

ПРОВОДИМОСТЬ МТДП СТРУКТУР В РЕЖИМЕ БЕЗ НАКОПЛЕНИЯ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Добровольский В. Н., Ловейко В. Н., Нинидзе Г. К., Петрусенко В. Н.

Исследовались МТДП структуры на n -кремнии со скоростью генерации носителей заряда, недостаточной для накопления у поверхности полупроводника значительного заряда дырок. Показано, что в этих условиях плотность обратного тока через структуру вблизи края полевого электрода j_L на порядки превышает плотность тока в ее центральной части j_0 . Зависимость j_0 от напряжения V на полевом электроде качественно отличается от таковой в случае накопления дырок. В соответствии с развитой теорией она линейна и из нее можно определить толщину диэлектрика d и эффективную проницаемость барьера для электронов \bar{D}_n .

Увеличение путем освещения структуры скорости генерации носителей заряда ослабляет неоднородность токопрохождения и приводит к вольтамперной характеристике, характерной для режима накопления у поверхности дырок.

Во многих экспериментах и приборах протекание тока через структуры металл—туннельно-прозрачный диэлектрик—полупроводник (МТДП) сопровождается возникновением у поверхности полупроводника слоя неравновесного обеднения (см. [1] и обзор [2]). Если скорость генерации неосновных носителей заряда (далее дырок) в этом слое и прилегающей к нему области полупроводника достаточно велика, то они накапливаются у поверхности полупроводника и их заряд существенно сказывается на токопереносе [3]. Проводимость МТДП структур в таком режиме исследовалась во многих работах (см. их обзор в [2]).

В отличие от этих работ в настоящей исследовались МТДП структуры со скоростью генерации носителей заряда, недостаточной для накопления у поверхности полупроводника значительного заряда дырок. Показано, что в этих условиях плотность тока через структуру вблизи края полевого электрода j_L на порядок превышает плотность тока в ее центральной части j_0 . Зависимость j_0 от напряжения V на полевом электроде качественно отличается от таковой в случае накопления дырок. В соответствии с развитой теорией она линейна и из нее можно определить толщину диэлектрика d и эффективную проницаемость барьера для электронов \bar{D}_n .

Увеличение путем освещения структуры скорости генерации носителей заряда ослабляет неоднородность токопрохождения и приводит к вольтамперной характеристике (ВАХ), характерной для режима накопления у поверхности дырок.

1. Использовались МТДП структуры, изготовленные на поверхности (111) пластины кремния n -типа проводимости с концентрацией доноров $N_D = 1.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, определенной эллипсометрически толщиной окисла $d = 2.4 \text{ нм}$ и круглыми алюминиевыми полевыми электродами с диаметрами $D_1 = 288 \text{ мкм}$ и $D_2 = 488 \text{ мкм}$ (см. вставку на рис. 1). Толщина пластины была 250 мкм, на ее тыльной поверхности втиранием индий-галлиевой пасты был создан омический контакт. На некоторых структурах в контактах были сделаны окна, которые позволяли освещать тыльную сторону подложки. На рис. 1 приведены ВАХ структур. Кривые 1 и 2 дают зависимости от V полных токов $\bar{I}_{1,2}$ через структуры, деленных на площади полевых электродов, т. е. $i_{1,2} = 4I_{1,2}/\pi D_{1,2}^2$, кривые 1' и 2' — этих токов, деленных на длины периметров электродов, т. е. $i'_{1,2} = I_{1,2}/\pi D_{1,2}$. Когда $V > 0$, $i_1 = i_2$, что свидетельствует об однородном про-

течении тока. В случае $V < 0$ $i_1 > i_2$, но $i'_1 \approx i'_2$. Последние соотношения позволяют утверждать, что при $V < 0$ токи $I_{1,2}$ протекают неоднородно и значительная доля проходит через область вблизи краев полевых электродов

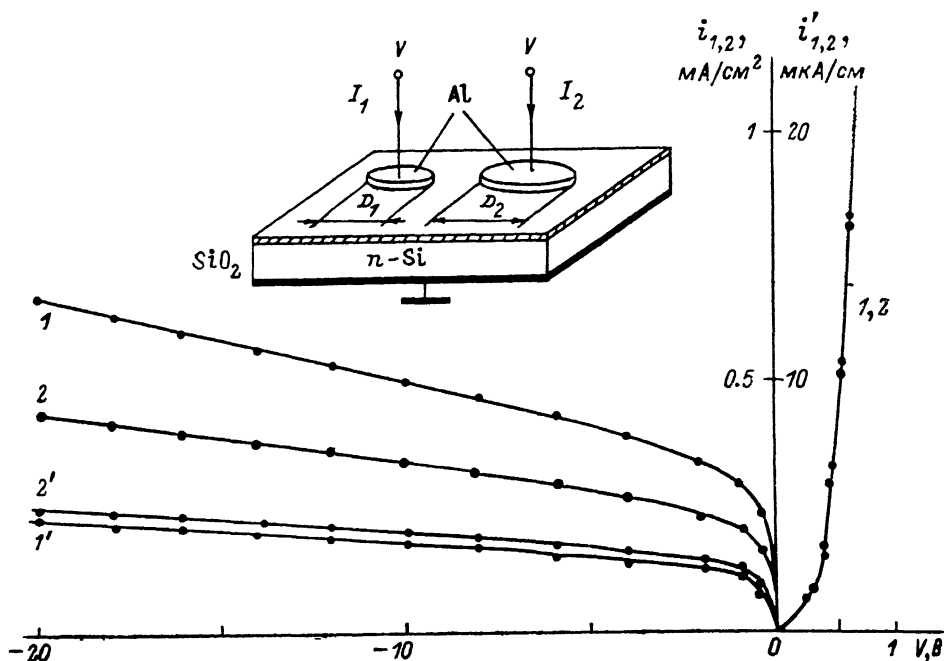


Рис. 1. Зависимости от V i_1 (1), i_2 (2), i'_1 (1'), i'_2 (2').
На вставке — часть пластины с МТДП структурами.

На частоте 15 кГц были сняты зависимости емкости структур от V . Из сопоставления их с теорией [4] сделан вывод, что при $V \leq -1$ В у поверхности полупроводника под полевым электродом реализуется слой неравновесного

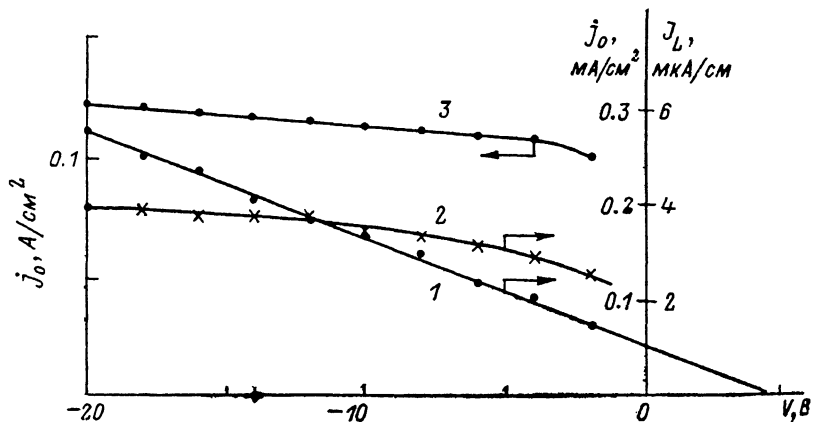


Рис. 2. Зависимости от V j_0 (1), J_L (2), j_0 (3) при освещении тыльной стороны подложки светом, генерирующим дырки со скоростью $\approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

обеднения, толщина l которого с изменением V от -1 В до -20 В растет от 1 до 4.5 мкм.

Известно [5], что напряженность электрического поля на поверхности полупроводника у края полевого электрода \mathcal{E}_L много больше, чем такая напряженность \mathcal{E}_0 под центральной частью полевого электрода. Ширина высокополевого краевой области $\leq l$. Большой ток через краевую область естественно связать с существованием в ней сильного электрического поля, а ее ширину считать

$\ll l$. Поскольку $l \ll D_{1,2}$, не допуская сколь-либо значительной погрешности, можно полагать, что центральные части полевых электродов, где плотность тока j_0 , представляют собой круги с диаметрами $D_{1,2}$, и записать следующую систему уравнений:

$$I_{1,2} = \pi D_{1,2} J_L + \frac{\pi D_{1,2}^2}{4} j_0, \quad (1)$$

где $J_L = \bar{j}_L l$ — ток через краевую область электрода, нормированный на длину его периметра, \bar{j}_L — среднее значение плотности тока в краевой области. Решение системы (1) позволило получить зависимости от V j_0 (рис. 2, кривая 1) и J_L (кривая 2), а затем оценить отношение $|j_L/j_0|$. При $V = -(1 \div 20)$ В $\bar{j}_L/j_0 = 250 \div 35$.

2. Найдем теоретическую зависимость j_0 от V при $V < 0$ в случае пренебрежимо малого вклада дырок в ток и пространственный заряд у поверхности полупроводника. Непосредственно из зонной диаграммы структуры (рис. 3) видно, что

$$V = \frac{kT}{q} (Y_d + Y_s) + \varphi_{MS}, \quad \varphi_{MS} = \varphi_M - \varphi_S, \quad (2)$$

$$E_{FM} - E_c^S = -q\varphi_{MS} - \Delta - Y_d kT, \quad (3)$$

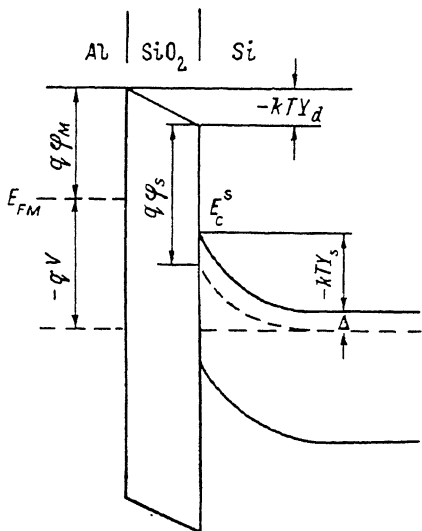


Рис. 3. Энергетическая диаграмма МТДП структуры.

где q — заряд электрона, Y_s и Y_d — поверхностный потенциал и падение напряжения на диэлектрике в единицах kT , k — постоянная Больцмана, T — температура, E_{FM} и E_c^S — энергии уровня Ферми в металле и дна зоны проводимости на поверхности полупроводника, φ_M и φ_S — работы выхода из металла и уровня Ферми в объеме полупроводника. Из решения уравнения Пуассона в полупроводнике и условия сшивания напряженностей электрического поля на границе полупроводника и диэлектрика имеем

$$\epsilon_0 = \frac{2Y_s kT}{lq}, \quad l = \lambda (-Y_s)^{1/2}, \quad Y_d = -2 \frac{\epsilon_S d}{\epsilon_d \lambda} (-Y_s)^{1/2}, \quad (4)$$

где ϵ_S и ϵ_d — диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика, $\lambda = (2\epsilon_0 \epsilon_S kT / q^2 N_c)^{1/2}$ — длина экранирования Дебая, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Ток j_0 , который в рассматриваемых условиях представляет собой туннельный ток электронов из металла в полупроводник, согласно [3, 6], равен

$$j_0 = \frac{1}{4} q v_n N_c D_n F_1(\eta), \quad (5)$$

где v_n — средняя тепловая скорость электронов в полупроводнике, N_c — эффективная плотность состояний электронов в его зоне проводимости, $F_1(\eta)$ — интеграл Ферми—Дирака, $\eta \equiv (E_{FM} - E_c^S) / kT$. Из (2)–(4) получаем

$$\eta = -\frac{q\varphi_{MS} + \Delta}{kT} - 2 \left(\frac{\epsilon_S d}{\epsilon_d \lambda} \right)^2 \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon_d \lambda}{\epsilon_S d} \right)^2 \frac{q(\varphi_{MS} - V)}{kT}} \right]. \quad (6)$$

Оставляя при больших напряжениях $|V|$ в (6) только член, содержащий V , получаем $\eta = 2\epsilon_S d [q(\varphi_{MS} - V) / kT]^{1/2} / \epsilon_d \lambda$.

При $\eta \geq 1$

$$F_1(\eta) \approx \frac{\eta^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} \quad (7)$$

[7]. Из записанных выражений и (5) следует

$$j_0 = \frac{1}{4} q v_n N_c \bar{D}_n \left[2 \left(\frac{\epsilon_s d}{\epsilon_d l} \right)^2 \frac{q (\varphi_{MS} - V)}{kT} + \frac{\pi^2}{6} \right]. \quad (8)$$

В реализованных условиях выражение для тока (8) справедливо для $V < -1$ В.

Плотность тока j_0 линейно зависит от V . Нетрудно видеть, что линейность ВАХ обусловлена ростом в рассматриваемых условиях напряженности электрического поля на поверхности полупроводника и падения напряжения в диэлектрике по закону $|\mathcal{E}_0|, |Y_d| \sim (-V)^{1/2}$, который следует непосредственно из соотношений (2) и (4) в случае $|Y_s| > |Y_d|$. При достаточно больших $|V|$ и, следовательно, $|Y_d|$, согласно (3), (4), $\eta \sim (-V)^{1/2}$ и квадратичный по η член в (7) приводит к линейной зависимости j_0 от V .

Если имеет место накопление дырок у поверхности, то в отличие от рассмотренного случая напряженность электрического поля ϵ_0 с ростом $|V|$ стабилизируется и ток насыщается [3]. Поэтому по экспериментальной ВАХ можно сделать вывод о механизме токопрохождения — с накоплением неосновных носителей заряда или без него. Линейность зависимости I (рис. 2) свидетельствует о том, что в исследуемых структурах реализовался второй режим.

Сопоставление выражения (8) с экспериментальной ВАХ, даваемой кривой I (рис. 2), позволило определить $\bar{D}_n = 3.2 \cdot 10^{-12}$ и $d = 3.5$ нм. При этом было принято $\varphi_{MS} = -0.26$ эВ и $\epsilon_d = 3.8$ [4]. Полученное значение \bar{D}_n близко к приводимым в литературе [8], а d разумно согласуется со значением, полученным эллипсометрическим методом. Различие в значениях d , возможно, связано с отличием ϵ_d тонкого слоя диэлектрика [9] от принятого при расчетах значения ϵ_d , равного диэлектрической проницаемости монокристаллического кварца.

3. Подчеркнем, что линейную экспериментальную зависимость j_0 от V удалось получить только после исключения краевого тока, доля которого в общем токе была велика. При $V = -(1 \div 20)$ В в структуре 1 она составляла (83 ÷ 65) %, в структуре 2 — (75 ÷ 53) %.

Протекание сильного краевого тока можно объяснить следующим образом. В краевой области структуры напряженность электрического поля на поверхности полупроводника \mathcal{E}_L больше, чем в ее центральной части \mathcal{E}_0 . Это приводит к увеличению η в краевой области по сравнению с центральной на величину $\epsilon_s (\mathcal{E}_L - \mathcal{E}_0) dq / kT \epsilon_d$ и соответствующему увеличению плотности тока. Расчеты, сделанные с помощью теоретических кривых работы [5], показали, что в исследованных структурах $\mathcal{E}_L / \mathcal{E}_0 = 3.7 \div 4.7$, а соответствующее увеличение η составило 1.7 ÷ 10.6.

В [5] показано, что величина $\mathcal{E}_L / \mathcal{E}_0$ растет с уменьшением d/l . Поскольку в МТДП структурах реализуются экстремально малые значения d/l , в них велико $\mathcal{E}_L / \mathcal{E}_0$. В связи с этим можно думать, что протекание сильного краевого тока всегда присуще МТДП структурам при их работе в режиме без накопления неосновных носителей заряда.

Отметим, что увеличение числа дырок в структуре путем освещения тыльной поверхности подложки уменьшало в несколько раз долю краевого тока; в структуре 1 она составляла (20 ÷ 14) %. При этом зависимость тока через центральную часть от напряжения, естественно, приобретала вид, характерный для случая протекания тока с накоплением у поверхности дырок [3] (рис. 2, кривая 3). Вымораживание дырок охлаждением структуры до 77 К, не меняя качественно ВАХ, лишь несколько увеличивало долю краевого тока, в структуре 1 — до (90 ÷ 75) %. Уменьшение неоднородности протекания тока при увеличении количества дырок в структуре объясняется тем, что, двигаясь в участки с наименьшим потенциалом у поверхности полупроводника, они увеличивают однородность поля.

В работе [10] описано протекание сильного тока через области высокого поля под углами квадратного полевого электрода. Этот ток протекал только в МТДП структурах с дырками и исчезал при их вымораживании. Понятно, что механизм протекания сильного краевого тока в настоящей работе отличается от реализовавшегося в [10].

Список литературы

- [1] Clarke R. A., Shewchun J. // Sol. St. Electron. 1971. V. 14. N 10. P. 957—973.
- [2] Вуль А. Я., Саченко А. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1361—1376.
- [3] Green M. A., Shewchun J. // Sol. St. Electron. 1974. V. 17. N 3. P. 349—365.
- [4] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. Т. 1. 455 с.
- [5] Rusu A., Bulucea C. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1979. V. ED-26. N 3. P. 201—206.
- [6] Вуль А. Я., Козырев С. В., Федоров В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 1. С. 142—148.
- [7] Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. 392 с.
- [8] Kumar V., Dahlke W. E. // Sol. St. Electron. 1977. V. 20. N 2. P. 143—152.
- [9] Гальчинский Л. Ю., Герасименко В. С., Щеткин В. Н. // Физические проблемы МДП интегральной электроники. Дрогобыч, 1987. С. 50.
- [10] Добровольский В. Н., Жубаев С. Т., Нивидзе Г. К. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1572—1576.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Получена 21.12.1989
Принята к печати 14.02.1990