

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Физический факультет
Кафедра физики полупроводников

ЕМКОСТЬ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

Учебно-методическое пособие
по спецпрактикуму “Физика полупроводниковых приборов”
для студентов специализаций:
Н.02.01.06 - “Физика полупроводников и диэлектриков”,
Н.02.01.14 - “Микроэлектроника”,
Н.02.01.17 - “Новые материалы и технологии”

Авторы: Н.А. Поклонский (предисловие, лабораторные работы I - IV), Н.И. Горбачук (лаб. раб. I,III,IV), Т.М. Лапчук (лаб. раб. II), Д.А. Кириленко (лаб. раб. IV)

Под редакцией Н.А. Поклонского

Рецензенты: Н.Ф. Голубев, канд. физ.-мат. наук,
М.В. Комар, канд. техн. наук

Утверждено советом физического факультета
6 февраля 1997 г., протокол № 7

Поклонский Н.А. и др. **Емкость и электропроводность полупроводниковых структур на переменном токе:** Учебно-методическое пособие по спецпрактикуму “Физика полупроводниковых приборов” для студентов физического факультета. — Мн.: Белгосуниверситет, 1997. — 62 с.

Приведен вывод основных формул (с анализом необходимых и достаточных предположений) для емкости и проводимости полупроводниковых приборных структур. Разъяснены и проиллюстрированы принципы измерений на переменном токе. Изложена технология изготовления используемых в работах диодов с рп-переходами и МОП-структуры.

© Н.А. Поклонский, Н.И. Горбачук,
Т.М. Лапчук, Д.А. Кириленко, 1997

ПРЕДИСЛОВИЕ

Весь процесс обучения студентов на кафедре физики полупроводников БГУ нацеливает их прежде всего на работу в научно-исследовательских институтах и научных структурах предприятий. Выполнение лабораторных работ по специальности важно для формирования навыков ясного представления цели исследования и пути достижения ее. Предлагаемые инструкции к лабораторной практике специально адаптированы к специфической атмосфере студенческой учебной и научной работы. Разъяснены и проиллюстрированы принципы измерения электрической емкости и проводимости простых полупроводниковых приборных структур, для которых дана технология изготовления.

Авторы приняли во внимание интересы студентов различных уровней подготовки. В частности, дан вывод основных формул теории с анализом необходимых и достаточных предположений. При этом проводится разграничение по принципу: что? - вопрос теории, как? - проблемы технологии, метрологии и практики. Приведен список дополнительной литературы.

Выполнение заданий позволит студентам закрепить основные формулы и определения твердотельной электроники (например, умение “видеть” эквивалентную электрическую схему), а также численные значения важнейших параметров кремния и $\alpha\text{-SiO}_2$. Заполнение паспорта эксперимента сформирует ответственное отношение к делу.

Работа выполнена в рамках Межвузовской программы фундаментальных исследований “Низкоразмерные системы” Республики Беларусь.

Н.А. Поклонский

И. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЕМКОСТИ И СОПРОТИВЛЕНИЯ РЕЗКОГО рn-ПЕРЕХОДА ПРИ ОБРАТНОМ СМЕЩЕНИИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

СОДЕРЖАНИЕ

1. Теория метода.
 - 1.1. Электрическое поле и потенциал в рn-переходе. Толщина двойного электрического слоя.
 - 1.2. рn-переход при обратном электрическом смещении. Напряжение лавинного пробоя.
 - 1.3. Дифференциальная электрическая емкость. Эквивалентная схема обратносмещенного диода.
2. Технология изготовления диода.
3. Экспериментальная установка и методика измерений.
4. Задание и отчет по лабораторной работе.
5. Контрольные вопросы.

Цель работы – практическое освоение методики измерения и интерпретации вольт-фарадной характеристики диода с резким рn-переходом на переменном токе.

1. ТЕОРИЯ МЕТОДА

1.1. Электрическое поле и потенциал в рn-переходе. Толщина двойного электрического слоя

Резкий рn-переход характеризуется некоторой постоянной концентрацией акцепторов N_a , которая при изменении координаты x ступенчато изменяется до некоторой постоянной концентрации доноров N_d ; за начало отсчета x принимается граница металлургического рn-перехода x_j , где $N_d = N_a$. Резкий несимметричный ($N_a \gg N_d$) переход р⁺-n можно получить, например, с помощью эпитаксиального наращивания на Si-подложке n-типа проводимости слоя р⁺-типа с постоянной концентрацией акцепторов (рис.1). Считаем, что граница раздела между сильно легированной областью (эмиттером) и слаболегированной областью (базой) диода с рn-переходом является плоской и имеет площадь S .

В приближении обеднения принимается, что рn-структуру можно разделить на два электронейтральных и два обедненных подвижными носителями заряда (до уровня $n_i \approx 1,45 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ – при температуре $T \approx 300 \text{ К}$) региона; для $-x_p < x < x_n$ концентрация подвижных носителей заряда много меньше $|N_d - N_a|$.

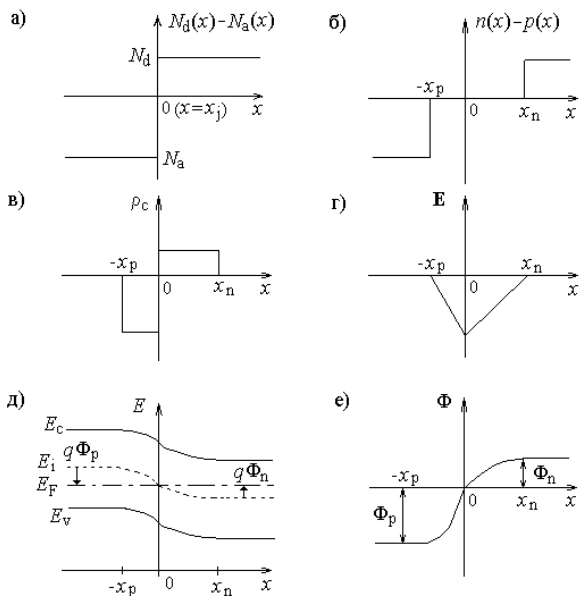


Рис. 1. Модель плоского резкого рп-перехода: а), б) распределение концентрации доноров N_d , акцепторов N_a , электронов n и дырок p по координате x ; в) распределение плотности заряда ρ_c по толщине двойного слоя $x_n + x_p$; г) электрическое поле E , которое тормозит и компенсирует стремление дырок и электронов к диффузии; д) энергетическая зонная диаграмма $E(x)$ в равновесии: E_F – уровень Ферми; $E_i(x)$ – середина запрещенной зоны; е) распределение электрического потенциала Φ вдоль рп-структуры

Уравнение Пуассона для электрического потенциала Φ в области обеднения имеет вид:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -q(N_d - N_a) / \varepsilon = -\rho_c / \varepsilon,$$

где $-q < 0$ – заряд электрона ($q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл); $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость кремния; $\varepsilon_r = 11,5$; $\varepsilon_0 = 8,85$ пФ/м.

Напряженность электрического поля в n-Si ($0 < x < x_n$):

$$E = -(qN_d / \varepsilon)(x_n - x). \quad (1)$$

Напряженность электрического поля в p-Si ($-x_p < x < 0$):

$$E = -(qN_a / \varepsilon)(x + x_p). \quad (2)$$

Из условия непрерывности $E(x)$ при $x = 0$ следует:

$$N_a x_p = N_d x_n, \quad (3)$$

т.е. ширина обедненной области с каждой стороны перехода обратно

пропорциональна соответствующей примесной концентрации. Из (1) определяем потенциал в n-Si ($0 < x < x_n$):

$$\Phi(x) = \Phi_n - (qN_d / 2\varepsilon)(x_n - x)^2, \quad (4)$$

где $\Phi_n = [E_F - E_i(x_n)] / q = k_B T / q \ln(N_d / n_i) > 0$ – электрический потенциал на электронейтральном крае n-Si ($x = x_n$) относительно точки x_i , в которой $E_F = E_i(x_i)$ и $p(x_i) = n(x_i) = n_i$.

Аналогично из (2) электрический потенциал в p-Si ($-x_p < x < 0$):

$$\Phi(x) = \Phi_p + (qN_a / 2\varepsilon)(x + x_p)^2, \quad (5)$$

где $\Phi_p = -\frac{k_B T}{q} \ln(N_a / n_i) < 0$.

Согласно (4) и (5), полное изменение потенциала $\Phi(x)$ при переходе из электронейтральной части p-области в электронейтральную часть n-области (высота барьера)

$$\Phi_j = \Phi_n - \Phi_p = \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_d N_a}{n_i^2}\right) > 0; \quad (6)$$

n-Si находится под более высоким потенциалом, чем p-Si.

Когда концентрация акцепторов N_a в p-Si приближается к эффективной плотности состояний дырок в валентной зоне ($\approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при $T \approx 300 \text{ К}$), то уровень Ферми E_F оказывается у потолка v-зоны E_v и потенциал $\Phi_p = -E_g / 2q \approx -0,55 \text{ В}$. Следовательно, встроенный потенциал перехода p⁺-n суть

$$\Phi_j \approx \frac{E_g}{2q} + \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right).$$

Аналогично для перехода между n⁺-Si и p-Si имеем:

$$\Phi_j \approx \frac{E_g}{2q} + \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right).$$

Для резкого pn-перехода с произвольными N_a и N_d полная ширина обедненной области – толщина двойного электрического слоя – находится из условия непрерывности $\Phi(x)$ при $x = 0$ и, согласно (3)–(5), равна:

$$x_c = x_n + x_p = x_n \left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right) = \left(\frac{2\varepsilon\Phi_j}{q} \cdot \frac{N_a + N_d}{N_a N_d}\right)^{1/2}. \quad (7)$$

1.2. pn-переход при обратном электрическом смещении. Напряжения лавинного пробоя

Уравнение (6) выведено в условиях термодинамического равновесия. Если к pn-переходу приложено внешнее напряжение U , то равновесие нарушается. Однако если ток через pn-переход мал, то и при нарушении

равновесия имеется истощенный (обедненный) подвижными носителями заряда слой, в пределах которого верны все предположения, сделанные при выводе уравнений (1)–(7). Изменяется лишь полное падение потенциала на рп-переходе: $\Phi_j - U$, где знак U соответствует уменьшению потенциального барьера при прямом смещении ($U > 0$; на р-Si подается “+” и “-” на n-Si) и увеличению барьера при обратном смещении ($U < 0$). Таким образом, из (7) следует:

$$\Phi_j - U = \frac{q}{2\varepsilon} x_c^2 \cdot \frac{N_d N_a}{N_d + N_a}; \quad (8)$$

толщина $x_c(U) = x_n + x_p$ двойного электрического слоя увеличивается при обратном смещении рп-перехода ($U < 0$) и уменьшается при прямом смещении ($U > 0$). Для обратносмещенного перехода р⁺-n при $-U \gg \Phi_j > 0$ ширина области объемного заряда в n-Si с удельным сопротивлением ρ при $T = 300$ К равна $x_c \approx x_n \approx 0,53\sqrt{-\rho U}$, где $[x_c]$ – мкм; $[\rho]$ – Ом·см; $[U]$ – В. Для обратносмещенного перехода n⁺-р ширина области объемного заряда в р-Si с удельным сопротивлением ρ при $T \approx 300$ К равна $x_c \approx x_p \approx 0,32\sqrt{-\rho U}$.

Максимальное электрическое поле в рп-переходе E_m находится из уравнений (1) и (2) (см. также рис.1, г):

$$\int_{-x_p}^{x_n} \mathbf{E}(x) dx = \frac{E_m x_c}{2} = \Phi_j - U. \quad (9)$$

Из (9) видно, что с ростом напряжения обратного смещения $U < 0$ величина E_m может достигнуть E_t – напряженности электрического поля пробоя (лавинного, туннельного или теплового).

В несимметричных резких переходах р⁺-n из Si при $T \approx 300$ К реализуется лавинный пробой. Если ширина области объемного заряда рп-перехода много больше длины свободного пробега носителей, то неосновные носители заряда при обратном смещении рп-перехода могут набрать достаточную кинетическую энергию для разрыва связи Si = Si с образованием пары электрон – дырка. Из формул (8) и (9) следует, что максимальная напряженность электрического поля $E_m = E_t$, при которой происходит лавинный пробой, достигается при обратном напряжении

$$U_t = -\Phi_j - \frac{\varepsilon E_t^2}{2qN_d}, \quad (10)$$

где $E_t \approx 3 \cdot 10^5$ В/см (измерения на р⁺-i-n⁺-структуре из Si при $T \approx 300$ К).

1.3. Дифференциальная электрическая емкость. Эквивалентная схема обратносмещенного диода

Для резкого плоского рп-перехода площадью S разноименные заряды нескомпенсированных электронами (дырками) ионизированных доноров (акцепторов) по обе стороны от плоскости $x = 0$ ($x = x_j$) равны по величине

$$Q_n = qN_d x_n S = |qN_a x_p S| = |Q_p| > 0. \quad (11)$$

Тогда дифференциальная емкость рп-перехода:

$$C = -\frac{dQ_n}{dU} = -qN_d S \frac{dx_n}{dU} = \frac{dQ_p}{dU}. \quad (12)$$

Так как $x_p = (N_d / N_a)x_n$ и $x_c = x_n + x_p$, то из (12) с учетом уравнения (8) находим так называемую барьерную емкость рп-перехода

$$C = S \left[\frac{q\epsilon N_a N_d}{2(\Phi_j - U)(N_a + N_d)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon S}{x_c}. \quad (13)$$

Для р⁺-п-перехода ($N_a \gg N_d$) формула (13) упрощается:

$$\left(\frac{S}{C} \right)^2 = \frac{2}{q\epsilon} \cdot \frac{(\Phi_j - U)}{N_d}, \quad (14)$$

и экспериментально определенная зависимость $C(U)$ дает возможность найти Φ_j и N_d (см. рис.2).

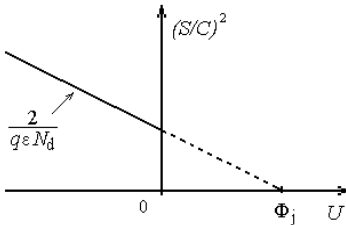


Рис.2. Зависимость дифференциальной емкости резкого р⁺п-перехода от приложенного напряжения

Зная величину $N_d \approx n$, находим уровень Ферми для электронного газа в базе $E_F = k_B T \ln(n / n_c)$, где $n_c = 2,5 \cdot 10^{19} \cdot (m_n / m_0)^{3/2} \cdot (T/300)^{3/2} \text{ см}^{-3}$; $m_n = 1,08 \cdot m_0$ для n-Si.

Замечание 1. Величина N_d в формуле (14) определяется как среднее значение концентрации доноров в интервале глубины сканирования базы от $x_n = (2\epsilon\Phi_j / qN_d)^{1/2}$ при $U = 0$ до $x_n = \epsilon S / C(U_m)$, где $C(U_m)$ – емкость при максимальном обратном напряжении на диоде $U_i < U_m < 0$.

Замечание 2. Аналогично формуле (14) получается выражение для расчета зависимости концентрации доноров в базе несимметричного диода от координаты

наты границы области обеднения:

$$N_d(x_c) = -\frac{2}{q\varepsilon} \left[\frac{d}{dU} \left(\frac{S}{C} \right)^2 \right]^{-1} = \frac{C^3}{q\varepsilon S^2 (dC/dU)},$$

где $x_c = \varepsilon S / C(U) \approx x_n$ — расстояние от границы металлургического р⁺п - перехода ($x = x_j = 0$) в глубь п - Si при $U < 0$.

Считаем, что при измерениях ошибку содержит лишь величина емкости, а напряжение на рп-переходе задается точно (в режиме генератора напряжения). Нахождение Φ_j и N_d из экспериментальных данных проведем методом наименьших квадратов по ν измерениям $C(U_i)$, где $i = \overline{1, \nu}$. Рассматривая (14) как уравнение прямой линии, вычисляем суммы:

$$y_1 = \sum_{i=1}^{\nu} U_i < 0; \quad y_2 = \sum_{i=1}^{\nu} U_i^2; \quad y_3 = \sum_{i=1}^{\nu} U_i (S / C_i)^2 < 0; \quad y_4 = \sum_{i=1}^{\nu} (S / C_i)^2$$

и находим

$$N_d = \frac{2}{q\varepsilon} \frac{(y_1^2 - y_2 \nu)}{(y_3 \nu - y_1 y_4)}; \quad \Phi_j = \frac{y_1 y_3 - y_2 y_4}{y_3 \nu - y_1 y_4}.$$

При сопоставлении формулы (14) для емкости несимметричного р⁺п-перехода $C(U)$ с экспериментально определяемой емкостью $C_x(V)$, где V – электрическое напряжение на диоде, необходимо учитывать его эквивалентную схему (рис. 3, 4).

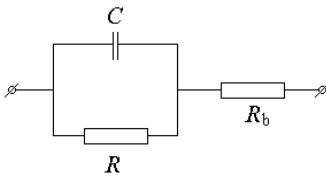


Рис. 3. Упрощенная эквивалентная схема диода при обратном смещении включает емкость C и активное сопротивление рп-перехода R , а также сопротивление базовой области R_b . Напряжение на рп-переходе $U = V - IR_b$ меньше полного падения напряжения V на величину IR_b , где I – ток через диод

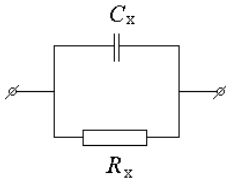


Рис. 4. Эквивалентная схема диода “на измерительном приборе”

Как правило, измерительный прибор представляет полное сопротив-

ление диода с рп-переходом в виде параллельной эквивалентной схемы замещения (рис. 4). Между эквивалентными схемами (рис. 3, 4) можно установить соответствие (приравнивая импеданс и тангенс угла сдвига фаз между током и напряжением на частоте $f = \omega / 2\pi$) и перевести параллельные схемы в последовательные:

$$R_b + \frac{R}{1 + (\omega RC)^2} = \frac{R_x}{1 + (\omega R_x C_x)^2}; \quad C \cdot \frac{1 + (\omega RC)^2}{(\omega RC)^2} = C_x \cdot \frac{1 + (\omega R_x C_x)^2}{(\omega R_x C_x)^2}. \quad (15)$$

Из (15) находим выражение емкости C и сопротивления рп-перехода R через сопротивление базы R_b и экспериментально измеряемые C_x и R_x в виде:

$$C = \frac{C_x R_x^2}{(R_x - R_b)^2 + R_b^2 (\omega R_x C_x)^2}; \quad R = \frac{(R_x - R_b)^2 + R_b^2 (\omega R_x C_x)^2}{R_x - R_b [1 + (\omega R_x C_x)^2]}. \quad (16)$$

Добротность Q обратносмещенного диода с р⁺п-переходом по эквивалентной схеме (рис. 3, 4) при $R_b \ll R$ есть:

$$Q = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_x} = \omega C_x R_x \approx \frac{\omega CR}{1 + \omega^2 C^2 R_b R}, \quad (17)$$

где учтено, что

$$C_x = \frac{CR^2}{(R + R_b)^2 + R_b^2 (\omega RC)^2}; \quad R_x = \frac{(R + R_b)^2 + R_b^2 (\omega RC)^2}{R + R_b [1 + (\omega RC)^2]}.$$

Из (16) видно, что для нахождения C и R по измеряемым величинам C_x и R_x необходимо знать величину сопротивления базовой области R_b . Приближенно $R_b = \rho_b W / S$, где ρ_b – удельное сопротивление, W – толщина электронейтральной области базы (расстояние между границей положительного заряда и омическим контактом к п-области), S – площадь р⁺п-перехода. Если $R_b \ll R$ и $\omega R_b C \ll 1$, то $C \approx C_x$ и можно напрямую использовать формулу (14) для определения параметров рп-перехода.

Замечание 3. Понятие дифференциальной емкости обратносмещенного рп-перехода (формула (12)) имеет смысл только при достаточно малой амплитуде переменного напряжения, когда изменение заряда линейно связано с изменением напряжения. В формуле (8) напряжение можно представить в виде $\tilde{U} = U + U_1 \exp(i\omega t)$ суммы постоянной и переменной во времени составляющих (практически это соответствует измерению C в режиме генератора напряжения). Тогда из условия $\Delta x_n = x_n(\tilde{U}) - x_n(U) \propto U_1$ (изменение заряда линейно связано с изменением напряжения) следует $|U_1| \ll \Phi_j - U$, где $\tilde{U} < 0$.

Замечание 4. Для обратносмещенного диода на краях областей обеднения ($x = x_n$, $x = -x_p$) изменение заряда создается перемещением электронов и дырок, которым доступны частоты $1/\tau_M$, где $\tau_M \approx \epsilon \rho$ – время релаксации Максвелла в базовой области рп-структуры с удельным сопротивлением ρ . При $f \ll 1/\tau_M$ заряд будет синфазно реагировать на внешнее напряжение.

2. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДИОДА

В качестве подложки была взята пластина легированного фосфором кремния с удельным сопротивлением $\rho_b \approx 4,5$ Ом·см при $T \approx 300$ К (сокращенно КЭФ – 4,5). В квадратные “окна” легирования, каждое

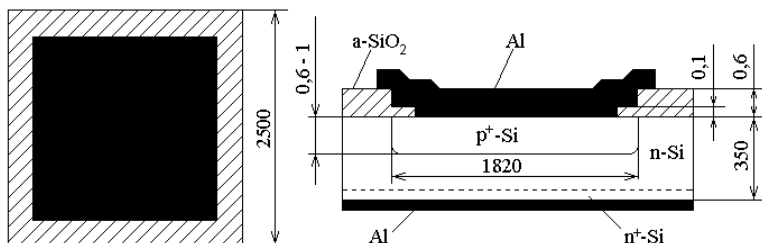


Рис.5. Виды в плане и в сечении резкого p^+n -перехода (размеры даны в микрометрах)

площадью $S = 1820 \times 1820$ мкм² (см. рис. 5), проводилась имплантация (через $a\text{-SiO}_2$ толщиной 0,1 мкм) ионов бора с энергией 80 кэВ ($R_p = 0,27$ мкм, $\Delta R_p = 0,065$ мкм); доза имплантации составила $qN_i = 200$ мкКл/см². Отжиг в печи проводился при температуре 850 °С в течение 1 часа (глубина залегания p^+n -перехода $x_j \approx 0,6$ мкм). В обратную сторону пластины (для создания омического контакта) проводилась имплантация ионов фосфора с энергией 75 кэВ и дозой 500 мкКл/см²; отжиг в печи при температуре 850 °С в течение 1 часа. На p^+ -области и на обратную сторону пластины (т.е. $n^+\text{-Si}$) напылялся Al, с последующим жиганием при температуре 450 °С в течение $t = 15$ мин. Расстояние между металлическими электродами примерно равно 350 мкм (толщина базы $W \approx 347$ мкм). Затем скрайбером пластины разделялись на чипы площадью $2,5 \times 2,5$ мм².

Замечание 5. Большинство pn - переходов, изготовленных с помощью планарной технологии, имеют выход на границу раздела окисел - кремний; (исключение составляют переходы, образуемые скрытыми слоями). Если над сечением $A - A'$ (рис. 6) нет металлизации, то основное влияние на состояние поверхности кремния оказывает заряд в окисле, который почти всегда положителен и притягивает электроны. Это приводит к уменьшению приповерхностной ширины области обеднения в $n\text{-Si}$.

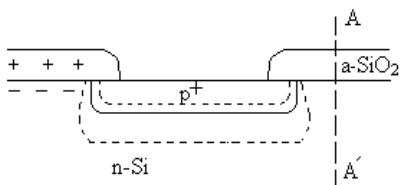


Рис. 6. Разрез рп-перехода, изготовленного по планарной технологии

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Блок-схема установки изображена на рис.7. Технические данные измерителя иммитанса Е7–14 приведены в приложении 1.

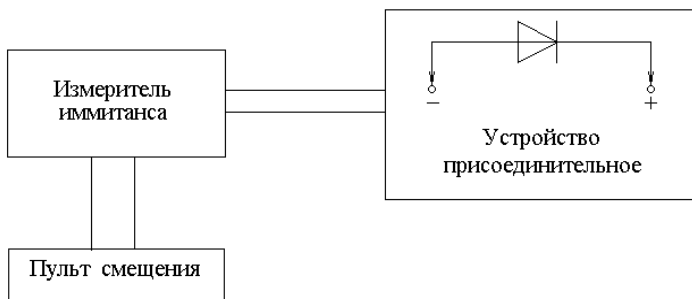


Рис. 7. Блок-схема измерительной установки

Замечание 6. Иммит(т)анс обобщает понятие импеданса (полного электрического сопротивления синусоидальному току электрической цепи) и адмит(т)анса (полной проводимости).

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с техническим описанием и инструкцией по эксплуатации измерителя иммитанса Е7–14.
2. Выбрать необходимые: эквивалентную схему; предел измерений; уровень и частоту измерительного сигнала.
3. Подключить к присоединительному устройству измерительную ячейку с диодом.
4. На пульте смещения задать нулевое напряжение смещения.
5. Установить необходимый режим запуска.
6. Развернуть U в нужных пределах.

4. ЗАДАНИЕ И ОТЧЕТ ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

4.1. Провести измерения зависимости емкости от величины напряжения при обратном смещении диода.

4.2. Выполнить необходимые вычисления и заполнить паспорт эксперимента.

5. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Изобразите энергетическую зонную диаграмму омического контакта между p^+ -Si и Al.

2. Можно ли встроенный потенциал Φ_j между n - и p -Si напрямую измерить вольтметром ?

3. При каких условиях реализуются туннельный и тепловой пробой диода?

Замечание 7. Хотя теорема “Там, где нет воли, нет и пути” доказана Шоу давно, она, несомненно, верна.

ПАСПОРТ ЭКСПЕРИМЕНТА

“Исследование электрической емкости и сопротивления резкого рп-перехода при обратном смещении на переменном токе”

Исходные данные:

Дата, время	
Объект исследования	
Температура, К	
Диэлектрическая проницаемость кремния, ϵ_r	
Тип рп-перехода	
Площадь рп-перехода S , см ²	

Измеренные и рассчитанные величины:

Электрическое напряжение на диоде V , В	
Частота измерительного сигнала f , МГц	
Амплитуда сигнала U_1 , мВ	
Диапазон изменения емкости рп-перехода (при обратном смещении) C , пФ	
Сопротивление рп-перехода R , Ом	
Добротность диода при обратном смещении Q	
Сопротивление базы диода R_b , Ом	
Высота барьера Φ_j , В	
Средняя концентрация примесей в базе N_d , см ⁻³	
Уровень Ферми в базе E_F , мэВ	
Толщина двойного электрического слоя x_c , мкм	
Напряжение лавинного пробоя U_i , В	

Студент _____

Преподаватель _____

II. ЕМКОСТЬ ПЛАВНОГО pn -ПЕРЕХОДА В Si ПРИ ОБРАТНОМ СМЕЩЕНИИ

СОДЕРЖАНИЕ

1. Теория метода.

1.1. Вольт-фарадная характеристика диода с линейным распределением разности концентраций акцепторов и доноров в области pn -перехода.

1.2. Напряжение лавинного пробоя плавного pn -перехода.

1.3. Расчет глубины залегания pn -перехода по параметру распределения легирующих примесей.

2. Технология изготовления плавного pn -перехода.

3. Экспериментальная установка и методика измерений.

4. Задание и отчет по лабораторной работе.

5. Контрольные вопросы.

Цель работы – практическое освоение методики измерения и интерпретации высокочастотной вольт-фарадной характеристики диода с плавным pn -переходом при обратном электрическом смещении.

1. ТЕОРИЯ МЕТОДА

1.1. Вольт-фарадная характеристика диода с линейным распределением разности концентраций акцепторов и доноров в области pn -перехода

В плоском pn -переходе распределение “действующей” примесной концентрации $N_d(x) - N_a(x) \equiv N_i(x)$ по координате x таково: $N_i(x) = N_a$ при $x - x_j < -N_a/a$; $N_i(x) = a(x - x_j)$ при $-N_a/a \leq x - x_j \leq N_d/a$; $N_i(x) = N_d$ при $x - x_j \geq N_d/a$, где a – параметр распределения примесей, x_j – координата металлургического pn -перехода, где концентрация доноров $N_d(x_j)$ равна концентрации акцепторов $N_a(x_j)$. За начало отсчета координаты примем $x = x_j = 0$ (см. рис.1).

В термодинамическом равновесии (отсутствие макроскопических потоков) уравнение Пуассона в области объемного заряда ($-x_c/2 < x < x_c/2$) плавного pn -перехода имеет вид:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho_c(x)}{\varepsilon} = -\frac{q}{\varepsilon}ax \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость кремния; $\varepsilon_r = 11,5$; $\varepsilon_0 = 8,85$ пФ/м; $-q < 0$ – заряд электрона; $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

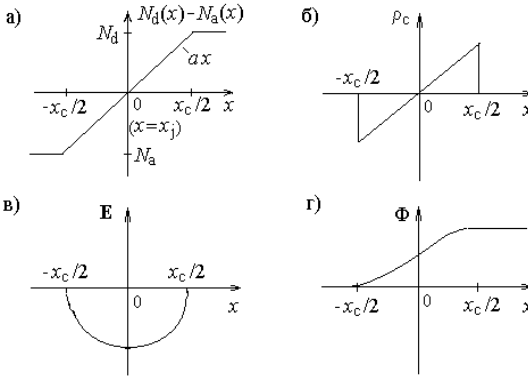


Рис.1. Модель pn-перехода с линейным распределением разности концентраций доноров и акцепторов в рамках приближения обедненной области (от $-x_c/2$ до $x_c/2$) подвижными носителями заряда: а) распределение доноров и акцепторов в окрестности координаты металлургического pn-перехода x_j ; б) плотность нескомпенсированного электронами и дырками объемного заряда ρ_c ионизованных примесей; в) напряженность электрического поля E ; г) потенциал Φ

Интегрируя уравнение (1), получаем:

$$E(x) = \frac{qa}{2\varepsilon} x^2 + C_1; \quad \Phi(x) = -\frac{qa}{6\varepsilon} x^3 - C_1 x + C_2. \quad (2)$$

С учетом граничных условий $E(-x_c/2) = E(x_c/2) = 0$; $\Phi(-x_c/2) = 0$; $\Phi(x_c/2) = \Phi_g$ из (2) следует:

$$E(x) = \frac{qa}{\varepsilon} \left[\frac{x^2}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{x_c}{2} \right)^2 \right], \quad \Phi(x) = \frac{qa}{6\varepsilon} \left[\left(\frac{x_c}{2} \right)^3 \frac{2x}{x_c} - x^3 \right] + \frac{\Phi_g}{2} \left(1 + \frac{2x}{x_c} \right), \quad (3)$$

где толщина двойного электрического слоя

$$x_c = (12\varepsilon\Phi_g / qa)^{1/3}. \quad (4)$$

Максимальное электрическое поле в pn-переходе

$$E_m = E(x=0) = -\frac{qax_c^2}{8\varepsilon} = -\frac{3\Phi_g}{2x_c}. \quad (5)$$

Концентрации электронов $n(x)$ и дырок $p(x)$ на внешних границах двойного электрического слоя и в его центре равны:

$$p\left(-\frac{x_c}{2}\right) = N_a - N_d \Big|_{x=-x_c/2} = \frac{ax_c}{2}; \quad n\left(\frac{x_c}{2}\right) = N_d - N_a \Big|_{x=x_c/2} = \frac{ax_c}{2};$$

$$n(0) = p(0) = n_i \Big|_{T=300K} \approx 1,45 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, \quad (6)$$

где $n_i = 3,9 \cdot 10^{16} T^{3/2} \exp(-1,21q/2k_B T)$ - число электронов (дырок) в 1 см^3 нелегированного кремния; $k_B T$ - тепловая энергия; $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$.

В электронейтральной области n-Si (при $x > x_c/2$) и p-Si ($x < -x_c/2$) разность между уровнем Ферми E_F и серединой запрещенной энергетической зоны E_i суть (см. рис.2):

$$E_F - E_i(x > x_c/2) = k_B T \ln \left[\frac{n(x_c/2)}{n_i} \right] = q\Phi_n > 0,$$

$$E_F - E_i(x < -x_c/2) = -k_B T \ln \left[\frac{p(-x_c/2)}{n_i} \right] = q\Phi_p < 0. \quad (7)$$

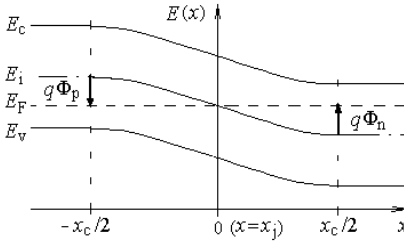


Рис.2. Зависимость одноэлектронной энергии $E(x) < 0$ в диоде с плавным рп-переходом от координаты x ; ширина запрещенной зоны $E_g = E_c - E_v > 0$; E_F - уровень Ферми

Из выражений (7), (6) и (4) находим связь “градиентного” напряжения Φ_g с величиной параметра распределения примесей a в рп-переходе:

$$\begin{aligned} \Phi_g &= \Phi_n - \Phi_p = \frac{k_B T}{q} \ln \left[\frac{p(-x_c/2)n(x_c/2)}{n_i^2} \right] = \\ &= \frac{2k_B T}{q} \ln \left(\frac{ax_c}{2n_i} \right) = \frac{2k_B T}{3q} \ln \left(\frac{3\epsilon a^2}{2qn_i^3} \Phi_g \right) > 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Величина заряда нескомпенсированных электронами ионизованных примесей $N_d > N_a$ в n-области равна заряду нескомпенсированных дырками ионизованных примесей $N_a > N_d$ в р-области:

$$Q_n = S \int_0^{x_c/2} qax dx = qaSx_c^2/8 = S \frac{qa}{8} \left(\frac{12\epsilon\Phi_g}{qa} \right)^{2/3} = |Q_p| > 0, \quad (9)$$

где S - площадь рп-перехода.

Для случая малого отклонения от равновесия (малые токи через диод) величина Φ_g может быть заменена на $\Phi_g - U$, где $U < 0$ - обратное смещение на рп-переходе. Тогда формулы (4), (5) и (9) принимают вид:

$$x_c(U) = (12\varepsilon(\Phi_g - U) / qa)^{1/3},$$

$$E_m(U) = -\frac{3(\Phi_g - U)}{2x_c} = -\frac{3}{2} \left(\frac{qa}{12\varepsilon} \right)^{1/3} (\Phi_g - U)^{2/3},$$

$$Q_n(U) = S \frac{qa}{8} \left(\frac{12\varepsilon(\Phi_g - U)}{qa} \right)^{2/3} = |Q_p(U)|, \quad (10)$$

где под U понимается алгебраическое значение напряжения на рп-переходе.

Из (10) получаем дифференциальную емкость плавного рп-перехода:

$$C(U) = -\frac{dQ_n(U)}{dU} = \frac{dQ_p(U)}{dU} = S \left[\frac{qa\varepsilon^2}{12(\Phi_g - U)} \right]^{1/3} = \frac{\varepsilon S}{x_c(U)}. \quad (11)$$

Из (11) и рис. 3 видно, что при прямом электрическом смещении $U > 0$ величина емкости $C(U)$ возрастает из-за инжектированных в область обеднения электронов и дырок, уменьшающих толщину двойного электрического слоя $x_c(U)$ и заряд $Q_n = |Q_p|$. При обратном смещении $U < 0$ емкость уменьшается из-за увеличения $x_c(U)$.

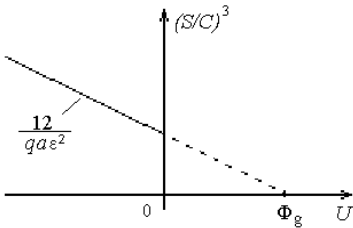


Рис. 3. Зависимость дифференциальной емкости плавного рп-перехода от приложенного напряжения для модели источенного (обедненного) подвижными носителями заряда двойного электрического слоя

Замечание 1. Понятие дифференциальной емкости обратносмещенного рп-перехода (формула (11)) имеет смысл только при достаточно малой амплитуде переменного напряжения U_1 , когда изменение заряда линейно связано с изменением напряжения $\tilde{U} = U + U_1 \exp(i\omega t)$, где $\omega = 2\pi f$ – частота переменного поля. В формулах (10) напряжение можно представить в виде суммы постоянной U и переменной $U_1 \exp(i\omega t)$ составляющих (практически это соответствует измерению C в режиме генератора напряжения). Тогда из условия $\Delta Q_n = Q_n(\tilde{U}) - Q_n(U) \propto U_1$ (изменение заряда линейно связано с изменением напряжения) следует $|U_1| \ll \Phi_g - U$, где $U < 0$.

Считаем, что при измерениях ошибку содержат лишь величины емкости $C(U)$, а напряжение на рп-переходе $U < 0$ задается точно (в ре-

жиме генератора напряжения). Нахождение Φ_g и a проведем методом наименьших квадратов по ν измерениям $C(U_i)$, где $i = \overline{1, \nu}$. Для удобства сравнения с экспериментом представим формулу (11) в виде уравнения прямой линии

$$\left(\frac{S}{C}\right)^3 = \frac{12}{qa\varepsilon^2}(\Phi_g - U) \quad (12)$$

вычисляем суммы

$$Z_1 = \sum_{i=1}^{\nu} U_i < 0; \quad Z_2 = \sum_{i=1}^{\nu} U_i^2; \quad Z_3 = \sum_{i=1}^{\nu} U_i(S/C_i)^3 < 0; \quad Z_4 = \sum_{i=1}^{\nu} (S/C_i)^3,$$

и находим

$$a = \frac{12(Z_1^2 - Z_2\nu)}{qa\varepsilon^2(Z_3\nu - Z_1Z_4)}, \quad \Phi_g = \frac{Z_1Z_3 - Z_2Z_4}{Z_3\nu - Z_1Z_4}.$$

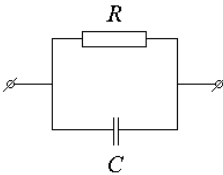


Рис. 4. Эквивалентная схема диода “на измерительном приборе”

Добротность обратносмещенного диода с плавным рп-переходом по эквивалентной схеме замещения (рис. 4) $Q = \operatorname{tg}^{-1}\delta = \omega CR$, где $\operatorname{tg}\delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь, R – активное сопротивление рп-перехода на частоте ω .

Замечание 2. Если экспериментальные точки “ложатся” на прямую $(S/C)^3 \propto U$, то это служит подтверждением (но не доказательством) принятого характера распределения примесей $N_d(x) - N_a(x) = ax$. Однако вольт-фарадные характеристики неоднозначно связаны с распределением примесей в рп-переходе (см. рис. 5). Поэтому при анализе зависимости $C(U)$ необходимо принимать во внимание детали технологии изготовления диода.

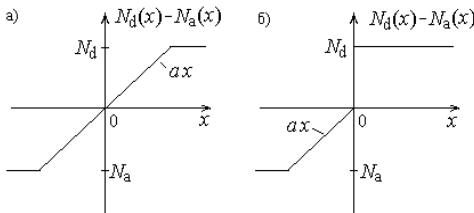


Рис. 5. Различные распределения примесей, обеспечивающие “одинаковые” вольт-фарадные характеристики

1.2. Напряжение лавинного пробоя плавного рп-перехода

Электрическое поле в рп-переходе увеличивается с ростом обратно напряжения смещения и может достигнуть E_t – напряженности пробоя (лавинного, туннельного или теплового). В плавных рп-переходах доминирует лавинный пробой, когда подвижные носители заряда между столкновениями приобретают в электрическом поле энергию, достаточную для разрыва ковалентных связей в кремнии. В таком процессе каждый носитель, взаимодействующий таким образом с решеткой, генерирует два дополнительных носителя тока. Если считать, что все три носителя имеют одинаковую массу, то из законов сохранения энергии и импульса следует, что для разрыва ковалентной связи Si=Si исходный электрон должен иметь кинетическую энергию не менее $3E_g/2$.

Из формулы (10) следует, что максимальная электрическая напряженность, при которой происходит лавинный пробой $E_m(U_t) = E_t$, достигается при обратном напряжении

$$U_t = -\Phi_g - \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \left(\frac{12\varepsilon}{qa}\right)^{1/2} E_t^{3/2}, \quad (13)$$

где $E_t \approx 3 \cdot 10^5$ В/см (на р⁺-i-n⁺структурах из Si при T = 300 К).

1.3. Расчет глубины залегания плавного рп-перехода по параметру распределения легирующих примесей

Рассмотрим три способа получения рп-переходов посредством диффузии акцепторов в однородно легированную подложку n-Si.

1.3.1. При загонке в течение всего диффузионного отжига на поверхности подложки поддерживается постоянная концентрация акцепторов (диффузия из “бесконечного источника”):

$$N_a(x, t) = N_s \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right), \quad (14)$$

где N_s – предельная растворимость акцепторов при температуре диффузии, D – коэффициент диффузии, t – время; количество атомов, прошедших через единицу поверхности за время t , равно $2N_s\sqrt{Dt} / \pi = Q$.

На металлургической границе рп-перехода x_j имеем:

$$N_a(x_j, t) = N_s \operatorname{erfc}\left(\frac{x_j}{2\sqrt{Dt}}\right) = N_d; \quad N_d - N_a(x, t) = a(x - x_j). \quad (15)$$

Из (14) и (15) с учетом того, что $\operatorname{erfc}(Z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z \exp(-y^2) dy$ и

$\frac{dN_a}{dx} \Big|_{x=x_j} = \frac{N_s}{\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x_j^2}{4Dt}\right) = a$, получаем глубину залегания плавного рп-перехода:

$$x_j = 2\sqrt{Dt \ln\left(\frac{Q}{2aDt}\right)}. \quad (16)$$

1.3.2. При разгонке (перераспределении) акцепторов реализуется режим диффузии из ограниченного источника:

$$N_a(x, t) = \frac{\tilde{N}_s}{\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right), \quad (17)$$

где $\tilde{N}_s = Q$ – поверхностная концентрация акцепторов.

С учетом того, что $N_d - N_a(x, t) = a(x - x_j)$, имеем:

$$x_j = 2a \frac{Dt}{N_d}. \quad (18)$$

1.3.3. Результирующее распределение акцепторов после их имплантации и последующего отжига описывается выражением:

$$N_a(x, t) = \frac{\tilde{N}_i}{\sqrt{2\pi} \sqrt{\Delta R_p^2 + 2Dt}} \exp\left[-\frac{(R_p - x)^2}{2\Delta R_p^2 + 4Dt}\right], \quad (19)$$

где x – расстояние от поверхности в глубь подложки n-Si в направлении падения пучка ионов, \tilde{N}_i – доза имплантации (количество внедренных атомов на единицу площади), R_p – проекционный пробег ионов, ΔR_p – среднеквадратичное (стандартное) отклонение пробегов.

С учетом того, что $N_d - N_a(x, t) = a(x - x_j)$, получаем:

$$x_j = R_p + \frac{a(\Delta R_p^2 + 2Dt)}{N_d}. \quad (20)$$

Если при изготовлении диода проводилось несколько процессов диффузии (или термообработки) при разных температурах, то $(Dt) = \sum (Dt)_i$, где D_i – коэффициент диффузии, t_i – длительность i -го процесса.

2. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПЛАВНОГО pn-ПЕРЕХОДА

В качестве подложки была взята пластина Si : P (удельное сопротивление $\rho \approx 50$ Ом·см при $T \approx 300$ К, что соответствует концентрации атомов фосфора $N_d = 10^{14}$ см⁻³). На первом этапе производилась имплантация (через a-SiO₂ толщиной 0,1 мкм) ионов бора с энергией 80 кэВ (проекционный пробег $R_p \approx 0,27$ мкм; $\Delta R_p \approx 0,065$ мкм). Доза имплантации $q\tilde{N}_i = 500$ мкКл/см². Отжиг в печи проводился в атмосфере N₂ при температуре $T \approx 1250$ °С в течение $t = 48$ часов; коэффициент диффузии

атомов бора $D \approx 7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$. Площадь рп-перехода $S = 0,13 \text{ см}^2$. На втором этапе осуществлялось стравливание а-SiO₂ и имплантация ионами бора (доза 300 мкКл/см²; энергия 40 кэВ) и фосфора (300 мкКл/см²; 60 кэВ) для создания омических контактов к р- и n-Si. Отжиг проводился в течение 1 часа при температуре 850 °С. С обеих сторон напылялся Al с последующим вжиганием при температуре 450 °С в течение 15 мин. Расстояние между омическими контактами к рп-переходу примерно равно 200 мкм. Наконец, на третьем этапе, проводилось скрайбирование пластин на чипы.

Замечание 3. Омический контакт между проводниками электричества должен иметь линейную и симметричную вольт-амперную характеристику (т.е. не зависящую от полярности приложенного напряжения). Распространены два способа формирования омических контактов: 1) образование множества дефектов кристаллической решетки путем шлифования поверхности полупроводника; 2) формирование на поверхности полупроводника тонкого слоя с высокой концентрацией примеси. Первый способ основан на том, что через структуру протекает генерационно-рекомбинационный ток. Во втором случае преобладает туннельный ток.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Блок-схема установки изображена на рис.6. Технические данные измерителя иммитанса Е7–14 приведены в приложении 1.

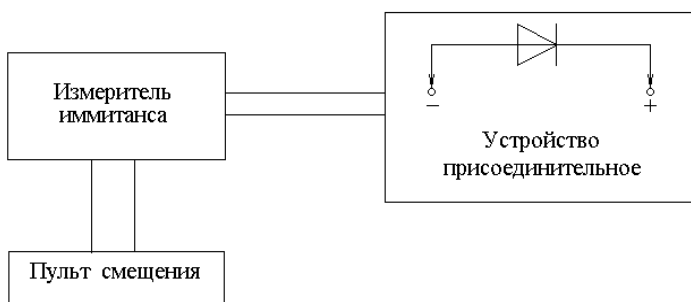


Рис. 6. Блок - схема измерительной установки

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с техническим описанием и инструкцией по эксплуатации измерителя иммитанса Е7-14.
2. Выбрать необходимые: эквивалентную схему; предел измерений;

уровень и частоту измерительного сигнала.

3. Подключить к присоединительному устройству измерительную ячейку с диодом.
4. На пульте смещения задать нулевое напряжение смещения.
5. Установить необходимый режим запуска.
6. Развернуть U в нужных пределах.

4. ЗАДАНИЕ И ОТЧЕТ ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

4.1. Провести измерения зависимости емкости и сопротивления диода от величины напряжения при обратном смещении.

4.2. Выполнить необходимые расчеты и заполнить паспорт эксперимента.

Замечание 4. Знак U – это чувственное в умопостигаемом.

5. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

5.1. Изобразить энергетическую зонную диаграмму плавного рп-перехода при обратном напряжении.

5.2. Может ли величина градиентного напряжения Φ_g превышать E_g/q , где $E_g = 1,1$ эВ – ширина запрещенной энергетической зоны c-Si при $T = 300$ К?

5.3. Почему напряжение лавинного пробоя U_t больше у диодов с меньшей величиной параметра распределения примесей a ?

5.4. Найти время диэлектрической релаксации $\tau_M = \varepsilon_r \varepsilon_0 \rho$ для n-Si с удельным сопротивлением $\rho = 50$ Ом·см при $T = 300$ К. Сравнить τ_M^{-1} с частотой, на которой производится измерение дифференциальной емкости.

5.5. При малых прямых смещениях ($U \leq \Phi_g$) емкость возрастает с увеличением напряжения. Почему?

5.6. При прочих равных условиях емкость обратносмещенного плавного рп-перехода меньше емкости резкого. Почему? (Для резкого рп-перехода $N_d(x) - N_a(x) = N_d \Theta(x - x_j) - N_a \Theta(x_j - x)$, где $\Theta(x - x_j)$ – функция Хевисайда.)

ПАСПОРТ ЭКСПЕРИМЕНТА

“Емкость плавного рп-перехода в Si при обратном смещении”

Исходные данные:

Дата, время	
Объект исследования	
Температура, К	
Диэлектрическая проницаемость кремния, ϵ_r	
Площадь рп-перехода S , см ²	
Тип рп-перехода	

Измеренные и рассчитанные величины:

Электрическое напряжение на диоде $V \approx U$, В	
Частота измерительного сигнала f , МГц	
Амплитуда сигнала V_I , мВ	
Диапазон изменения емкости C , пФ	
Активное сопротивление рп-перехода R , Ом	
Добротность диода Q	
Градиентное напряжение Φ_g , В	
Параметр распределения примесей a , см ⁻⁴	
Толщина двойного электрического слоя x_c , мкм	
Напряжение лавинного пробоя U_t , В	
Глубина залегания рп-перехода x_j , мкм	

Студент _____

Преподаватель _____

III. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ БАЗОВОЙ ОБЛАСТИ ДИОДА С p^+n -ПЕРЕХОДОМ ПРИ ПРЯМОМ НАПРЯЖЕНИИ СМЕЩЕНИЯ

СОДЕРЖАНИЕ

1. Теория метода.
 - 1.1. Несимметричный p^+n -переход при прямом смещении; активная часть дифференциального сопротивления диода с pn -переходом.
 - 1.2 Эквивалентная схема прямосмещенного диода.
 - 1.3. Выполнение расчетов.
2. Технология изготовления p^+n -перехода.
3. Экспериментальная установка и методика измерений.
4. Задание и отчет по лабораторной работе.
5. Контрольные вопросы.

Цель работы – практическое освоение методики измерения сопротивления базовой области диода с p^+n -переходом на переменном токе.

1. ТЕОРИЯ МЕТОДА

1.1. Несимметричный p^+n -переход при прямом смещении; активная часть дифференциального сопротивления диода с pn -переходом

В реальном диоде последовательно с pn -переходом “включено” сопротивление базовой области R_b ; сопротивлением эмиттера (сильно-легированной области) можно пренебречь. Падение напряжения на pn -переходе $U = V - IR_b$ меньше полного падения напряжения на диоде V на величину IR_b , где I – ток через диод.

Статическая вольт-амперная характеристика диода описывается известным выражением:

$$I = I_s \left\{ \exp \left[\frac{q(V - IR_b)}{mk_B T} \right] - 1 \right\}, \quad (1)$$

где $-q < 0$ – заряд электрона, $I = -I_s < 0$ – ток насыщения при обратном смещении, m – фактор качества, учитывающий рекомбинацию электронов и дырок в области объемного заряда pn -перехода (см. рис.1), а также геометрию “растекания” потока неосновных носителей заряда в базе диода.

Элементарный вывод формулы (1) для несимметричного резкого перехода p^+n из Si при $m \approx 1$ предполагает, что:

- 1) $x_c \approx x_n \ll L_p$, где L_p – длина диффузии дырок в n -Si, т. е. дырки,

пересекающие плоскость $x = -x_p$, доходят до плоскости $x = x_n$ без рекомбинации;

2) концентрация инжектируемых в n-Si дырок много меньше тамошней концентрации электронов, т. е. $p(x = x_n) \ll n(x = x_n) = N_d$.

В переходе $p^+ - n$ полный ток I определяется диффузионным током дырок

$$I \approx I_p = -qSD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=x_n},$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок в n-Si.

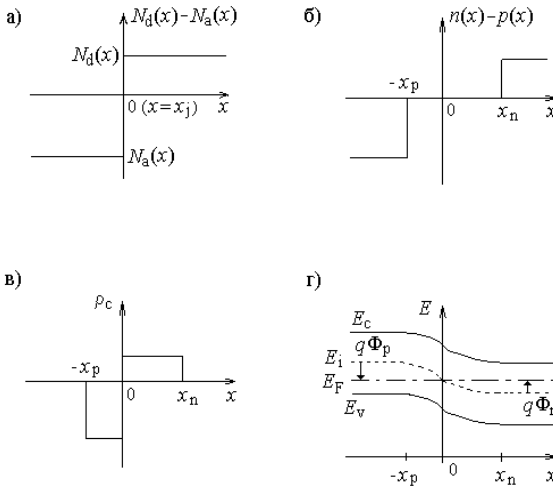


Рис. 1. Модель плоского резкого $p^+ - n$ -перехода в тепловом равновесии: а), б) распределение концентрации доноров N_d , акцепторов N_a , электронов n и дырок p по координате x ; в) распределение плотности заряда ρ_c по толщине двойного слоя $x_n + x_p$; г) энергетическая зонная диаграмма: E_F – уровень Ферми, $E_i(x)$ – середина запрещенной зоны; $\Phi_n + \Phi_p = \Phi_j$ – “встроенный” электрический потенциал

Уравнение непрерывности для инжектированных из эмиттера ($p^+ - Si$) в базу (n-Si) дырок

$$\frac{d^2(p - p_n)}{dx^2} - \frac{p - p_n}{L_p^2} = 0,$$

где $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ – диффузионная длина, τ_p – время жизни дырок, $p_n = n_i^2 / N_d$ – равновесная концентрация дырок в n-Si (базе диода); $n \approx N_d$ – равновесная концентрация электронов в базе.

Решая уравнение непрерывности с граничными условиями: $p(x=x_n) = p_n \exp(qU/k_B T)$; $p(x \rightarrow \infty) = p_n$, где U – напряжение на переходе $p^+ - n$, имеем:

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=x_n} = -\frac{p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

и ток в виде формулы (1) при $m = 1$; $I_s = qSp_n D_p / L_p$.

Согласно (1), падение напряжения на диоде нелинейно зависит от тока:

$$V = IR_b + m \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{I + I_s}{I_s}\right);$$

реальная часть дифференциального сопротивления диода (при $I \gg I_s$):

$$R_d = \frac{dV}{dI} \approx R_b + m \frac{k_B T}{qI}, \quad (2)$$

где R_b можно определить экстраполяцией (см. рис. 2).

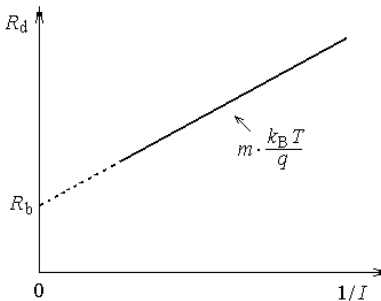


Рис. 2. Зависимость реальной части дифференциального сопротивления диода от обратной величины прямого тока

Замечание 1. Понятие дифференциального сопротивления по формуле (2) имеет смысл только при достаточно малых амплитудах переменного тока (частотой $\omega = 2\pi f$) через диод, когда изменение тока линейно связано с изменением напряжения. В формуле (1) ток можно представить как сумму постоянной I и переменной составляющих $I_1 \cdot \exp(i\omega t)$ (практически это соответствует измерению прямосмещенного диода в режиме генератора тока). Тогда из условия $dV \approx \Delta V = \tilde{V} - V = V_1 \exp(i\omega t) \propto I_1 \exp(i\omega t) = \Delta I \approx dI$ следует, что $|I_1| \ll I$ (ограничение на амплитуду переменного тока).

1.2. Эквивалентная схема прямосмещенного диода

Ясно, что при прямом смещении p -перехода до напряжения $U \rightarrow \Phi_j > 0$ (где $\Phi_j \approx 2E_g/3q$ – встроенный электрический потенциал,

E_g – ширина запрещенной энергетической зоны) толщина обедненного двойного электрического слоя $x_c \rightarrow 0$ и емкость (т.н. диффузионная емкость) будет определяться инерционностью кинетических процессов диффузии, дрейфа и рекомбинации дырок с электронами. На практике при изменении в диапазоне $0 \div \Phi_j$ электрическая емкость C диода (рис.3) вначале возрастает, затем резко уменьшается до нуля и становится

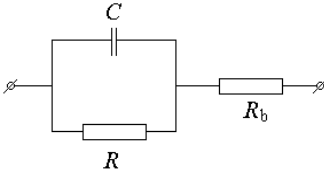


Рис. 3. Упрощенная эквивалентная схема прямосмещенного диода при $0 < U < \Phi_j$ включает емкость C и активное сопротивление p -перехода R , а также сопротивление базовой области R_b

отрицательной, т.е. индуктивностью. Это означает, что на переменном токе эквивалентная схема прямосмещенного диода при $U \approx \Phi_j$ имеет вид (рис. 4). Добротность диода $Q = \omega L/R_d$.

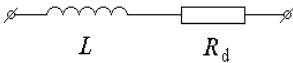


Рис. 4. Эквивалентная схема диода с p^+n -переходом на переменном токе при прямом смещении $U \approx \Phi_j$ включает последовательно соединенную индуктивность L и сопротивление R_d

Замечание 2. Как правило, измерительный прибор представляет полное сопротивление двухполюсника в виде параллельной (рис. 5, а) или последовательной (рис. 5, б) эквивалентной схемы замещения. Приравнивая действующие сопротивления параллельной и последовательной эквивалентных схем, а также тангенсы угла сдвига фаз, можно установить соответствие:

$$R_2 = \frac{R_1}{1 + \omega^2 R_1^2 C_1^2}, \quad L_2 = \frac{R_1^2 (-C_1)}{1 + \omega^2 R_1^2 C_1^2}.$$

Таким образом, если $C_1 < 0$ по схеме 5, а, то в двухполюснике содержится индуктивность L_2 .

1.3. Выполнение расчетов

Считаем, что при измерениях ошибку содержат лишь величины сопротивления R_d , а ток I через pn -переход задается точно (в режиме гене-

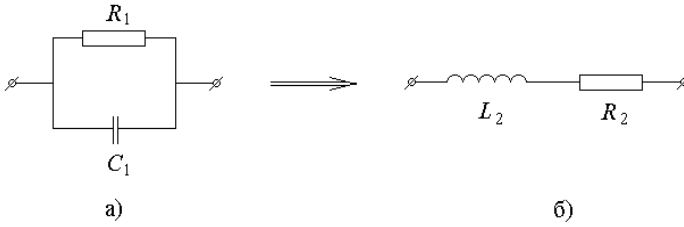


Рис.5. Эквивалентные схемы: а) параллельная (полное сопротивление $Z_1 = \left(\frac{1}{R_1^2} + (\omega C_1)^2 \right)^{-1/2}$, тангенс угла сдвига фаз $\operatorname{tg}\varphi_1 = -\omega R_1 C_1$); б) последовательная ($Z_2 = \sqrt{R_2^2 + (\omega L_2)^2}$, $\operatorname{tg}\varphi_2 = -\omega L_2 / R_2$)

ратора тока). Определение R_b и m проведем методом наименьших квадратов по ν измерениям $R_d(I_i)$, где $i = \overline{1, \nu}$. Формулу (2) аппроксимируем прямой линией:

$$R_d = m \frac{k_B T}{qI} + R_b;$$

вычисляем суммы

$$Z_1 = \sum_{i=1}^{\nu} R_{d_i}, \quad Z_2 = \sum_{i=1}^{\nu} 1 / I_i^2, \quad Z_3 = \sum_{i=1}^{\nu} R_{d_i} / I_i, \quad Z_4 = \sum_{i=1}^{\nu} 1 / I_i,$$

находим

$$R_b = \frac{Z_1 Z_2 - Z_3 Z_4}{\nu Z_2 - Z_4^2}; \quad m = \frac{q}{k_B T} \cdot \frac{\nu Z_3 - Z_1 Z_4}{\nu Z_2 - Z_4^2}.$$

Замечание 3. Метод наименьших квадратов (по Лежандру) для линейной функции $y = kx + b$. Допустим, что имеется ν пар измерений $(x_1, y_1), (x_2, y_2), \dots, (x_\nu, y_\nu)$; ошибки содержат лишь величины y . Отклонение в i -м измерении составляет $y_i - kx_i - b$. “Наилучшие” значения k и b выбираются так, чтобы сумма $\sum_{i=1}^{\nu} (y_i - kx_i - b)^2$ была минимальной:

$$\sum_i [-2x_i(y_i - kx_i - b)] = 0; \quad \sum_i [-2(y_i - kx_i - b)] = 0.$$

Сиречь, искомые величины k и b получаются решением системы уравнений

$$k \sum_i x_i^2 + b \sum_i x_i = \sum_i x_i y_i; \quad k \sum_i x_i + b \nu = \sum_i y_i.$$

2. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ p⁺n ПЕРЕХОДА

В качестве подложки была взята пластина Si : Sb (удельное сопротивление $\rho = 0,01$ Ом·см при $T \approx 300$ К); сокращенно КЭС – 0,01. На подложке выращивался эпитаксиальный слой Si : P ($\rho_b = 1$ Ом·см при $T \approx 300$ К) толщиной 17 мкм (см. рис.6). Далее часть подложки сошлифовывалась. В “круглые окна” планарной стороны диаметром 250 мкм проводилось легирование (загонка) атомами бора при температуре $T_1 = 950$ °С в течение $t_1 = 40$ мин, разгонка выполнялась при $T_2 = 1200$ °С в течение $t_2 = 2,5 \div 3$ часов (глубина залегания pn-перехода $x_j \approx 6 \div 9$ мкм). Для создания омического контакта к p-области формировалась p⁺-область (температура диффузии бора $T_3 = 1050$ °С, $t_3 = 40$ мин) с поверхностным сопротивлением $\approx 16 \div 22$ Ом/□. На p⁺-область и на обратную сторону пластины (т. е. n⁺-Si) напылялось серебро. Затем пластина скрайбером разделялась на чипы размером $0,28 \times 0,28$ мм².

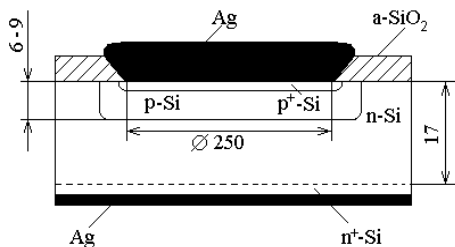


Рис. 6. Поперечное сечение диода (размеры даны в микрометрах)

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Блок-схема установки приведена на рис. 7. Технические данные измерителя иммитанса (измерителя L, C, R цифрового Е7–12) приведены в приложении 2.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с техническим описанием и инструкцией по эксплуатации измерителя L, C, R цифрового Е7–12.
2. Выбрать необходимые: эквивалентную схему; предел измерений; уровень измерительного сигнала.
3. Подключить к присоединительному устройству измерительную ячейку с диодом.

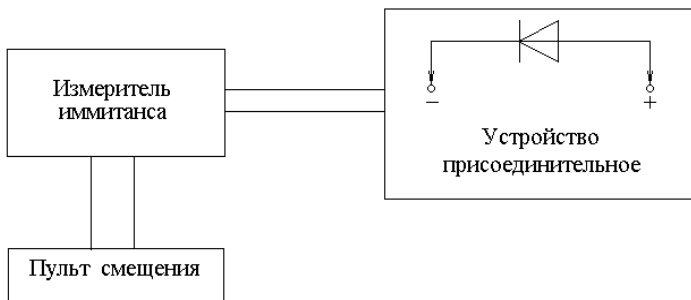


Рис. 7. Блок - схема измерительной установки

4. На пульте смещения задать нулевой ток смещения.
5. Установить необходимый режим запуска.
6. Развернуть I в нужных пределах.

4. ЗАДАНИЕ И ОТЧЕТ ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

- 4.1. Провести измерения зависимости дифференциального сопротивления от тока при прямом включении диода, выполнить необходимые расчеты.
- 4.2. Ответить на контрольные вопросы, решить задачи.
- 4.3. Заполнить паспорт эксперимента.

5. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Найдите удельное сопротивление базы диода ρ_b . Толщину базовой области считать равной 7,5 мкм. Сравните полученное ρ_b со значением ρ эпитаксиального слоя.

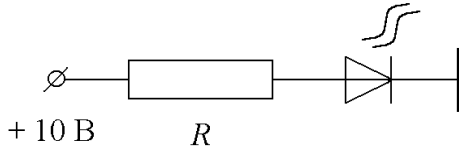
2. Определите концентрацию электронов n в базовой области (n-Si; $\rho \approx 1$ Ом·см при $T = 300$ К). Подвижность электронов $\mu_n \approx 1300$ см²·В⁻¹·с⁻¹.

3. Толщина n-области (базы) высокочастотного кремниевого диода с p⁺n-переходом равна W . Покажите, что электрическая емкость на прямой ветви вольт-амперной характеристики определяется выражением:

ем: $-dQ/dU \approx \frac{W^2}{2D_p} \cdot \frac{dI}{dU}$, где $I \approx -qD_p dp/dx \approx -qD_p \Delta p/W$ – дырочный

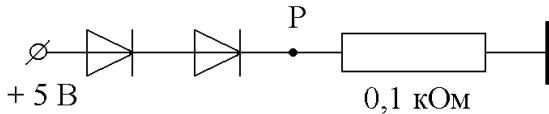
диффузионный ток в базе диода (когда $W \ll L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$).

4. Светодиод с p⁺n⁺-переходом при прямом смещении излучает красный свет (длина волны 0,65 мкм); типичная величина тока при нормаль-



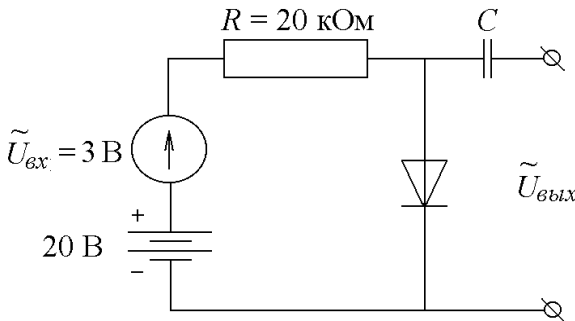
ном свечении 15 мА. Оценить номинал резистора в цепи.

5. Схема фиксации (стабилизации) уровня напряжения используется в цифровых схемах. Определить фиксированное напряжение в точке P и



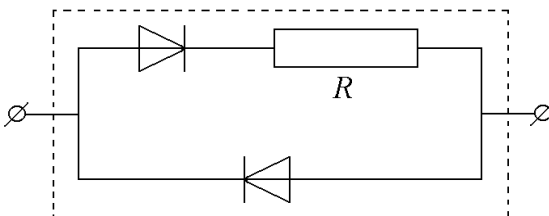
ток через диоды из Si. Считать, что прямое падение напряжения на каждом из диодов равно 0,7 В.

6. Определить выходное переменное напряжение на диоде из кремния при

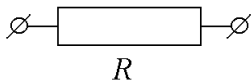


температуре $T = 300$ К. Считать сопротивление диода $R_d = dU / dI \approx \frac{k_B T}{qI}$.

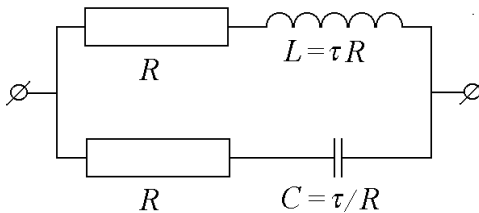
7. В “черном ящике” находится электрическая цепь, состоящая из двух одинаковых диодов и резистора. Опишите алгоритм экспериментального нахождения R .



8. Нарисуйте зависимость импеданса двухполюсника а) и б) от частоты приложенного напряжения.



а)



б)

ПАСПОРТ ЭКСПЕРИМЕНТА

“Определение сопротивления базовой области диода с р⁺п-переходом при прямом напряжении смещения”

Исходные данные:

Дата, время	
Объект исследования	
Температура, К	
Диэлектрическая проницаемость кремния, ϵ_r	
Тип рп-перехода	
Площадь рп-перехода S , см ²	

Измеренные и рассчитанные величины:

Частота измерительного сигнала f , МГц	
Ток через диод I , мА	
Амплитуда сигнала I_1 , мА	
Сопротивление рп-перехода R , Ом	
Добротность диода при прямом смещении Q	
Фактор качества рп-перехода m	
Сопротивление базы диода R_b , Ом	
Удельное сопротивление базы диода ρ_b , Ом·см	
Концентрация электронов проводимости в базе диода n , см ⁻³	
Подвижность электронов в базе μ_n , см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	
Задача 4. R , кОм	
Задача 5. U , В; I , мА	
Задача 6. $\tilde{U}_{вых}$, В	

Студент _____

Преподаватель _____

IV. ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК-ПОЛУПРОВОДНИК МЕТОДОМ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

СОДЕРЖАНИЕ

1. Физика и электроника структуры металл-диэлектрик-полупроводник.
2. Технология изготовления структуры на кремнии.
3. Алгоритм исследования стационарной высокочастотной C-U-характеристики МОП- структуры.
4. Экспериментальная установка и методика измерений.
5. Задание и отчет по лабораторной работе.
6. Контрольные вопросы.
7. У границы c-Si (кристаллический кремний)/a-SiO₂.

Цель работы – практическое освоение методики измерения и интерпретации стационарных высокочастотных вольт-фарадных характеристик МДП-структуры на кремниевой подложке.

1. ФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛ – ДИЭЛЕКТРИК – ПОЛУПРОВОДНИК

1.1. Рассмотрим МДП-структуру (рис. 1); далее в тексте анализируется частный случай – структура металл-окисел-полупроводник (МОП). Изоляционным слоем служит тонкий слой аморфной двуокиси кремния (a-SiO₂) толщиной $d_{ox} \approx 10 - 100$ нм, полученный термическим окислением кремниевой подложки. В качестве материала для металлического электрода (затвора) к a-SiO₂ берется алюминий (Al) или сильнолегированный поликристаллический кремний. На подложке p-типа формируется омический контакт (p⁺-область).

Слой SiO₂ является изолятором, а Al и p-Si проводят электрический ток, и МОП-структуру можно рассматривать как конденсатор. Но концентрация дырок (электронов проводимости) в кремнии намного меньше, чем в металле. Следовательно, величина емкости этого конденсатора будет отличаться от емкости обычного конденсатора со структурой металл – a-SiO₂ – металл. В зависимости от приложенного напряжения U емкость МОП-структуры C изменяется. При подаче отрицательного напряжения на Al (затвор) у границы p-Si/a-SiO₂ накапливаются дырки – основные носители в подложке. В этом случае емкость структуры

приближается к емкости структуры металл – a-SiO₂ – “металл”:

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} S, \quad (1)$$

где $\epsilon_{ox} = \epsilon_{rox} \epsilon_o$ – диэлектрическая проницаемость диоксида кремния; $\epsilon_{rox} = 3,9$; $\epsilon_o = 8,85$ пФ/м; d_{ox} – толщина слоя a-SiO₂, S – площадь затвора.

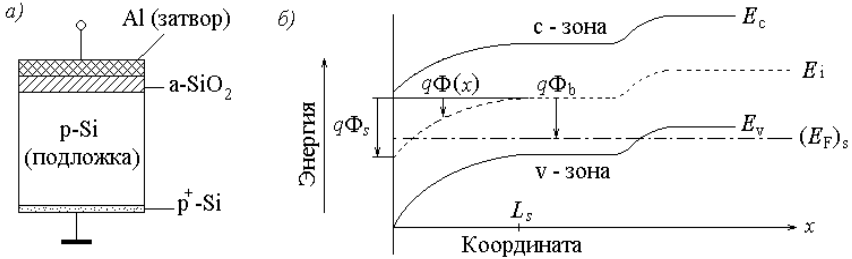


Рис. 1. а) МОП-структура, б) энергетическая зонная диаграмма, отражающая распределение потенциала $\Phi(x)$ в кремниевой подложке; E_c – энергия дна зоны проводимости; E_v – энергия потолка валентной зоны; L_s – толщина обедненного слоя; Φ_s – поверхностный потенциал на границе p-Si/a-SiO₂; $q\Phi_b = k_B T \ln(p/n_i)$ – энергетическая разность между серединой запрещенной зоны E_i и уровнем Ферми $(E_F)_s$ в электронейтральной части Si с концентрацией дырок p . Концентрация дырок (электронов) в нелегированном кремнии $n_i \approx 1,45 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при температуре $T \approx 300 \text{ К}$. Изображение соответствует $\Phi_s > 0$; $-q < 0$ – заряд электрона

При подаче положительного напряжения на Al (затвор) дырки удаляются от границы p-Si/a-SiO₂ и, как в обратномсменном pn-переходе, возникает обедненный слой; емкость МОП-структуры уменьшается. При дальнейшем увеличении положительного напряжения у границы раздела начинают накапливаться электроны (неосновные носители в p-Si) и формируется инверсный слой. При образовании инверсного слоя большая часть падения приложенного напряжения будет приходиться на окисный слой и ширина обедненного слоя L_s перестанет увеличиваться с ростом U .

Оценим время отклика электронов (у границы раздела p-Si/a-SiO₂) на изменение приложенного напряжения при $U \approx U_{fb}$ – напряжении плоских зон, когда внешним источником электрической энергии скомпенсированы внутренние поля в МОП-структуре. Для неосновных носителей заряда (электронов) характерными являются два времени: диэлектрической релаксации $\tau_M^{(n)}$ и тепловой генерации-рекомбинации электронов τ_{gr} на границе p-Si/a-SiO₂. Для невырожденного газа электронов $\tau_M^{(n)} = \epsilon_s / q\mu_n n_p$, где $\epsilon_s = \epsilon_{rs} \epsilon_o$ – статическая диэлектрическая проницае-

мость кремния, μ_n , n_p – подвижность и равновесная концентрация электронов в подложке p-типа. Обычно $\tau_M^{(n)} \gg \tau_{gr}$, поэтому скорость отклика электронов в инверсном слое определяется временем их генерации-рекомбинации τ_{gr} . Изменению заряда, обусловленному перемещением границы области обеднения в глубь подложки, доступны частоты порядка $1/\tau_M^{(p)}$, где $\tau_M^{(p)} = \varepsilon_s \rho$ – время релаксации Максвелла p-Si с удельным сопротивлением ρ . Так как $\tau_M^{(p)} \ll \tau_{gr}$, то только дырки на границе области обеднения со стороны подложки будут синфазно реагировать на внешнее напряжение с частотой f в диапазоне $1/\tau_{gr} \ll f \ll 1/\tau_M^{(p)}$.

Рассмотренные выше процессы можно проследить по вольт-фарадной характеристике (ВФХ), изображенной на рис. 2. Для МОП-структуры с подложкой n-Si полярность приложенного напряжения обратная.

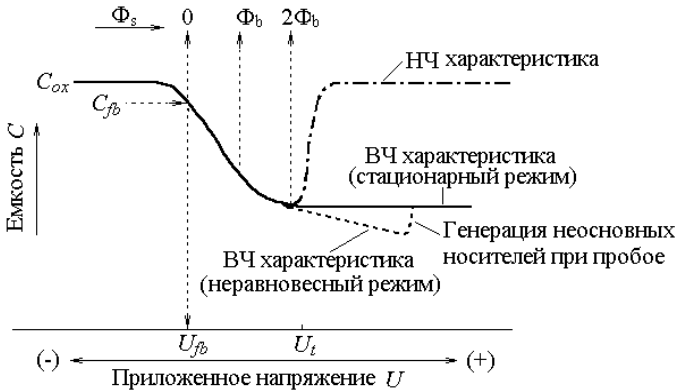


Рис.2. Вольт-фарадная характеристика МОП-структуры на р-кремнии. C_{ox} – емкость окисного слоя, C_{fb} , U_{fb} – емкость и напряжение плоских зон, U_t – пороговое напряжение

Частота перехода от высокочастотной (ВЧ; сплошная линия на рис. 2) к низкочастотной (НЧ; штрихпунктирная линия) емкостной характеристике определяется скоростью отклика неосновных носителей. Очевидно, что эта частота зависит от состояния поверхности раздела p-Si/a-SiO₂. Обычно она лежит в диапазоне от единиц до десятков герц. При “неадиабатической” развертке напряжения смещения (из обогащения в инверсию) обедненный дырками слой расширяется без образования инверсного слоя электронов, поскольку электроны не успевают “появиться” возле границы раздела p-Si/a-SiO₂. В этом случае емкость структуры продолжает уменьшаться подобно обратносмещенному рп-переходу (штриховая линия на рис. 2). При некотором напряжении возникает пробой, т.е. лавинное увеличение числа электронно-дырочных пар,

что приводит к мгновенному образованию инверсного слоя. При этом вольт-фарадная характеристика возвращается к своему “равновесному” состоянию на высокой частоте (стационарная ВЧ-характеристика).

Замечание 1. При снятии ВФХ целесообразно применять следующую последовательность: прикладывается к МДП-структуре напряжение смещения, соответствующее глубокой инверсии; освещается МДП-структура для увеличения генерации неосновных носителей и образования равновесного инверсного слоя (иногда бывает недостаточно использования обычного лабораторного освещения); затем МДП-структура полностью затемняется, и напряжение смещения начинает изменяться от инверсии к обогащению (при этом фиксируется равновесная высокочастотная ВФХ).

Замечание 2. Если у границы $p\text{-Si}/\text{SiO}_2$ произошла инверсия, заряд фиксируется и больше не накапливается в обедненном слое подложки. При дальнейшем увеличении U следовало бы ожидать, что из-за этого может увеличиться C/C_{ox} благодаря тому, что заряды выводов перейдут под окисел, снижая полное напряжение алюминиевого электрода. Это верно для частот порядка нескольких герц (рис. 2). Но заряды инверсного слоя – это неосновные носители, которым нужно около одной сотой доли секунды (время жизни неосновных носителей), чтобы достичь окисла. На частотах, превышающих несколько герц, заряды инверсного слоя меняются не так быстро, чтобы оказать влияние на емкость, поэтому C приближается к постоянной $(1/C_{ox} + 1/C_s)^{-1}$ при возрастании U . На низких частотах C при возрастании U стремится к C_{ox} . Оба случая отражены на рис. 2. Некоторыми методами, например, освещением поверхности, способным повысить скорость поверхностной генерации носителей, можно расширить диапазон наблюдения низкочастотных C - U -характеристик. Если обеспечить омический контакт между инверсным слоем и некоторой областью, с которой он может обмениваться электронами, то такую низкочастотную C - U -характеристику можно будет наблюдать даже в мегагерцевом диапазоне. Дело в том, что теперь электроны инверсного слоя можно быстро подавать и удалять через этот омический контакт.

Замечание 3. Инверсия, по определению, наступает тогда, когда к алюминиевому электроду приложено напряжение, достаточное для такого изгиба краев энергетических зон, что кремний p -типа (n -типа) в объеме становится кремнием n -типа (p -типа) вблизи поверхности. Это называется сильной инверсионной моделью. Пороговое напряжение – это такое напряжение, при котором концентрация электронов (дырок) в слое кремния, лежащем непосредственно под окислом, становится равной концентрации дырок (электронов) в области электронейтральной кремниевой подложки.

1.2. На рис. 3, *a* представлены энергетические диаграммы относительно уровня вакуума для каждого слоя структуры $\text{Al}/a\text{-SiO}_2/p\text{-Si}$ в отдельности, до их взаимного контактирования. На рис. 3, *б* изображена диаграмма структуры после приведения слоев в контакт (встроенное электрическое поле направлено от Al к $p\text{-Si}$). Показаны работы выхода электрона из алюминия W_m (разность между уровнем вакуума и уровнем Ферми $(E_F)_m$), а также запрещенные зоны E_g и энергии электронного сродства χ (разности между уровнем вакуума и дном зоны проводимости).

мости E_c) для a-SiO₂ и p-Si. Приведенная на рис. 3 величина работы выхода электрона из Si ($W_s = 5,0$ эВ) соответствует концентрации акцепторов $N_a = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Для другой концентрации акцепторов работу выхода можно определить по положению уровня Ферми (E_F)_s. Разница между работами выхода электрона из кремния и алюминия $W_s - W_m = 0,9$ эВ.

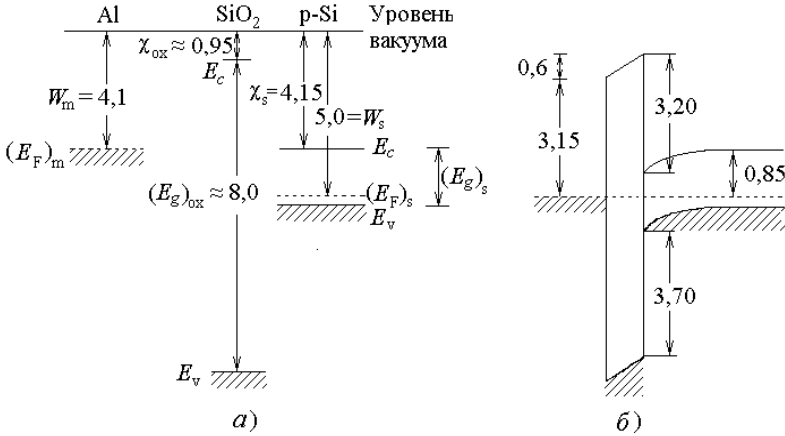


Рис. 3. Энергетическая диаграмма структуры Al/a-SiO₂/p-Si в состоянии теплового равновесия: а) перед взаимным контактированием, б) после приведения в контакт. Ширина запрещенной зоны (энергетическая щель) $E_g = E_c - E_v > 0$. Цифры даны в эВ; концентрация акцепторов в Si-подложке $p=N_a = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³; $T \approx 300$ K

Может показаться странным, что рассматривается возможность переноса заряда в МОП-структуре через a-SiO₂, который представляет собой почти идеальный изолирующий материал. Действительно, если при изготовлении такой структуры никаких цепей переноса заряда между Al и p-Si (за исключением окисла) не было, то эти материалы могут оставаться в неравновесном состоянии (т.е. с разными уровнями Ферми) достаточно долгое время. Однако в любой реальной МОП-структуре всегда имеется какая-либо цепь для передачи заряда, которая обладает много большей проводимостью в сравнении с a-SiO₂. Поэтому можно считать, что между Al и p-Si действительно существует тепловое равновесие.

На рис. 3, б показана идеальная зонная диаграмма такой структуры, без учета “встроенного” в a-SiO₂ заряда и заряда поверхностных состояний на границе p-Si/a-SiO₂.

Как видно из рис. 3, б, если приложить к Al отрицательное (относительно заземленной подложки) напряжение 0,9 В, то падение напряже-

ния в a-SiO₂ и p-Si станет равным нулю, что соответствует рис. 4, а. Это и есть так называемое условие плоских зон; соответствующее напряжение плоских зон $U_{fb} = -0,9$ В.

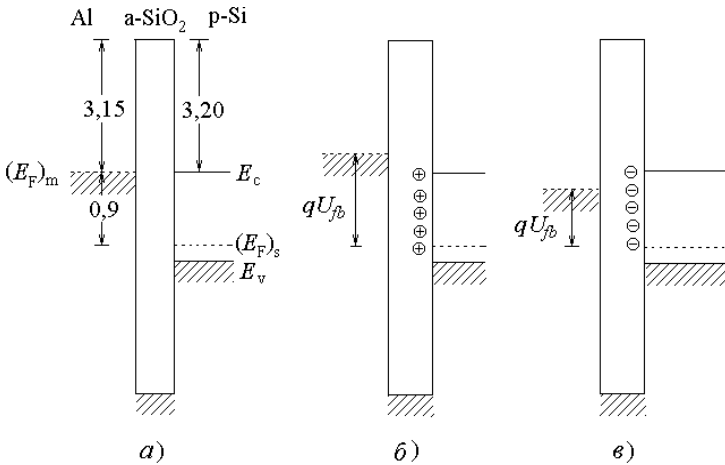


Рис. 4. Влияние поверхностного заряда Q_{ss} на напряжение плоских зон U_{fb} : а) $Q_{ss} = 0$; $U_{fb} = -0,9$ В; б) $Q_{ss} > 0$; $U_{fb} < -0,9$ В; в) $Q_{ss} < 0$; $U_{fb} > -0,9$ В

Если на границе p-Si/a-SiO₂ имеется положительный заряд Q_{ss} , то условие плоских зон соответствует рис. 4, б. Ясно, что в этом случае величина $U_{fb} < -0,9$ В. Если же на границе раздела имеется отрицательный поверхностный заряд (рис. 4, в), то $U_{fb} > -0,9$ В. Сиречь, напряжение плоских зон при наличии заряда с поверхностной плотностью Q_{ss} на энергетических уровнях границы p-Si/a-SiO₂ можно представить в виде:

$$U_{fb} = \frac{1}{q}(W_m - W_s) - \frac{d_{ox} Q_{ss}}{\epsilon_{ox}}, \quad (2)$$

где W_m , W_s – работы выхода электронов из металла и полупроводника соответственно; $W_m - W_s = q(\Phi_{ms} - \Phi_b) = W_m - (\chi_s + E_g / 2) - q\Phi_b$, где Φ_{ms} – контактная разность потенциалов МОП-структуры. Видно, что наличие встроенного заряда в окисле приводит к сдвигу напряжения плоских зон U_{fb} и изменению экспериментальной зависимости C от U . Если заряд стабилен (неподвижен) и не зависит от напряжения, то смещение вольт-фарадной характеристики происходит вдоль оси U без искажения ее формы (рис.5).

Замечание 4. Обычно принято выделять фиксированный заряд, заряд на поверхностных состояниях и подвижный заряд. Под фиксированным зарядом понимают такой заряд в МДП-структуре, который не изменяется при изменении положения уровня Ферми на поверхности полупроводника и не движется в электрическом поле в реальной области полей и температур ($T \leq 300$ °С,

$E \leq 5 \cdot 10^6$ В/см). Это означает, что фиксированный заряд определяется заполнением электронных уровней, энергетическое положение которых находится вне области изменения уровня Ферми в полупроводнике, а также если электронные уровни располагаются в объеме диэлектрика и не могут быть перезаряжены из-за малой электронной проводимости диэлектрика.

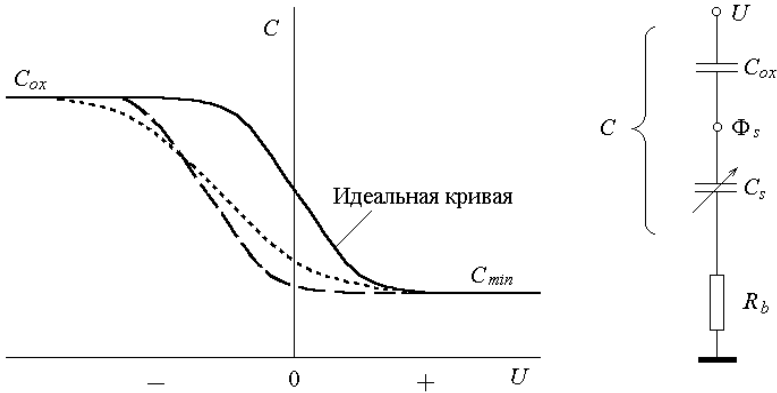


Рис.5. Параллельный сдвиг высокочастотной C - U -характеристики структуры $Al/a\text{-SiO}_2/p\text{-Si}$ при наличии положительного стабильного заряда в окисле - (штриховая линия); наличие заряда Q_{ss} , величина которого зависит от напряжения U на МОП-структуре, искажает $C(U)$ - (пунктирная линия); C_s , R_b - переменная емкость и сопротивление подложки

Соответствующая напряжению U_{fb} емкость МОП-структуры C_{fb} называется емкостью плоских зон:

$$\frac{1}{C_{fb}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{L_{DH}}{\epsilon_s S}, \quad (3)$$

где $L_{DH} = \left[\frac{\epsilon_s k_B T}{q^2 N_a} \right]^{1/2}$ - длина экранирования электростатического поля в p -Si (по Дебаю-Хюккелю при $q|\Phi_s| < k_B T$). На вольт-фарадной характеристике (рис. 2) отмечены величины C_{fb} , U_{fb} .

Определим теперь влияние приложенного напряжения на емкость МОП-структуры. Для простоты будем считать, что поверхностный заряд Q_{ss} отсутствует. Распределение заряда в p -Si найдем, решив уравнение Пуассона:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{d\Phi} \left(\frac{d\Phi}{dx} \right)^2 = -\frac{q}{\epsilon_s} (p(x) - n_p(x) - N_a), \quad (4)$$

где $p(x) = p(\Phi(x))$, $n_p(x) = n_p(\Phi(x))$ - концентрации дырок и электронов в

подложке р-типа, Φ – электрический потенциал (за начало отсчета Φ принят E_i/q , как это показано на рис. 6).

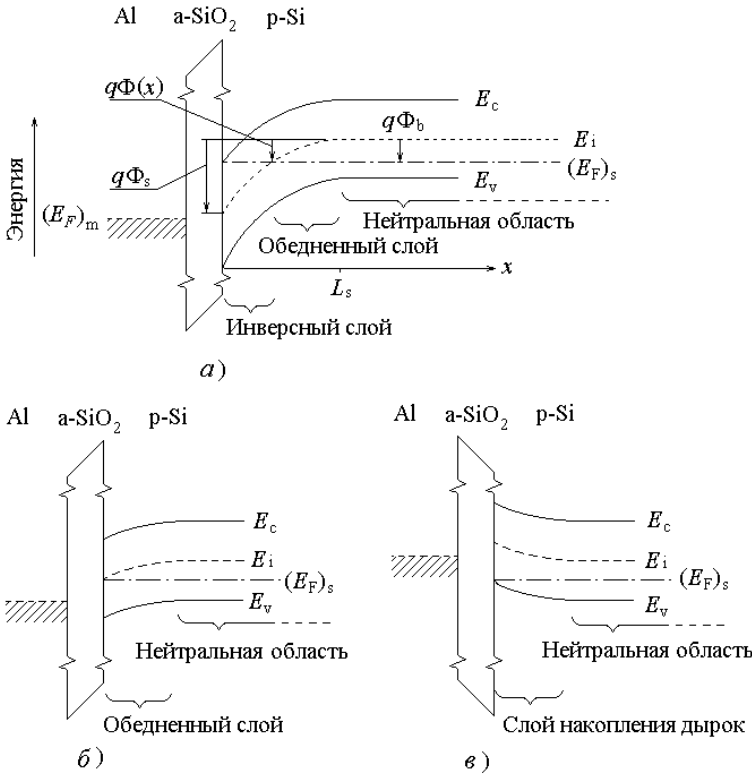


Рис. 6. Энергетические диаграммы МОП-структуры: а) режим инверсии ($\Phi_s > 0$), б) режим обеднения ($\Phi_s \approx \Phi_b$), в) режим накопления ($\Phi_s < 0$)

В МОП-структуре ток всегда равен нулю, поэтому можно считать, что при приложении напряжения уровень Ферми всегда постоянен в любой точке полупроводника. С учетом этого для невырожденного p-Si имеем:

$$n_p(x) = n_p \exp\left(\frac{q\Phi}{k_B T}\right), \quad (5)$$

$$p(x) = p \cdot \exp\left(-\frac{q\Phi}{k_B T}\right), \quad (6)$$

$$p = N_a, \quad n_p = n_i^2 / N_a. \quad (7)$$

Поскольку $\Phi > 0$, то энергетические зоны на диаграмме полной энер-

гии электронов изогнуты вниз. Подставляя формулы (5) и (6) в уравнение (4), можно аналитически решить это уравнение относительно Φ . В зависимости от величины напряжения смещения распределение концентрации объемного заряда соответствует режимам инверсии, обеднения и накопления, которые приведены на рис. 6, а, б и в.

Рассмотрим распределение концентрации объемного заряда в режиме инверсии, т.е. когда к металлу приложено высокое положительное напряжение (рис. 6, а). Вблизи границы p-Si/a-SiO₂ уровень Ферми E_F лежит выше середины запрещенной зоны полупроводника, поэтому концентрация электронов резко увеличивается в направлении электрического поля и вблизи границы образуется область с высокой концентрацией свободных электронов. Эта область называется инверсным слоем. Толщина инверсного слоя $\approx (5\div 10)$ нм. Рядом с этим слоем (на рисунке - справа) возникает область с малой концентрацией электронов и дырок - обедненный слой. В этом слое толщиной $L_s(\Phi_s)$ (по Шоттки) находится объемный отрицательный заряд ионизированных акцепторов. В результате образования обедненного слоя электрическое поле внутри полупроводника отсутствует, т.е. справа от обедненного слоя расположена нейтральная область.

На рис. 6, б показан режим малого положительного напряжения на Al. Уровень Ферми у поверхности полупроводника лежит вблизи середины его запрещенной зоны. Поэтому у поверхности электронов мало и инверсный слой не образуется. Однако в приповерхностной области возникает отрицательный объемный заряд, обусловленный ионизированными акцепторами (режим обеднения дырками). Если на Al подать отрицательное напряжение, то на границе раздела будут накапливаться основные носители – дырки, как показано на рис. 6, в. Область, обогащенная дырками, образует слой накопления заряда. Слой накопления контактирует с нейтральной областью, и обедненный слой в этом режиме не возникает.

Для численного определения величины полного объемного заряда в подложке

$$Q_s = qS \int_0^{\infty} (p(x) - n_p(x) - N_a) dx \cong qS \int_0^{L_s(\Phi_s)} (p(x) - n_p(x) - N_a) dx$$

нужно решить уравнение (4) относительно Φ , поставив в него формулы (5)–(7). Если $\Phi_s = \Phi(x=0)$ – поверхностный потенциал, E_s – поверхностная напряженность электрического поля, то, используя выражения (4)–(7), плотность объемного заряда Q_s / S можно выразить по теореме Гаусса формулой:

$$|Q_s|/S = \varepsilon_s |E_s| = \frac{\sqrt{2\varepsilon_s k_B T}}{qL_{DH}} \left[\left\{ \exp\left(-\frac{q\Phi_s}{k_B T}\right) + \frac{q\Phi_s}{k_B T} - 1 \right\} + \frac{n_p}{p} \left\{ \exp\left(\frac{q\Phi_s}{k_B T}\right) - \frac{q\Phi_s}{k_B T} - 1 \right\} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где при $\Phi_s > 0$ заряд $Q_s \approx Q_{sa} + Q_{sn}$ формируется ионизированными акцепторами $Q_{sa} < 0$ (в слое обеднения подложки дырками) и электронами $Q_{sn} < 0$ (в инверсном слое). На рис. 7 представлена зависимость между Q_s и Φ_s .

Если условие $q\Phi(x) = E_i - (E_F)_s = q\Phi_b$ соответствует $p(x) \approx n(x)$ при $x < L_s$, то, как видно на рис. 7, условие $\Phi_s \geq 2\Phi_b$ соответствует области инверсии, в которой незначительное увеличение Φ_s приводит к резкому росту концентрации электронов. В диапазоне $0 < \Phi_s < 2\Phi_b$ расположена область обеднения; при увеличении Φ_s расширяется и обедненный слой. Условие $\Phi_s = 0$ соответствует режиму плоских зон, а при $\Phi_s < 0$ образуется слой накопления, обогащенный дырками; (таблица 1).

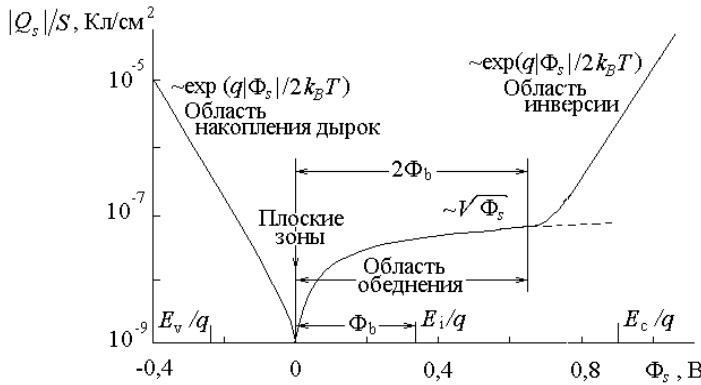


Рис. 7. Связь между плотностью объемного заряда и поверхностным потенциалом Φ_s для p -Si типа ($T = 300$ K); $p = N_a = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Итак, взаимосвязь между Q_s и Φ_s для идеальной МОП-структуры дается формулой (8). Для изучения зависимости между Q_s и напряжением U , приложенным к реальной МОП-структуре, необходимо знать зависимость между Φ_s и U . Для этого определим взаимосвязь между напряжением, приложенным к окисному слою U_{ox} , и падением напряжения в полупроводнике $U_s = U - U_{ox}$. Напряженность электрического поля E_{ox} в окисном слое, согласно закону Гаусса, равна:

$$E_{ox} = \frac{|Q_s|}{\varepsilon_{ox} S}. \quad (9)$$

Изменение слоя приповерхностного объемного заряда от поверхностного потенциала Φ_s

$\Phi_s < 0$	Накопление дырок	Зоны изогнуты вверх
$\Phi_s = 0$	Режим плоских зон	Зоны прямые
$\Phi_b > \Phi_s > 0$	Обедненный слой	Зоны изогнуты вниз
$\Phi_s = \Phi_b$	На границе раздела $p \approx n \approx n_i$	— // —
$2\Phi_b > \Phi_s > \Phi_b$	Накопление электронов (слабоинверсный слой) + обедненный слой	— // —
$\Phi_s \geq 2\Phi_b$	Формирование сильноинверсного слоя (+обедненный слой)	— // —

Тогда падение напряжения U_{ox} на оксидном слое:

$$U_{ox} = d_{ox} \mathbf{E}_{ox} = \frac{d_{ox}}{\varepsilon_{ox}} \frac{|Q_s|}{S} = \frac{|Q_s|}{C_{ox}}. \quad (10)$$

С другой стороны, приложенное напряжение:

$$U = U_{ox} + \Phi_s + U_{fb}. \quad (11)$$

Для заданной величины U из соотношений (8), (10) и (11) можно определить численные значения U_{ox} , Φ_s и $Q_s(\Phi_s)$.

Из (11) определяется так называемое пороговое напряжение (когда в р-Si образуется инверсный слой n-типа):

$$U_t = \pm \frac{|Q_s(2\Phi_b)|}{C_{ox}} + 2\Phi_b + U_{fb}, \quad (12)$$

где $|Q_s(2\Phi_b)| = S(2\varepsilon_s q |2\Phi_b| N_b)^{1/2}$; для Si-подложки р-типа – “+”, для подложки n-типа – “-”; N_b – концентрация легирующей примеси; $|Q_s(2\Phi_b)| = qSN_b L_s(2\Phi_b)$.

При напряжениях на затворе, превышающих пороговое, заряд Q_s складывается из заряда ионизованных акцепторов в обедненном слое и подвижного заряда, накопленного в инверсном слое. Тогда

$$U = \pm \frac{|Q_s(\Phi_s)|}{C_{ox}} + 2\Phi_b + U_{fb},$$

где $|\Phi_s| > 2|\Phi_b|$ (см. рис.7 и формулу (8)).

Обратим внимание на то, что взаимосвязь между поверхностным по-

тенциалом Φ_s и поверхностным зарядом Q_{ss} отражена в формуле (2) для U_{fb} . Из рис. 7 видно, что при $\Phi_s > 2\Phi_b$ заряд Q_s резко возрастает, причем большая часть приложенного напряжения приходится на окисный слой. Поэтому при повышении напряжения ширина обедненного слоя, расположенного за инверсным слоем (на рис. 6, а), увеличивается незначительно, т.е. $C \approx \text{const}$. Особые точки, указанные в табл. 1, нанесены на вольт-фарадную характеристику (см. рис. 2).

И наконец, общую емкость C можно представить как последовательное соединение емкости окисного слоя C_{ox} и переменной емкости полупроводника $C_s = -dQ_s / d\Phi_s$, зависящей от Φ_s и Q_s в полупроводнике:

$$C = \frac{C_{ox} C_s}{C_{ox} + C_s}, \quad (13)$$

где величину C_s можно численно определить из уравнения (8).

Высокочастотная емкость подложки C_s , когда неосновные носители (электроны) не успевают «реагировать» на переменное поле, есть:

$$C_s = -\frac{dQ_s}{d\Phi_s} \approx -\frac{dQ_{sa}}{d\Phi_s} = \frac{C_{sfb}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\left| 1 - \exp\left(-\frac{q\Phi_s}{k_B T}\right) \right|}{\left[\exp\left(-\frac{q\Phi_s}{k_B T}\right) + \frac{q\Phi_s}{k_B T} - 1 \right]^{1/2}}, \quad (14)$$

где $C_{sfb} = \epsilon_s S / L_{DH}$; $\Phi_s > 0$ для p-Si, $\Phi_s < 0$ для n-Si.

С учетом (2) и (11) полное падение напряжения на МОП-структуре

$$U = U_{ox} + \Phi_s + U_{fb} = U_{ox} + \Phi_s + \frac{1}{q}(W_m - W_s) - \frac{Q_{ss} S}{C_{ox}}. \quad (15)$$

Дифференцируя (15) по Φ_s , имеем:

$$\frac{dU}{d\Phi_s} = \frac{dU_{ox}}{d\Phi_s} + 1 - \frac{S}{C_{ox}} \cdot \frac{dQ_{ss}}{d\Phi_s}.$$

Так как $U_{ox} = |Q_s| / C_{ox}$, то

$$S \cdot \frac{dQ_{ss}}{d\Phi_s} = C_{ox} \left[\frac{dU}{d\Phi_s} - 1 \right] - C_s, \quad (16)$$

где $C_s = -dQ_s / d\Phi_s$.

Из (16) определяем энергетическую плотность поверхностных электронных состояний:

$$N_{ss} = \frac{dQ_{ss}}{q^2 d\Phi_s} = \frac{1}{q^2 S} \left\{ C_{ox} \left[\left(\frac{d\Phi_s}{dU} \right)^{-1} - 1 \right] - C_s \right\}. \quad (17)$$

2. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СТРУКТУРЫ НА КРЕМНИИ

В качестве подложки была взята однородно легированная фосфором пластина кремния с ориентацией (100) (КЭФ-20; удельное сопротивление 20 Ом·см при $T \approx 300$ К). На плоскости (100) вначале был термически выращен (при $T \approx 850$ °С) слой a -SiO₂ толщиной $\approx 0,1$ мкм. Для создания омического контакта к обратной (непланарной) стороне пластины проводилась имплантация ионов фосфора с энергией 75 кэВ дозой 500 мкКл/см². Затем проводился отжиг (активация имплантированных атомов Р) при 850 °С в течение 60 мин. На планарную (площадь $S = 1000 \times 1000$ мкм²) и на обратную сторону (n^+ -Si) напылялся Al с последующим вжиганием при температуре 450 °С в течение 15 мин. Расстояние между затвором (Al) и омическим контактом к подложке n -Si составило ≈ 430 мкм. Таким образом формировалась Al/ a -SiO₂/ n -Si структура.

3. АЛГОРИТМ ИССЛЕДОВАНИЯ СТАЦИОНАРНОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ С-У-ХАРАКТЕРИСТИКИ МОП- СТРУКТУРЫ

3.1. Алгоритм выполнения измерений включает:

— выбор изменения напряжения смещения U из инверсии в обогащение;

— измерения (“засветка”, затемнение и развертка U);

Замечание 5. Измерительный прибор представляет полное сопротивление структуры в виде параллельной эквивалентной схемы замещения (рис. 8, а).

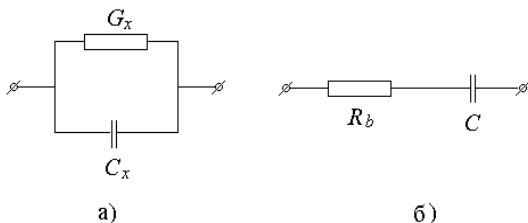


Рис. 8. Эквивалентные схемы замещения

Упрощенно МОП-структуру представим в виде последовательно соединенных емкости и сопротивления подложки (рис. 8, б). Между схемами можно установить соответствие (приравнивая импеданс и тангенс угла сдвига фаз между то-

ком и напряжением на частоте $f = \omega / 2\pi$):

$$C = C_x(1 + G_x^2(C_x\omega)^{-2}); R_b = R_x(1 + G_x^{-2}C_x^2\omega^2)^{-1},$$

где C – емкость структуры при последовательной эквивалентной схеме замещения; C_x, G_x – емкость и проводимость при параллельной эквивалентной схеме замещения;

— пересчет значений емкости из параллельной в последовательную эквивалентную схему замещения;

— определение максимального $C_{ox} = C_{max}$ и минимального C_{min} значений емкости C .

3.2. Алгоритм проведения вычислений:

— расчет толщины подзатворного диэлектрика d_{ox} (при заданных S и относительной диэлектрической проницаемости диэлектрика ϵ_{rox}), ϵ_{rox} (при заданных S и d_{ox}) или S (при заданных ϵ_{rox} и d_{ox}) по формуле:

$$d_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}S}{C_{ox}},$$

где $\epsilon_{ox} = 3,9 \cdot \epsilon_o$ – диэлектрическая проницаемость (ди)оксида кремния; $\epsilon_o = 8,85$ пФ/м; d_{ox} – толщина слоя a-SiO₂, S – площадь затвора;

— расчет глубины обеднения Si-подложки основными носителями заряда $x_d = L_s$ по формуле:

$$x_d = \frac{\epsilon_s S}{C_{sm}},$$

где $\epsilon_s = 11,5 \cdot \epsilon_o$ – диэлектрическая проницаемость c-Si;

$$C_{sm} = \frac{C_{ox} C_{min}}{C_{ox} - C_{min}};$$

— расчет средней концентрации легирующей примеси $N_b (= N_a \approx p$ для p-Si) в области обеднения подложки основными носителями заряда из уравнения:

$$N_b = \frac{2|2\Phi_b|}{q\epsilon_s} (C_{sm} / S)^2,$$

где $\Phi_b = \pm \frac{k_B T}{q} \ln(N_b / n_i)$, для p-Si – “+”, n-Si – “-”;

$n_i = 3,9 \times 10^{16} T^{3/2} \exp\left(-\frac{1,21q}{2k_B T}\right)$ – концентрация электронов (дырок) в не-легированном кристаллическом кремнии [см⁻³], q – электронный заряд ($1,6 \times 10^{-19}$ Кл), k_B – постоянная Больцмана ($1,38 \times 10^{-23}$ Дж/К), T – абсолютная температура [K];

— расчет емкости плоских зон C_{fb} по формуле:

$$C_{fb} = \frac{C_{ox} C_{sfb}}{C_{ox} + C_{sfb}},$$

где $C_{sfb} = \frac{\varepsilon_s S}{L_{DH}}$; $L_{DH} = \left(\frac{\varepsilon_s k_B T}{q^2 N_b} \right)^{1/2}$ – длина экранирования электростатического поля в подложке (по Дебаю-Хюккелю);

— определение из экспериментальной C-U-характеристики напряжения плоских зон U_{fb} , при котором емкость МОП-структуры $C = C_{fb}$;

— расчет порогового напряжения U_t по формуле:

$$U_t = U_{fb} + 2\Phi_b \pm \frac{|Q_s(2\Phi_b)|}{C_{ox}},$$

где $|Q_s(2\Phi_b)| = S(2\varepsilon_s q |2\Phi_b| N_b)^{1/2}$; для Si-подложки p-типа – “+”, для подложки n-типа – “-”;

— расчет поверхностной плотности заряда Q_{ss}/q на границе c-Si/a-SiO₂ по формуле:

$$Q_{ss}/q = \frac{C_{ox}}{Sq} (\Phi_{ms} - \Phi_b - U_{fb}),$$

где Φ_{ms} – контактная разность потенциалов МОП-структуры, равная разности работы выхода электрона из материала затвора в вакуум и $\chi_s + E_g/2$ (сумма энергии электронного сродства $\chi_s = 4,15$ эВ и половины ширины запрещенной энергетической зоны Si). Для затвора из поликремния (poly-Si) n⁺-типа $\Phi_{ms} = -0,55$ В; для затвора из алюминия $\Phi_{ms} = -0,6$ В; для затвора из индия $\Phi_{ms} = -0,7$ В; для затвора из поликремния p⁺-типа $\Phi_{ms} = +0,55$ В; для затвора из силицида $\Phi_{ms} \approx 0$ В;

— расчет энергетической плотности поверхностных электронных состояний N_{ss} на границе a-SiO₂/c-Si из сравнения реальной C-U-характеристики с идеальной по формуле:

$$N_{ss} = \frac{1}{q^2 S} \times \left\{ C_{ox} \left[\left(\frac{d\Phi_s}{dU} \right)^{-1} - 1 \right] - C_s \right\} > 0,$$

где при заданном электрическом напряжении U на МОП-структуре по измеренной полной емкости C и емкости окисла C_{ox} из соотношения

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_s}$$

находится высокочастотная емкость подложки C_s , а затем из выражения

$$C_s = \frac{C_{sfb}}{2^{1/2}} \times \frac{|1 - \exp(-Y_s)|}{\{\exp(-Y_s) + Y_s - 1\}^{1/2}}$$

определяется поверхностный потенциал $\Phi_s = \pm(k_B T / q)Y_s$, (для p-Si - “+”; для -n-Si “-”), после чего производную $d\Phi_s / dU \neq 0$ находят графически (если $C_s = C_{sfb}$, то $Y_s = 0$); для нахождения N_{ss} используются величины C при двух значениях напряжения на МОП-структуре, полученные линейной интерполяцией в окрестности $U = U_{fb}$;

— расчет добротности МОП-структуры Q на частоте f для параллельной эквивалентной схемы замещения:

$$Q = 2\pi f C_x / G_x,$$

где G_x – электропроводность;

— заполнение паспорта эксперимента.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Блок-схема установки изображена на рис. 9. Технические данные измерителя иммитанса (измерителя L, C, R цифрового Е7–12) приведены в приложении 2.

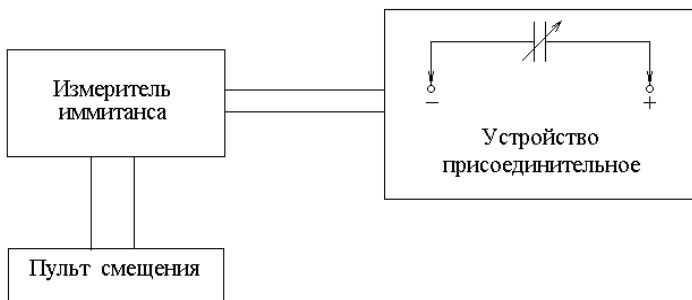


Рис. 9. Блок - схема измерительной установки

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с техническим описанием и инструкцией по эксплуатации измерителя L, C, R цифрового Е7–12.
2. Выбрать необходимые: эквивалентную схему; предел измерений; уровень измерительного сигнала.
3. Подключить к присоединительному устройству измерительную

ячейку с МОП-структурой.

4. На пульте смещения задать требуемое напряжение смещения.

5. Установить необходимый режим запуска.

6. Развернуть U в нужных пределах (не забудьте перекоммутировать МОП-структуру по достижении $U = 0$).

5. ЗАДАНИЕ И ОТЧЕТ ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

5.1. Провести измерения и расчеты (см. пункты 3, 4).

5.2. Заполнить паспорт эксперимента.

Замечание 6. Если Вы на верной дороге, то не сидите на ней; созерцание без движения утомляет.

6. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как реализовать аккумуляцию, экстракцию, эксклюзию и инъекцию электронов (дырок) в структуре $Al/a-SiO_2/p-Si$?

2. Чем обусловлен “встроенный” в $a-SiO_2$ заряд ?

3. Почему при измерении на высокой частоте емкость МОП-структуры изменяется монотонно с изменением электрического смещения, а на низкой частоте проходит через минимум ?

4. Влияние каких причин приводит к смещению экспериментальных $C-U$ -характеристик по отношению к характеристике идеальной МОП-структуры и в каком направлении происходит смещение?

5. Поверхность $c-Si$ какой ориентации окисляется быстрее?

6. Отрицательный или положительный заряд в $a-SiO_2$ увеличивает $|U_{fb}|$ в структуре $Al/a-SiO_2/n-Si$?

7. Определить величину контактной разности потенциалов Φ_{ms} структур: $In/a-SiO_2/i-Si$; $p^+-poly-Si/a-SiO_2/i-Si$, где $i-Si$ - собственный (нелегированный) кремний.

7. У ГРАНИЦЫ $c-Si$ (кристаллический кремний)/ $a-SiO_2$

Слой $a-SiO_2$ (иначе кварцевого стекла), выращенный на поверхности кремния, обладает структурой ближнего порядка. Атом Si находится в центре правильного тетраэдра, в вершинах которого расположены ионы кислорода O^{2-} . У каждого атома кремния есть один общий электрон с каждым из четырех окружающих его ионов кислорода. При этом у каждого атома кислорода остается (на орбитали) один неспаренный электрон. Связь между тетраэдрами осуществляется путем обобществления орбиталей атомов кислорода. Эти атомы называются мостовыми. Чем выше процент мостовых атомов, тем больше когезионная способность

кварцевого стекла. В полностью кристаллическом состоянии все атомы кислорода будут мостовыми. Примеси могут серьезно влиять на свойства α -SiO₂. Элементы третьей группы (В) и элементы пятой группы (Р) периодической таблицы называются формирователями структуры. Они заменяют атомы кремния в структуре стекла и сами становятся частью этой структуры. Примеси замещения (Na⁺, K⁺, Pb²⁺), нарушающие структуру, называются модификаторами структуры. Слой α -SiO₂ обычно получают окислением кристаллического кремния при T ≈ 850 °С.

Замечание 7. Стекло представляет собой переохлажденную жидкость, в которой отсутствует дальний порядок, свойственный кристаллическим веществам.

Свежесколотая или химически отполированная поверхность полупроводника содержит атомы с незаполненными ковалентными связями. На идеально чистой поверхности таких связей, ведущих себя подобно акцепторам, около $(5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3})^{2/3} \approx 1,35 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (см. табл. 2).

Таблица 2

Свойства кристаллографических поверхностей кремния; 1 см³ c-Si содержит 5 · 10²² атомов; постоянная решетки d = 0,357 нм; A – площадь поверхностной элементарной ячейки, содержащей v_a атомов Si и v_b свободных (“болтающихся”) химических связей; $\tilde{N}_a = v_a / A$ – поверхностная концентрация атомов Si; $\tilde{N}_b = v_b / A$ – поверхностная концентрация свободных связей (с одним электроном)

Ориентация	A/d ²	v _a	v _b	$\tilde{N}_a, 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$\tilde{N}_b, 10^{14} \text{ см}^{-2}$
<111>	$\sqrt{3} / 2$	2	3	7,85	11,8
<110>	$\sqrt{2}$	4	4	9,6	9,6
<100>	1	2	2	6,8	6,8

Если поверхность покрыта слоем окисла, то незаполненные связи ведут себя подобно донорам. Из-за обрыва кристаллической структуры в глубине запрещенной зоны появляются новые состояния. Уникальной особенностью системы c-Si/a-SiO₂ является замкнутость связи многих атомов кремния на тетраэдры SiO₂. Поэтому число состояний в зависимости от ориентации кристалла уменьшается до 10¹¹–10¹² см⁻². Они появляются на расстоянии не более 25 Å от поверхности раздела Si/SiO₂ и называются состояниями Тамма (см. рис. 10). Следующий слой SiO₂ толщиной около 100 Å называется переходным участком. Избыток ионов кремния в переходном участке создает область пространственного заряда с плотностью около 10¹¹ см⁻².



Рис. 10. Переходные слои от Si к SiO₂

Таким образом, суммарный поверхностный заряд Q_{ss} , расположенный на границе раздела c-Si/a-SiO₂, всегда положителен и зависит от ориентации кристалла и способов его обработки. Плотность заряда на границе раздела приблизительно равна $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ для кристаллов с ориентацией (111), (110), (100) соответственно.

ПАСПОРТ ЭКСПЕРИМЕНТА

“Изучение электрических свойств структуры металл - диэлектрик - полупроводник методом вольт-фарадных характеристик”

Исходные данные:

Дата, время	
Объект исследования	
Температура, К	
Относительная диэлектрическая проницаемость с-Si, ϵ_{rs} ; а - SiO ₂ , ϵ_{rox}	
Тип проводимости Si-подложки	
Площадь затвора S , см ²	
Материал затвора (“металл”)	

Измеренные и рассчитанные величины:

Электрическое напряжение $V \approx U$, В	
Частота измерительного сигнала f , МГц	
Амплитуда сигнала V_1 , мВ	
Диапазон изменения ВЧ-емкости МОП-структуры; $C_{max} = C_{ox}$; C_{min} , пФ	
Сопrotивление подложки R , Ом	
Добротность по параллельной схеме замещения Q	
Толщина окисла d_{ox} , нм	
Средняя концентрация легирующих примесей в подложке, N_b , см ⁻³	
Глубина обеднения Si-подложки электронами (дырками) x_d , мкм	
Длина экранирования (Дебая-Хюккеля) L_{DH} , нм	
Уровень Ферми в подложке $q\Phi_b$, мэВ	
Емкость плоских зон C_{fb} , пФ	
Напряжение плоских зон U_{fb} , В	
Пороговое напряжение U_t , В	
Поверхностный заряд на границе с-Si/a-SiO ₂ ; Q_{ss}/q , см ⁻²	
N_{ss} , эВ ⁻¹ см ⁻² (при $U = U_{fb}$)	

Студент _____ Преподаватель _____

Технические данные измерителя иммитанса Е7-14

Рабочая частота $f = 0,1; 1; 10$ кГц; диапазоны измерения: сопротивления ($10^{-4} - 10^7$) Ом; проводимости ($10^{-10} - 10$) См; емкости ($10^{-15} - 1,6 \cdot 10^{-2}$) Ф; индуктивности ($10^{-9} - 1,6 \cdot 10^4$) Гн; тангенса угла диэлектрических потерь $10^{-4} - 10^4$; добротности $10^{-4} - 10^4$; погрешность измерения 0,1%; напряжение смещения: внутреннее – (0 – 39,9) В; внешнее – (0 – 120) В; сигнал на измеряемом объекте: низкий уровень – 40 мВ (ср. кв.), высокий уровень – 2 В (эфф.).

Порядок проведения измерений на измерителе иммитанса Е7-14

1. Провести калибровку нуля проводимости (нажать кнопку $\triangleright 0 \triangleleft ХХ$) при отсутствии измеряемого объекта и калибровку нуля сопротивления (нажать кнопку $\triangleright 0 \triangleleft КЗ$) при замкнутых перемычкой контактных зажимах. Перемычка «утоплена» в корпусе присоединительного устройства.

2. Выбрать частоту измерения (0,1; 1 или 10 kHz) нажатием кнопки *ЧАСТОТА, kHz*.

3. Нажатием кнопки *УРОВЕНЬ, V* выбрать нужный уровень сигнала.

4. Задать требуемую эквивалентную схему кнопками из группы *ЭК-ВИВ. СХЕМА*. При нажатии кнопки \bigcirc эквивалентная схема выбирается автоматически.

5. Нажатием кнопки \bigcirc *ПРЕДЕЛ ИЗМЕР.* перевести прибор в режим автоматического выбора предела измерения.

Замечание. Для повышения разрешающей способности прибора предусмотрена функция усреднения. Нажимая кнопку *УСРЕДНЕНИЕ*, можно задать 3 режима: а) одиночные измерения; б) усредненные измерения за 10 измерительных циклов; в) усредненные измерения за 100 измерительных циклов.

6. Кнопками из группы *ПАРАМЕТРЫ* подгрупп *А* или *В* выбрать измеряемую величину: *С* – емкость, *L* – индуктивность, *R* – сопротивление, *D* – тангенс угла потерь, *Q* – добротность.

7. Подключить к присоединительному устройству измерительную ячейку с исследуемым объектом.

8. Задать нулевое значение напряжения смещения. Программирование напряжения смещения производится следующим образом: а) на пульте управления нажать кнопку *V* (вход в режим программирования источника смещения) и набрать нужные значения напряжения в вольтах (обязательно 4 цифры); при наборе числа оно высвечивается на дисплее; б) снова нажать кнопку *V*, при этом запрограммированное значение смещения поступает в память прибора и исчезает с дисплея (вывод из

режима программирования напряжения смещения).

Если необходимо узнать, какое напряжение смещения запрограммировано, нужно нажать кнопку V , и оно высветится на дисплее прибора. При повторном нажатии кнопки V значение напряжения исчезает и прибор E7-14 переходит в режим измерения. Пределы программирования напряжения смещения от 0 до 39,99 В с шагом 10 мВ.

Пример 1. Требуется задать напряжение смещения 1,5 В



Кнопки на пульте управления	Показания дисплея
V	Результат предыдущего измерения Ранее запрограммированное напряжение смещения или знак «-» (при первичном программировании)
0	0
1	01
,	01,
5	01,5
0	01,50
V	Результат предыдущего измерения

Пример 2. Требуется проконтролировать запрограммированное напряжение смещения

Кнопки на пульте управления	Показания дисплея
V	Результат предыдущего измерения Запрограммированное напряжение смещения
V	Результат предыдущего измерения

Пример 3. Требуется обнулить напряжение смещения

Кнопки на пульте управления	Показания дисплея
V	Результат предыдущего измерения Запрограммированное напряжение смещения
0	0
V	Результат предыдущего измерения

9. Запуск прибора может осуществляться вручную и автоматически кнопками  и  группы ЗАПУСК.

10. Развернуть U в нужных пределах.

ВНИМАНИЕ. Программное обеспечение прибора требует корректной работы пользователя. В случае неправильных действий возможны ситуации, при которых прибор искажает измеренную величину либо не реагирует на нажатие кнопок на передней панели. В этих случаях следует выключить прибор и через 10-15 секунд включить его с последующей калибровкой согласно пункту 1 инструкции.

Технические данные измерителя L, C, R цифрового E7-12

Рабочая частота $f = 1$ МГц; диапазоны измерения: сопротивления ($10^{-4} - 10^4$) Ом; проводимости ($10^{-8} - 10^0$) См; емкости ($10^{-15} - 10^{-7}$) Ф; индуктивности ($10^{-7} - 10^{-3}$) Гн; тангенса угла диэлектрических потерь $10^{-4} - 10^0$; погрешность измерения 0,1%; напряжение смещения: внутреннее – (0 – 39,9) В, внешнее – (0 – 200) В; ток смещения – (0 – 39,9) мА; выходное сопротивление источника постоянному току не более 1,5 кОм; амплитуда сигнала на измеряемом объекте: низкий уровень – 25 ± 5 мВ (250 ± 50 мкА), высокий уровень – 250 ± 50 мВ ($2,5 \pm 5$ мА).

Порядок проведения измерений на измерителе L, C, R цифровом E7-12

1. Ознакомиться с техническим описанием и инструкцией по эксплуатации измерителя иммитанса.

2. Установить переключатель ЭКВ. СХЕМА прибора в желаемое положение: в положении CG измеряемый объект представляется в виде параллельного соединения емкости и проводимости; в положении CD измеряется емкость и тангенс угла потерь; в положении LR – последовательно соединенные индуктивность и сопротивление; в положении LD – индуктивность и тангенс угла потерь.

3. Установить переключатель ПРЕДЕЛ ИЗМЕР. в положение АВТ. Если ориентировочно известно значение иммитанса измеряемой величины, установить нужный предел измерения.

4. Если амплитуда сигнала на измеряемом объекте не должна превышать 25 ± 5 мВ (250 ± 50 мкА), установить переключатель УРОВЕНЬ СИГНАЛА в положение $\times 0.1$, в противном случае установить переключатель в положение $\times 1$.

5. Подключить к присоединительному устройству измерительную ячейку с исследуемым объектом.

6. На пульте смещения задать нулевое значение тока или напряжения смещения.

7. Установить переключатель ЗАПУСК в нужное положение. В положении $\sqrt{\text{ш}}$ прибор запускается при нажатии кнопки ЗАПУСК, в положении \bigcirc прибор запускается непрерывно, и таким образом осуществляется следящий режим измерения.

8. Нажмите кнопку ЗАПУСК, если переключатель ЗАПУСК находится в положении $\sqrt{\text{ш}}$, после чего на табло появятся результаты измерения.

9. Развернуть $U(I)$ в нужных пределах.

ЛИТЕРАТУРА ПО ТЕМАТИКЕ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

1. Абдуллаев Г.Б., Джафаров Т.Д. Атомная диффузия в полупроводниковых структурах. — М.: Атомиздат, 1980.
2. Барнс Дж.. Электронное конструирование: Методы борьбы с помехами. — М.: Мир, 1990.
3. Батавин В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. — М.: Радио и связь, 1985.
4. Блихер А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов. — Л.: Энергоатомиздат, 1986.
5. Викулин И.М., Стафеев В.И.. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Радио и связь, 1990.
6. Воробьев Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. Методы исследования полупроводников. — Киев: Выща школа, 1988.
7. Готра З.Ю. Технология микроэлектронных устройств. — М.: Радио и связь, 1991.
8. Гринфилд Дж. Транзисторы и линейные ИС: Руководство по анализу и расчету. — М.: Мир, 1992.
9. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х т. — М.: Мир, 1984.
10. Линч П., Николайдес А. Задачи по физической электронике (с решениями и комментариями). — М.: Мир, 1975.
11. Лю Ц.-Ч., Линдолм Ф.А. Емкость слоев объемного заряда полупроводниковых рп-переходов // ТИИЭР. 1988. Т.76, №11. С. 6-22.
12. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем. — М.: Мир, 1989.
13. Матсон Э.А., Крыжановский Д.В. Справочное пособие по конструированию микросхем. — Минск: Вышэйш. шк., 1982.
14. Мейзда Ф. Электронные измерительные приборы и методы измерений. — М.: Мир, 1990.
15. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. — М.: Высш. шк., 1987.
16. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. — М.: Высш. шк., 1987.
17. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. — Вильнюс: Мокслас, 1989.
18. Практикум по твердотельной электронике /Под ред. В.И. Петрова и Г.В. Спивака. — М.: Изд-во МГУ, 1984.
19. Ржевкин К.С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов. — М.: Изд-во МГУ, 1986.

20. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника. -М.: Высш. шк., 1991.
21. Са Ц.-Т. Развитие МОП-транзистора от концепции до СБИС // ТИИЭР. 1988. Т.76, №10. С. 69-122.
22. Сквайрс Дж. Практическая физика. -М.: Мир, 1971.
23. Соклоф С. Аналоговые интегральные схемы. -М.: Мир, 1988.
24. Сугано Т., Икома Т., Такэиси Е. Введение в микроэлектронику. -М.: Мир, 1988.
25. Технология СБИС: В 2 кн./ Под ред. С. Зи. — М.: Мир, 1986.
26. Гилл У., Лаксон Дж. Интегральные схемы: материалы, приборы, изготовление. — М.: Мир, 1985.
27. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы /Под ред. В.А. Лабунцова. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
28. Ферри Д., Эйкерс Л., Гринич Э. Электроника ультрабольших интегральных схем. — М.: Мир, 1991.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
Предисловие	3
I. Исследование электрической емкости и сопротивления резкого рп-перехода при обратном смещении на переменном токе	4
II. Емкость плавного рп - перехода в Si при обратном смещении	15
III. Определение сопротивления базовой области диода с р ⁺ n-переходом при прямом напряжении смещения	25
IV. Изучение электрических свойств структуры металл – диэлектрик – полупроводник методом вольт-фарадных характеристик	35
Приложение 1	55
Приложение 2	58
Литература по тематике лабораторных работ	59

Учебное издание

Поклонский Николай Александрович
Горбачук Николай Иванович
Лапчук Татьяна Михайловна
Кириленко Дмитрий Алексеевич

Емкость и электропроводность полупроводниковых структур на переменном токе

Учебно-методическое пособие

по спецпрактикуму “Физика полупроводниковых приборов”
для студентов специализаций:

Н.02.01.06 – “Физика полупроводников и диэлектриков”,

Н.02.01.14 – “Микроэлектроника”,

Н.02.01.17 – “Новые материалы и технологии”

Ответственный за выпуск *Н.А. Поклонский*

Подписано к печати 15.04.97. Формат 60×84/16. Бумага офс. № 1.

Печать офсетная. Усл. печ. л. 4,53. Тираж 100 экз. Заказ № 2279.

Белгосуниверситет. 220050. Минск, пр. Ф. Скорины, 4.

***Отпечатано на предприятии “Технопринт”.
220027, Минск, пр. Ф. Скорины, 65, корп. 14.***