

УДК 621.3.049.77:539.16.04

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВНЕЭЛЕКТРОДНОГО ИНВЕРСИОННОГО СЛОЯ МДП-СТРУКТУРЫ

М. Н. Левин, А. В. Татаринцев, А. В. Каданцев, В. Р. Гитлин

Воронежский государственный университет

Проведен анализ высокочастотного адмиттанса МДП-структуры с инверсионным слоем вне области затвора и предложен метод определения сопротивления внеэлектродного инверсионного слоя по активной составляющей адмиттанса МДП-структуры.

### ВВЕДЕНИЕ

Воздействие радиации на МДП-структуру приводит к образованию в диэлектрике положительного заряда [1]. Если при этом плотность поверхностных состояний невелика, то при больших величинах заряда возможно образование на поверхности полупроводника  $p$ -типа инверсионного слоя. В результате наблюдается эффект бокового растекания тока по инвертированной поверхности полупроводника, который проявляется в увеличении неконтролируемых токов утечек в МДП элементах интегральных схем и увеличении высокочастотной (ВЧ) емкости МДП структуры в области инверсии [2]. Такой вид зависимости емкости от напряжения в области инверсии определяется в этом случае не генерационно-рекомбинационными процессами в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, а скоростью доставки под электрод неосновных носителей из внеэлектродного канала. Боковое растекание тока по инвертированной поверхности полупроводника приводит к увеличению эффективной площади электрода МДП-структуры в области инверсии [3] (рис. 1). Этот эффект учитывается в эквивалентной схеме МДП-структуры полубесконечной RC-цепью с распределенными параметрами, соединенной с емкостью ОПЗ полупроводника под металлическим электродом (рис. 2а). Цепь с распределенными параметрами можно заменить эквивалентными элементами с сосредоточенными параметрами (рис. 2б).

Николлиан и Гоетсбергер [2] использовали этот эффект для определения сопротивления инверсионного слоя  $R_c$  по значениям высокочастотной емкости  $C_0$  и проводимости  $G_0$  при нулевом смещении. При этом предполагалось, что вблизи нулевого напряжения проводимостью приэлектродной обла-

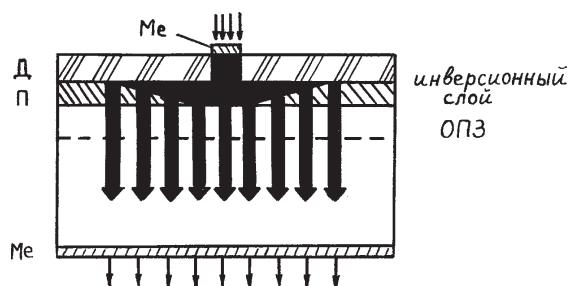


Рис. 1. Эффект растекания переменного тока по внеэлектродному инверсионному слою

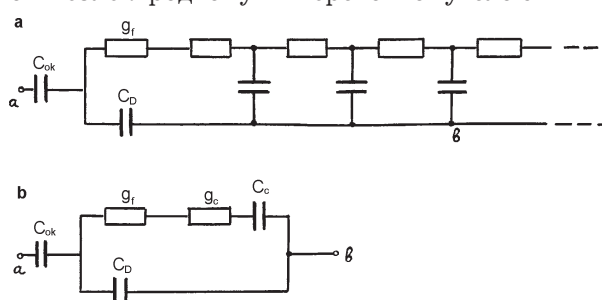


Рис. 2. Эквивалентная схема МДП-структуры с внеэлектродным инверсионным слоем [2]: а) инверсионный слой описывается RC-цепью с распределенными параметрами; б) RC-цепь с распределенными параметрами заменена эквивалентными элементами с сосредоточенными параметрами.  $g_f$  — проводимость приэлектродной области;  $g_c$  — эквивалентная проводимость внеэлектродного инверсионного канала;  $C_c$  — эквивалентная емкость внеэлектродного инверсионного канала;  $C_D$  — емкость обедненного слоя полупроводника под электродом;  $C_{ок}$  — емкость слоя диэлектрика

сти  $g_f$ , зависящей от смещения, можно пренебречь по сравнению с эквивалентной проводимостью внеэлектродного канала  $g_c$ . Емкость и проводимость структуры при этом постоянны. Дифференциальная проводимость в области инверсии, рассчитанная при этих условиях, имеет форму пика.

Однако при облучении МДП-структуры условия образования радиационного заряда на открытой поверхности диэлектрика и под металлическим электродом оказываются существенно различными. В итоге на разных участках диэлектрика образуется разный по величине заряд и поверхность под металлическим электродом и вне его оказывается неэквипотенциальной. Это приводит к тому, что в экспериментах поведение дифференциальной емкости в области инверсии не всегда соответствует рассмотренному в [2]. Так в ряде случаев пик дифференциальной проводимости появляется при положительных смещениях на электроде. На некоторых структурах пик отсутствует, а дифференциальная проводимость монотонно возрастает.

Настоящая работа посвящена анализу ВЧ дифференциальной проводимости МДП-структуры с внеэлектродным каналом в области инверсии и возможности измерения сопротивления инверсионного слоя. Целесообразность исследования дифференциальной проводимости подтверждается большим диапазоном чувствительности дифференциальной проводимости при нулевом смещении к изменению сопротивления канала по сравнению с емкостью. Действительно, при сильной инверсии емкость МДП-структуры при нулевом смещении определяется емкостью диэлектрика (рис. 3). Вблизи порога проводимости выполняется обратное условие, и емкость структуры слабо зависит от внешнего инверсионного слоя. Дифференциальная проводимость же остается чувствительной к изменению сопротивления инверсионного слоя в широких пределах.

Более того, для определения сопротивления канала достаточно иметь только кривую дифференциальной проводимости. Удастся установить связь между максимальным значением дифференциальной проводимости в области инверсии и минимальной частью полной проводимости внеэлектродного канала, которая определяется его сопротивлением.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Положение максимума кривой дифференциальной проводимости  $G$  определяется из условия равенства нулю производной по поверхностному потенциалу  $\phi$ :

$$\frac{\partial G}{\partial \phi} = \frac{\partial G}{\partial g_T} \cdot \frac{\partial g_T}{\partial \phi} = 0. \quad (1)$$

Явный вид зависимости проводимости приэлектродной области  $g_T$  от поверхностного потенциала неизвестен. Однако, эта функция  $g_T = g_c g_f / (g_c + g_f)$  монотонно возрастает от нуля и стремится к значению эквивалентной проводимости внеэлектродного канала  $g_c$ , т.е. ее производная по поверхностному потенциалу не обращается в ноль. Следовательно, из уравнения

$$\left( \frac{\partial G}{\partial g_T} \right)_{g_T^0} = 0 \quad (2)$$

можно найти значение проводимости внеэлектродной области  $g_T^0$ , соответствующее максимуму дифференциальной проводимости  $G_{\max}$  на  $G-V$  кривой.

$$g_T^0 = \frac{\omega C_c (C_D + C_{ok})}{C_c + C_D + C_{ok}}. \quad (3)$$

Здесь  $C_c$  — эквивалентная емкость внеэлектродного инверсионного канала;  $C_D$  — емкость обедненного слоя полупроводника под электродом;  $C_{ok}$  — емкость слоя диэлектрика;  $\omega = 2\pi f$ ;  $f$  — частота измерительного сигнала.

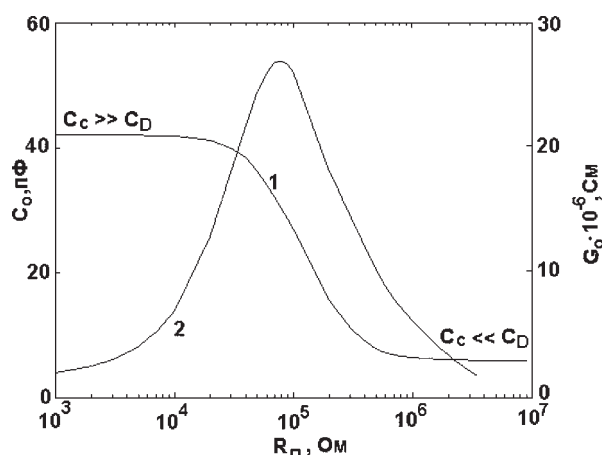


Рис. 3. Зависимость ВЧ емкости (1) и проводимости (2) МДП-структуры от напряжения на металлическом электроде

Согласно [2] реальная часть полной проводимости МДП-структуры с внеэлектродным каналом  $Y_T = G + i\omega C$  определяется выражением:

$$G = \frac{\omega^2 g_T C_c^2 C_{ok}^2}{\omega^2 C_c^2 (C_D + C_{ok})^2 + g_T^2 (C_c + C_D + C_{ok})^2}. \quad (4)$$

Подставляя полученное из (3) значение  $g_T^0$  в (4), получаем зависимость эквивалентной емкости внеэлектродного инверсионного канала от максимального значения дифференциальной проводимости в области инверсии  $G_{\max}$ :

$$C_c = \frac{2G_{\max} (C_D + C_{ok})^2}{\omega C_{ok}^2 - 2G_{\max} (C_D + C_{ok})}. \quad (5)$$

Используя выражение для полной проводимости внешнего инверсионного слоя, полученное Николлианом и Гоецбергером для круглого электрода, записываем эквивалентную емкость внеэлектродного канала от сопротивления канала:

$$C_c = \frac{4\pi C_D f}{v} \left[ \frac{\ker(v) \cdot \text{kei}'(v) - \ker'(v) \cdot \text{kei}(v)}{\ker^2(v) - \text{ki}v^2(v)} \right], \quad (6)$$

где  $v = (2R_{\square} C_D f)^{1/2}$ ,  $R_{\square}$  — сопротивление внеэлектродного канала,  $\ker(v)$ ,  $\text{kei}(v)$ ,  $\ker'(v)$  и  $\text{kei}'(v)$  — функции Бесселя.

Таким образом, сопротивление внеэлектродного канала  $R_{\square}$  может быть определено из графика зависимости безразмерной величины  $C_c/C_D$  от безразмерной величины  $C_D R_{\square} f$  (рис. 4).

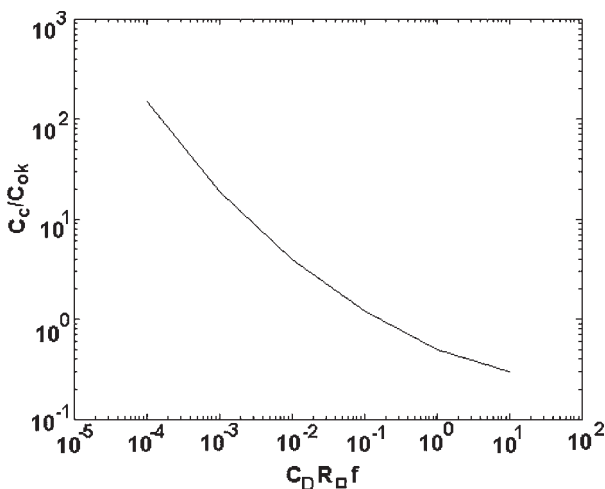


Рис. 4. График зависимости  $C_c/C_D$  от безразмерной величины  $C_D R_{\square} f$  для определения сопротивления инверсионного канала  $R_{\square}$

Для линейной конфигурации электрода выражение полной проводимости, найденное из решения уравнения для линии передач имеет более простой вид, чем при круглом электроде:

$$Y_T = g_c + j\omega C_c = \sqrt{\frac{2\omega C_D a}{R_{\square} b}} (1 + j) \quad (\text{при } a \gg b), \quad (7)$$

где  $a$  и  $b$  — размеры электрода.

В случае линейной конфигурации зависимость сопротивления канала от максимального значения дифференциальной проводимости в области инверсии удается записать в явном виде.

$$R_{\square} = \frac{a C_D [\omega C_{ok}^2 - 2G_{\max} (C_D + C_{ok})]^2}{2b G_{\max}^2 (C_D + C_{ok})^4}. \quad (8)$$

В правую часть уравнения (8) входят величины, которые можно определить экспериментально.

Рассмотрим значение  $g_T^0$  при линейном электроде.

$$g_T^0 = \frac{g_c (C_D + C_{ok})}{C_c + C_D + C_{ok}}. \quad (9)$$

Здесь учтено равенство реальной и мнимой частей полной проводимости внеэлектродного канала при линейной конфигурации. Легко видно, что если выполняется условие  $C_c \ll C_D + C_{ok}$ , то дифференциальная проводимость достигает максимума при  $g_T^0$  близкому к своему предельному значению  $g_c$ . При этом наблюдается только монотонный рост дифференциальной проводимости в области инверсии.

Таким образом, форма кривой дифференциальной проводимости МДП-структуры с внеэлектродным каналом существенно зависит от соотношения величины сопротивления инверсионного канала  $R_{\square}$  и площади электрода.

Для иллюстрации этого рассмотрим качественную зависимость дифференциальной проводимости от изгиба зон на поверхности полупроводника в области инверсии. Проводимость приэлектродной области, зависящая от снижения  $g_f$  в первом приближении может быть записана следующим образом:

$$g_f = \frac{q\mu N_{\text{inv}}(\varphi)}{X(\varphi)} a. \quad (10)$$

Здесь  $N_{inv}$  — концентрация носителей в инверсионном слое;  $X(\varphi)$  — ширина инверсионной области, проводимость которой зависит от смещения. Для определения величины  $X(\varphi)$  воспользуемся методом, предложенным Власенко и Гергелем [4] для определения плотности заряда инверсионного слоя вблизи края электрода. В случае сильно инвертированной поверхности полупроводника вне электрода напряженность электрического поля в диэлектрике  $E$  можно записать следующим образом:

$$E = \frac{qN_{inv}(x)}{C_{ок}d_{ок}} = -[V - 2\pi qN_{inv}] \frac{1}{\pi x}. \quad (11)$$

Здесь  $d_{ок}$  — толщина диэлектрика,  $x$  — расстояние от края электрода,  $q$  — заряд электрона. Из этого уравнения найдем значения  $X(\varphi)$ , при котором концентрация носителей в инверсионном слое достигает величины  $N_{inv}^0$ , соответствующей поверхностному потенциалу  $\varphi_0$ , который определяется фиксированным зарядом в диэлектрике:

$$X(\varphi) = \frac{d}{\pi} \left( 1 - \frac{N_{inv}}{N_{inv}^0} \right). \quad (12)$$

Расчет зависимости дифференциальной проводимости от изгиба зон с учетом уравнений (10) и (12) указывает на возможность как постоянного роста функции в области инверсии, так и появления пика, в зависимости от соотношения величин сопротивления канала и площади электрода (рис. 5).

В обоих случаях сопротивление канала можно определить как по максимальному значению дифференциальной проводимости в области инверсии, так и по методу Николлиана и Гоетсбергера. При этом считается, что при нулевом смещении поверхность полупроводника эквипотенциальна. Однако, как отмечалось ранее, поверхностный потенциал под электродом может оказаться меньше значения  $\varphi_0$ , соответствующего заряду в диэлектрике, из-за наличия КРП металл—полупроводник, из-за разной величины радиационного заряда в диэлектрике. В этом случае при определении сопротивления канала методом Николлиана и Гоетсбергера следует использовать значение емкости и проводимости в той области смещений, где эти характеристики постоянны. Использо-

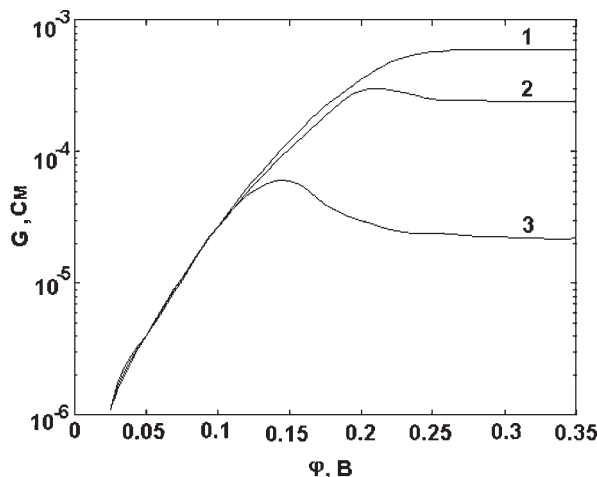


Рис. 5. Расчетные зависимости дифференциальной проводимости от поверхностного изгиба зон в области инверсии в зависимости от соотношения величин сопротивления канала и площади электрода.  $R_{к} = 5 \cdot 10^5$  Ом. Ширина электрода  $b$  равна 500 мкм, 100 мкм, 10 мкм для кривых 1—3, соответственно

ние значений при нулевом смещении может приводить к ошибочным результатам.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на структурах Al—SiO<sub>2</sub>—Si. Для создания образцов использовались полированные пластины кремния марки КДБ-10. Окисление кремния проводилось по стандартной технологии формирования подзатворного окисла МДП интегральных схем в сухом кислороде при температуре 1050 °С. Алюминиевые электроды напылялись через молибденовую маску термическим испарением в вакууме не хуже  $10^{-3}$  Па без специальных термообработок. Омический контакт создавался механическим нанесением эвтектической смеси индий—галлий на тыльную сторону образца. Радиационное воздействие осуществлялось «мягким» рентгеновским излучением с энергией квантов  $E_x \sim 25$  кэВ на установке ИРИС-3М дозой до  $5 \cdot 10^5$  Р. Облучение и хранение образцов осуществлялось при комнатной температуре. Измерение дифференциальной емкости и проводимости МДП-структур проводилось на автоматизированном измерительном комплексе, описанном в [5].

На рис. 6 продемонстрировано влияние соотношения длины периметра электрода и его площади на значение емкости в области

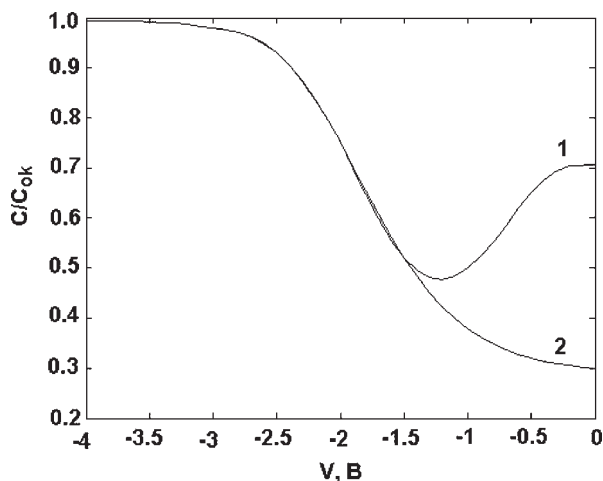


Рис. 6. Зависимость ВЧ емкости структуры Al—SiO<sub>2</sub>—Si от напряжения на металлическом электроде для линейного (1) и круглого (2) электродов.  $f = 10^6$  Гц;  $C_{ok} = 320$  пФ;  $r = 5,5 \cdot 10^{-2}$  см;  $a = 1,6$  см;  $b = 6 \cdot 10^{-2}$  см;  $d_{ok} = 0,1$  мкм. Облучение при напряжении на электроде  $V_G = -1$  В, дозой  $10^4$  Р

инверсии. Увеличение длины периметра по отношению к площади электрода приводит к усилению эффекта бокового растекания тока по инвертированной поверхности. Следовательно эффект становится все более существенным при уменьшении размеров элементов ИС — при переходе к субмикронным размерам.

На рис. 7 представлены C—V и G—V-зависимости исследуемых структур после рентгеновского облучения дозой  $5 \cdot 10^5$  Р при разных смещениях на электроде во время облучения. Облучение при положительном потенциале на электроде приводит к генерации радиационного заряда в диэлектрике и образованию поверхностных состояний (ПС) на границе раздела Si—SiO<sub>2</sub>, что проявляется в уменьшении наклона C—V-зависимости в области обеднения (кривая 4). При этом инверсионный слой на поверхности SiO<sub>2</sub> вне электрода не образуется, и подъема емкости в области инверсии не наблюдается. При облучении МДП-структуры с нулевым (кривая 2) и отрицательным потенциалом на электроде (кривая 3) наблюдается лишь незначительное изменение наклона C—V-зависимости, образуется инверсионный канал, что проявляется в росте емкости структуры в области инверсии. G—V-за-

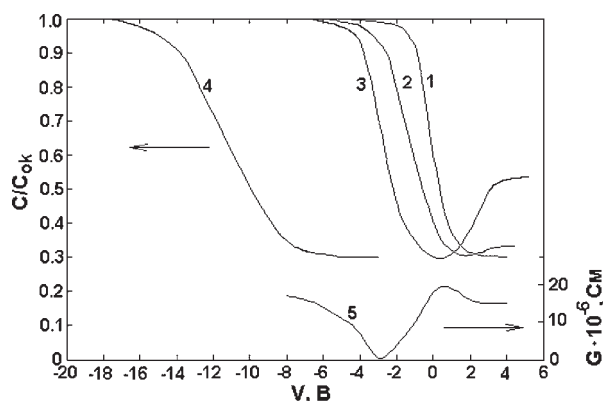


Рис.7. Зависимости ВЧ емкости (кривые 1—4) и проводимости (кривая 5) структуры Al—SiO<sub>2</sub>—Si от напряжения на металлическом электроде. Исходная C—V-зависимость (кривая 1) и после рентгеновского облучения дозой  $5 \cdot 10^4$  Р при напряжении на электроде  $V_G = 0, -1$  В,  $+1$  В (для кривых 2—4, соответственно). Кривая 5 — G—V-зависимость структуры, облученной при  $V_G = -1$  В.  $f = 10^6$  Гц

висимость при этом имеет максимум, по которому может быть определено значение сопротивления растекания внеэлектродного канала  $R_{\square}$ .

По формуле (8) было рассчитано сопротивление  $R_{\square} = 2,4 \cdot 10^5$  Ом для структуры Si—SiO<sub>2</sub> после рентгеновского облучения дозой  $5 \cdot 10^4$  Р при облучении со смещением  $-1$  В на металлическом электроде. Использование значений  $C_0$  и  $G_0$  для нахождения  $R_{\square}$  методом [2] дало завышенное значение ( $R_{\square} = 9,7 \cdot 10^5$  Ом). Это обусловлено неэквипотенциальностью поверхности кремния в исследуемых структурах под электродом и вне его при нулевом смещении.

## ВЫВОДЫ

1. Форма кривой ВЧ дифференциальной проводимости МДП-структуры с внеэлектродным каналом в области инверсии определяется соотношением величин сопротивления инверсионного слоя и площади электрода.

2. Сопротивление инвертированной поверхности полупроводника может быть определено по максимальному значению ВЧ дифференциальной проводимости в области инверсии.

3. При определении сопротивления канала по методу Николлиана Гоетсбергера сле-

дует пользоваться значениями ВЧ емкости и проводимости в той области инверсии, где они перестают зависеть от напряжений на электродах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits / Ed. T.P. Ma, P.V. Dressendorfer. New York: Wiley Interscience. 1989. 760 p.

2. Nicollian E.H., Goetzberger A. // IEEE Journal Trans. Electron Devices. 1965. V. 12. № 7. P. 108—117.

3. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир. 1984. Т. 1. 456 с.

4. Власенко Е.В., Гергель В.А. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8. Вып. 5. С. 445—448.

5. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Лукьянович П.А., Каданцев А.В., Гитлин В.Р. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2005.