Nauka K., Lagowski J., Gatos H. C. New intrinsic gettering process in silicon based on interactions of silicon interstitials // J. Appl. Phys.—1986.—60, N 2.—P. 615.
9. Hlavka J. Excess carrier recombination center distribution in implanted and annealed silicon // Phys. Stat. Sol. (a).—1986.—94.—P. 353.
10. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям.—М.: Наука, 1976.
11. Кольдяев В. И., Пензин О. Ю. Моделирование кинетики переноса заряда в системе МДП-структур с учетом поверхностных состояний и флуктуаций поверхностного потенциала // Автометрия.—1986.—№ 5.
12. Кольдяев В. И., Мороз В. А., Назаров С. А. Двумерное моделирование легирования и окисления кремния // Автометрия.—1988.—№ 3.
13. Hawkins G. A. Lateral profiling of interface states along the sidewalls of channel-stop isolation // Solid State Electron.—1985.—28, N 9.—P. 945.
14. Hawkins G. A. Generation currents from interface states in selectively implanted MOS-structures // Solid State Electron.—1988.—31, N 2.—P. 181.

Поступила в редакцию 21 ноября 1991 г.

УДК 517.5

В. П. Гинкин

(Обнинск Калужской обл.)

МЕТОД НЕПОЛНОЙ ФАКТОРИЗАЦИИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ УРАВНЕНИЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ТИПА

Предложен вариант метода неполной факторизации для решения систем линейных уравнений с семидиагональными матрицами коэффициентов, получающимися при аппроксимации трехмерных уравнений эллиптического типа. Метод быстро гасит гладкие компоненты ошибок, а ошибку, равную константе, обращает в нуль за одну итерацию. Доказана коэффициентная устойчивость метода. Расчеты показали высокую эффективность метода для систем уравнений с симметричными и несимметричными матрицами коэффициентов и различным типом граничных условий.

Пусть дано уравнение

$$A\varphi = f, \quad (1)$$