

Министерство образования
Российской Федерации

ВОРОНЕЖСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ

Физический факультет
*Кафедра физики полупроводников и
микроэлектроники*

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ
СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

Учебно-методические материалы к лекциям и практическим занятиям
по курсу “Физика полупроводников”(раздел “Поверхностные явления”)
для студентов 3 курса специальности 014100 -
“Микроэлектроника и полупроводниковые приборы”

Составили: Е.Н. Бормонтов
М.Ю. Хухрянский

ВОРОНЕЖ 2002

Настоящее пособие является продолжением учебно-методических материалов по физике полупроводников (№761, №822, ВГУ), в котором рассмотрены объемные свойства полупроводниковых материалов и методы их исследования. В связи с постоянным уменьшением геометрических размеров полупроводниковых приборов неизменно возрастает значимость поверхностных свойств полупроводников, изучению которых и посвящены данные учебные материалы. В пособии рассмотрена классификация поверхностных электронных состояний, дано введение в феноменологическую теорию поверхности и описание основных поверхностных свойств полупроводников. Особое внимание уделено моделированию важнейших электрофизических характеристик приповерхностной области пространственного заряда полупроводника, так как именно эти характеристики определяют рабочие параметры МДП-транзисторов и других полевых полупроводниковых приборов, активно действующей областью которых является приповерхностная область полупроводника.

Материалы учебного пособия подготовлены для самостоятельных и практических занятий по курсу «Физика полупроводников», который читается для студентов 3 курса, обучающихся по специальности «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы», однако могут представлять интерес и для студентов других физических специальностей.

Печатается по решению НМС физического факультета от 26 декабря 2001г.

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

1. Поверхностные электронные состояния и их классификация

Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования и массовая практика полупроводникового приборостроения установили и подтвердили сильную зависимость свойств и поведения полупроводниковых объектов, приборов и устройств от состояния, методов обработки и условий существования поверхности полупроводника. Это связано с тем, что в подавляющем большинстве современных устройств полупроводниковой микроэлектроники активно действующей областью прибора, как правило, является очень тонкий слой полупроводника, приповерхностная область или граница двух сред.

Одной из принципиальных особенностей, характеризующих поверхность полупроводников или границу раздела полупроводника с каким-либо веществом, является изменение энергетического спектра для электронов на поверхности по сравнению с объёмом полупроводника. Это различие объясняется наличием на поверхности полупроводников поверхностных состояний (ПС). Под поверхностными состояниями будем понимать электронные состояния, пространственно локализованные на границе раздела полупроводника с какой-либо средой (диэлектрик, металл, электролит, вакуум и т.д.), имеющие энергетическое положение в запрещенной зоне полупроводника и изменяющие своё зарядовое состояние в зависимости от положения уровня Ферми на поверхности полупроводника.

Существует несколько подходов к классификации ПС. Например, их можно классифицировать по заряду, который они несут при равновесии. В такой классификации состояния, которые нейтральны, если они заняты электронами, и заряжены положительно, если не заняты, называются донорными состояниями. Состояния, которые отрицательно заряжены, если заняты, и нейтральны, если они свободны, называются акцепторными, как это принято в случае атомов легирующих примесей, расположенных в объёме полупроводника.

Другой подход к классификации поверхностных состояний возникает из рассмотрения свойств реальных границ раздела между твёрдыми телами. При переходе к атомным масштабам (порядка долей нанометра) эти границы не являются плоскостями, а состоят из зон промежуточных материалов и примесей, имеющих толщину порядка от нескольких до десятков атомных слоёв. В этих промежуточных зонах некоторые поверхностные состояния близки к состояниям в объёме полупроводника, и они остаются в тепловом равновесии с объёмными состояниями даже при сравнительно быстрых изменениях потенциала. Они называются быстрыми поверхностными состояниями, так как занимающие их электроны быстро приходят в равновесие. От этих состояний отличаются так называемые медленные поверхностные состояния, которые располагаются на большем расстоянии от объёма полупроводника. Они приходят в тепловое

равновесие с объёмными состояниями за сравнительно большие времена. Резкой границы между быстрыми и медленными состояниями не существует, но обычно её принято проводить по уровню времени релаксации, соответствующему частоте 1 кГц.

В зависимости от энергетического положения уровней поверхностных состояний в запрещенной зоне полупроводника различают моноэнергетические ПС, имеющие дискретный уровень, и ПС, квазинепрерывно распределённые по энергии в запрещенной зоне по определённому закону, образующие континуум ПС.

Поверхностные состояния можно классифицировать также, исходя из физической природы или причины их возникновения. На идеальной, атомарно-чистой поверхности, содержащей только атомы решетки основного вещества, дополнительные состояния имеются потому, что волновые функции электронов у поверхности возмущены вследствие нарушения трансляционной периодичности кристаллической решетки или обрыва валентных связей. В результате разрешенные электронные состояния у поверхности отличаются от состояний в объёме. Поверхностные состояния этого типа называются состояниями Тамма или Шокли по имени впервые их изучивших учёных.

Тамм, рассматривая модель Кронига-Пенни, с учетом обрыва периодического потенциала на поверхности, получил, что решение уравнения Шредингера в этом случае даёт спектр электронных состояний, энергетически соответствующий запрещенной зоне полупроводника. Волновые функции, описывающие состояния электрона в этом диапазоне спектра, оказываются локализованными вблизи поверхности полупроводника. Плотность таммовских ПС в конкретном полупроводнике по порядку величины равна концентрации атомов у поверхности или приблизительно $N^{2/3} \text{ см}^{-2}$, где N - концентрация атомов в объёме. Для кремния $N=5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и плотность состояний Тамма имеет порядок 10^{15} см^{-2} . При такой высокой концентрации состояний в поверхностной зоне, если эта зона заполнена частично, возможно появление металлической проводимости вдоль поверхности полупроводника.

Шокли, рассчитывая энергетический спектр цепочки атомов конечных размеров, показал, что наличие границ приводит к отщеплению от разрешенных зон по одному объёмному состоянию и возникновению состояний в запрещенной зоне, локализованных вблизи границы. Шоклиевские ПС можно трактовать как ненасыщенные валентные связи атомов, находящихся на поверхности.

Теоретические модели Тамма и Шокли прояснили физическую природу и причины возникновения ПС на идеальной поверхности, но они не описывают электронные состояния на реальных поверхностях. Исследование реальных поверхностных состояний, например, в структурах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) показало, во-первых, что ПС непроводящие и это не позволяет связывать их с уровнями Тамма, во-вторых, экспериментальные спектры поверхностных состояний МДП-структур настолько плавно распределены по запрещенной зоне, что даже отдалённо не напоминают дискретные уровни, инициированные оборванными связями (состояния Шокли).

Непрерывность энергетических спектров наводит на мысль о возможной флуктуационной природе поверхностных состояний в реальных МДП-структурах.

Флуктуационная теория поверхностных состояний в МДП-структурах предложена Гергелем и Сурисом. Она базируется на представлениях о пространственных флуктуациях электростатического потенциала в приповерхностной области полупроводника МДП-структуры, обусловленных статистическими флуктуациями плотности заряженных центров в слое диэлектрика вблизи границы с полупроводником. Её принципиальным моментом являлось доказательство того, что флуктуационный потенциальный рельеф в приповерхностной области полупроводника настолько мелкомасштабен, что характеризующие его флуктуационные электрические поля на актуальных для электронных движений расстояниях от границы раздела оказываются намного больше среднего нормального к поверхности электрического поля, индуцированного заряженными примесными атомами, расположенными в слое обеднения. Поэтому флуктуационный потенциальный рельеф в приграничной с диэлектриком области полупроводника можно, пренебрегая этим средним полем, представить в виде суперпозиции трёхмерных потенциальных минимумов (прижатых к границе раздела) и соответствующих максимумов всевозможных амплитуд и масштабов. В термодинамическом равновесии электроны и дырки заполняют связанные состояния с энергией ниже (для электронов) или выше (для дырок) положения уровня Ферми на границе раздела, локализованные в этих минимумах и максимумах потенциального рельефа. Соответствующая энергетическая плотность состояний определяется главным образом вероятностью реализации флуктуационных потенциальных ям требуемой глубины и представляет собой суперпозицию электронного и дырочного «хвостов». Получающаяся в итоге спектральная зависимость плотности поверхностных состояний похожа на широкие U -образные спектры реальных кремниевых МДП-структур.

Источниками других типов реальных поверхностных состояний являются атомы примеси, расположенные на поверхности, или дефекты кристаллической решетки. В качестве примера может быть взят кислород, который практически всегда обнаруживается на поверхности кремния - полупроводникового материала, свойства которого изучены наиболее фундаментально. Кислород может быть причиной появления поверхностных состояний, лежащих в диапазоне энергий, зависящем от природы конкретных связей, общих для него и для кремниевых атомов. Поверхностные комплексы металлов, ионы гидроксидов и т.д. также могут оказаться на любой обработанной поверхности кремния. Результирующим эффектом всех этих источников будут четко выраженные пики плотности ПС на фоне непрерывного энергетического спектра.

Плотность реальных поверхностных состояний, как правило, существенно меньше, чем на атомарно-чистых поверхностях (не превышает величины порядка $10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$) и их энергетические распределения могут быть измерены рядом электрофизических методов.

Свойства поверхности полупроводников, в частности, поверхностных состояний, очень важны для понимания работы полупроводниковых приборов, так

как наличие разного рода поверхностных зарядов и состояний оказывает большое влияние на их электрические характеристики. Однако, несмотря на большой экспериментальный материал о свойствах ПС, накопленный к настоящему времени, их природа до конца не ясна: отсутствуют надёжно установленные данные о конкретной связи между определёнными структурными или физико-химическими нарушениями границы раздела полупроводника с внешними фазами, с одной стороны, и параметрами поверхностных состояний - с другой.

Главная задача в большинстве случаев - отвлекаясь от конкретной природы происхождения ПС - дать феноменологический анализ электронных процессов в области пространственного заряда полупроводника и на границах раздела полупроводника с другими фазами (речь идёт о системах полупроводник-диэлектрик в МДП-структурах, полупроводник-полупроводник в гетеропереходах, полупроводник-металл в барьерах Шоттки и т.п.), обусловленных переходами между ПС и разрешенными зонами контактирующих материалов с целью получения данных об энергетических распределениях ПС, их временах релаксации и о сечениях захвата на них носителей заряда.

2. Теория приповерхностной области пространственного заряда полупроводника

Локальные энергетические уровни на поверхности полупроводников и связанный с ними поверхностный заряд создают электростатическое поле, нормальное к поверхности полупроводника. Поскольку полупроводник содержит подвижные носители заряда, вблизи поверхности в слое некоторой толщины возникает избыточный индуцированный заряд, экранирующий объём полупроводника от проникновения электрического поля. Индуцированный в приповерхностной области полупроводника заряд называют пространственным зарядом полупроводника, а область его локализации - приповерхностной областью пространственного заряда или сокращенно ОПЗ.

Аналогичная картина, приводящая к возникновению приповерхностной ОПЗ, возникает, если к объёму полупроводника и какому-либо экрану (металлической поверхности), которые разделены тонкой диэлектрической прослойкой (плёнкой SiO_2 , слюдой и др.), приложить постоянное внешнее электрическое поле.

Оценим глубину ОПЗ или глубину проникновения электрического поля W для металлов и полупроводников. Пусть плотность поверхностных состояний составляет 10^{13}см^{-2} . В металлах концентрация свободных электронов $\sim 10^{22}\text{см}^{-3}$, а в полупроводниках на много порядков меньше: $\sim 10^{17}\text{см}^{-3}$. В металлах нейтрализация поверхностного заряда происходит на расстоянии $10^{13}/10^{22}=10^{-9}\text{см}=0,1\text{Å}$, т.е. менее постоянной решетки. Естественно, такой тонкий слой не может сказаться на свойствах материалов. Совершенно иначе обстоят дела в полупроводниках, где нейтрализация поверхностного заряда происходит на расстоянии порядка $W\sim 10^{13}/10^{17}=10^{-4}\text{см}=1\text{мкм}$, что во много раз больше постоянной решетки $a\sim 1\text{Å}$.

Таким образом, вследствие малой концентрации свободных носителей заряда электрическое поле в полупроводниках проникает на значительные расстояния.

Наличие электрического поля $E(x)$ в ОПЗ меняет величину потенциальной энергии электрона в этой области. Если электрическое поле направлено от поверхности вглубь полупроводника, то электроны имеют минимальную энергию в этом поле вблизи поверхности, где для них энергетическое положение соответствует наличию потенциальной ямы. Очевидно, что изменение потенциальной энергии электрона, $U(x) - U(\infty) = -q \int_{\infty}^x E(z) dz$, где $U(\infty)$ - потенциальная энергия электрона в квазинейтральном объёме полупроводника. Поскольку на дне зоны проводимости кинетическая энергия электронов равна нулю, изменение потенциальной энергии по координате должно изменить точно так же ход дна зоны проводимости, а соответственно и вершины валентной зоны.

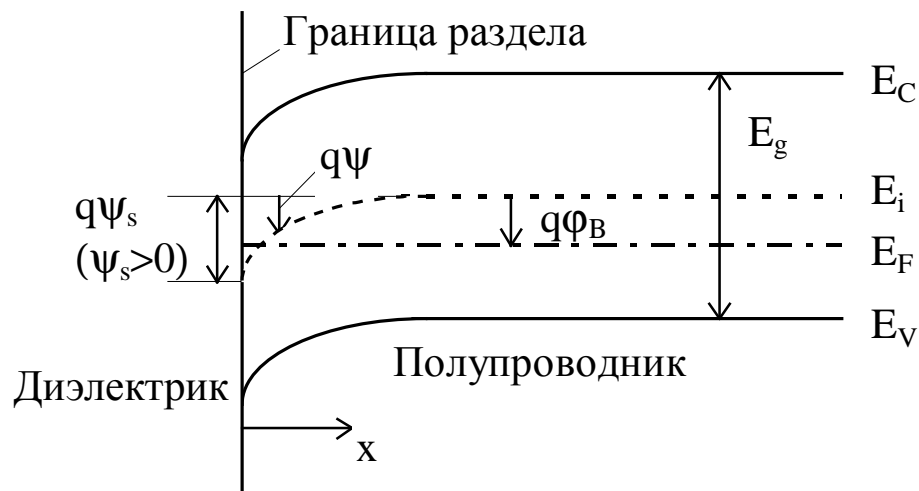


Рис. 1. Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника p-типа.

Этот эффект изображён на зонной диаграмме, приведённой на рис. 1, и получил название изгиба энергетических зон. Величина разности потенциалов между квазинейтральным объёмом и произвольной точкой ОПЗ получила название электростатического потенциала:

$$y(x) = \int_{\infty}^x E(z) dz \quad (1)$$

Изгиб энергетических зон на поверхности полупроводника (поверхностный барьер) называется поверхностным электростатическим потенциалом и обозначается y_s . На зонной диаграмме (рис. 1) показаны величины y и y_s . Поверхностный потенциал считается положительным ($y_s < 0$) при изгибе зон вниз и отрицательным ($y_s > 0$) при изгибе зон вверх. За начало отсчета электростатического потенциала $y(x)$ принято выбирать положение уровня Ферми для собственного полупроводника E_i в квазинейтральном объёме, как показано на рис. 1.

Концепция электростатического потенциала $y(x)$ очень полезна, когда необходимо определить поверхностную концентрацию подвижных носителей и другие параметры приповерхностной ОПЗ (пространственный заряд Q_{SC} , дифференциальную ёмкость C_{SC} , приповерхностные избытки подвижных носителей G_N , G_P и др.) как функцию поверхностного изгиба зон в наиболее симметричной форме относительно y_S . Если же пользоваться понятием поверхностного электрического потенциала j_S , отсчитываемого от уровня Ферми E_F , то функциональные зависимости $Q_{SC}(j_S)$, $C_{SC}(j_S)$ и др. оказываются асимметричными относительно начала отсчета потенциала j .

Теория приповерхностной ОПЗ, использующая концепцию электростатического потенциала y , разработана Гарретом и Браттейном (1955г.) одновременно с теорией Кингстона и Нейштаттера, использующей понятие электрического потенциала j с началом отсчета E_F . В настоящем пособии мы будем опираться на результаты теории Гаррета-Браттейна.

Выразим концентрацию электронов n и дырок p в ОПЗ через электростатический потенциал y . В квазинейтральном объёме невырожденного полупроводника в условиях термодинамического равновесия концентрации свободных носителей заряда даются выражениями:

$$n_0 = n_i \exp\left(\frac{qj_B}{kT}\right) \quad (2a)$$

$$p_0 = n_i \exp\left(-\frac{qj_B}{kT}\right), \quad (2б)$$

где n_i - концентрация свободных носителей в собственном полупроводнике, j_B - электрический потенциал объёма полупроводника, определяемый выражением

$$j_B = -(E_i - E_F)/q = (E_F - E_i)/q. \quad (3)$$

Согласно этому определению, объёмный потенциал j_B положителен для полупроводника n-типа и отрицателен для полупроводника p-типа. В ОПЗ электрический потенциал $j(x)$ отличается от j_B на величину электростатического потенциала $y(x)$. Очевидно,

$$j(x) = j_B + y(x). \quad (4)$$

Тогда, с учетом (2) и (4), концентрации электронов и дырок в любой точке ОПЗ могут быть записаны в следующем виде:

$$n(x) = n_i \exp\left(\frac{qj(x)}{kT}\right) = n_0 \exp\left(\frac{q(j(x) - j_B)}{kT}\right) = n_0 \exp\left(\frac{qy(x)}{kT}\right), \quad (5a)$$

$$p(x) = n_i \exp\left(-\frac{qj(x)}{kT}\right) = p_0 \exp\left(-\frac{q(j(x) - j_B)}{kT}\right) = p_0 \exp\left(-\frac{qy(x)}{kT}\right). \quad (5б)$$

Для простоты последующего изложения введём безразмерные потенциалы

$$u(x) \equiv qj(x)/kT$$

$$Y(x) \equiv qy(x)/kT$$

Тогда концентрации электронов и дырок в любой точке ОПЗ полупроводника могут быть выражены следующим образом:

$$n(x) = n_i \exp(u(x)) = n_0 \exp(Y(x)), \quad (6a)$$

$$p(x) = n_i \exp(-u(x)) = p_0 \exp(-Y(x)), \quad (6b)$$

а поверхностные концентрации:

$$n_s = n_0 \exp(Y_s), \quad (7a)$$

$$p_s = p_0 \exp(-Y_s), \quad (7b)$$

где $Y_s = q\varphi_s / kT$ - безразмерный поверхностный электростатический потенциал полупроводника (безразмерная величина изгиба зон на поверхности).

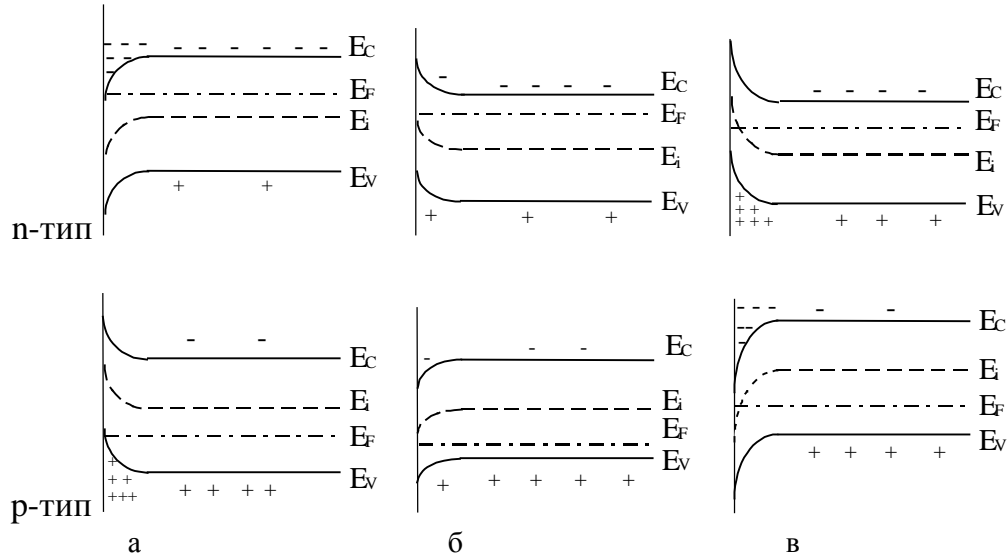


Рис. 2. Зонные диаграммы полупроводника при обогащении (а), обеднении (б) и инверсии (в) приповерхностной области.

В зависимости от знаков и величин u_s и j_B можно дать следующую классификацию поверхностных условий (рис. 2). Если u_s и j_B имеют одинаковые знаки, то вблизи поверхности имеется повышенная концентрация основных носителей заряда. В этом случае слой объёмного заряда называют обогащенным. Если поверхностный потенциал $u_s=0$, то энергетические зоны плоские и поверхностные концентрации носителей заряда равны объёмным. Если u_s и j_B имеют разные знаки, то могут реализоваться два случая, различающиеся соотношением концентраций основных и неосновных носителей заряда на поверхности. Слой обеднения имеет место, если $|u_s| < |j_B|$. Инверсионный слой образуется, если $|u_s| > |j_B|$. При этом пока $|j_B| < 2|u_s|$, состояние поверхности соответствует режиму слабой инверсии. Если $|u_s| > 2|j_B|$, то реализуется режим сильной инверсии. Случай $|u_s| = |j_B|$ соответствует состоянию поверхности с собственной проводимостью ($n_s = p_s = n_i$).

Основные теоретические выражения, характеризующие ход электростатического потенциала $u(x)$ и напряженности электрического поля $E(x)$ в любой точке ОПЗ, зависимость заряда ОПЗ Q_{SC} и соответствующей дифференциальной

ёмкости C_{SC} от изгиба зон y_s , а также другие параметры ОПЗ можно получить из решения уравнения Пуассона:

$$\frac{d^2 y(x)}{dx^2} = -\frac{r(x)}{e_0 e_s}. \quad (8)$$

Здесь e_0 -абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, e_s -относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, $r(x)$ -объёмная плотность заряда в ОПЗ:

$$r(x) = q[p(x) + N_D^+ - n(x) - N_A^-], \quad (9)$$

где N_D^+ , N_A^- - концентрации ионизированных примесей (доноров и акцепторов соответственно).

В объёме полупроводника, где влияние поверхностного заряда уже не сказывается, соблюдается условие электронейтральности:

$$n_0 - p_0 = N_D^+ - N_A^-, \quad (10)$$

Тогда, используя (6), можно получить $r(x)$ как функцию безразмерного поверхностного потенциала $Y(x)$ в следующем виде:

$$r(x) = q[p_0[\exp(-Y) - 1] - n_0[\exp(Y) - 1]]. \quad (11)$$

Введём обозначения:

$$I = \frac{p_0}{n_i} = \frac{n_i}{n_0}; \quad L_D = \sqrt{\frac{e_0 e_s kT}{2q^2 n_i}}. \quad (12)$$

где L_D -дебаевская длина экранирования в собственном полупроводнике.

Безразмерный параметр I , как и объёмный потенциал j_B , характеризует степень легирования полупроводника: $I > 1$ для полупроводника р-типа ($j_B < 0$), $I < 1$ для полупроводника n-типа ($j_B > 0$). Параметры j_B и I связаны соотношением

$$j_B = -\frac{kT}{q} \ln(I). \quad (13)$$

В результате, подставляя (11) в (8) и используя обозначения (12), получаем:

$$\frac{d^2 Y}{dx^2} = \frac{1}{2L_D^2} [I^{-1}[\exp(Y) - 1] - I[\exp(-Y) - 1]]. \quad (14)$$

Первый интеграл уравнения (14) берётся стандартным приёмом. Умножая обе части уравнения на $2dY/dx$ и используя тождество

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dY}{dx} \right)^2 = 2 \frac{dY}{dx} \frac{d^2 Y}{dx^2}, \quad (15)$$

имеем:

$$d \left(\frac{dY}{dx} \right)^2 = \frac{1}{L_D^2} [I^{-1}(\exp(Y) - 1) - I(\exp(-Y) - 1)]. \quad (16)$$

Интегрируя это уравнение с использованием граничных условий для полубесконечного кристалла $dY/dx \rightarrow 0$ и $Y(x) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$, получаем:

$$\frac{dY}{dx} = \frac{F(Y, I)}{L_D}, \quad (17)$$

где

$$F(Y, I) = \pm [I^{-1}(\exp(Y) - 1) + I(\exp(-Y) - 1) + (I - I^{-1})Y]^{1/2} \quad (18)$$

Знак функции $F(Y, I)$ противоположен знаку Y , так как при $Y < 0$ (при изгибах зон вверх) $dY/dx > 0$, а при $Y > 0$ (при изгибах зон вниз) $dY/dx < 0$.

Заметим, что величина производной dY/dx с точностью до множителя kT/q определяет напряженность поля при каждом данном значении $Y(x)$:

$$E(Y(x)) = -\frac{kT}{q} \frac{dY}{dx} = -\frac{kT}{qL_D} F(Y, I). \quad (19)$$

Для того чтобы получить явную зависимость $E(x)$, необходимо найти $Y(x)$, т.е. взять второй интеграл уравнения Пуассона. Однако для определения значения напряженности электрического поля на поверхности полупроводника достаточно соотношения (19), из которого при $Y = Y_s$ получаем:

$$E_s = -\frac{kT}{qL_D} F(Y_s, I). \quad (20)$$

Тогда величину полного заряда ОПЗ (отнесённого к единице площади), индуцирующего это поле, можно определить по закону Гаусса:

$$Q_{sc} = -e_0 e_s E_s = \frac{e_0 e_s kT}{qL_D} F(Y_s, I) = 2qn_i L_D F(Y_s, I). \quad (21)$$

В формировании приповерхностной ОПЗ большую роль играют подвижные носители заряда - электроны и дырки. Поэтому иногда появляется необходимость ввести в рассмотрение специальные интегральные величины - приповерхностные избытки зарядов Q_n и Q_p , которые представляют собой соответственно разности зарядов электронов и дырок, приходящихся на единицу площади, при некотором данном значении Y_s и его значении, равном нулю. Таким образом, Q_n и Q_p определяются выражениями:

$$Q_n = -q \int_0^{\infty} [n(x) - n_0] dx, \quad (22a)$$

$$Q_p = q \int_0^{\infty} [p(x) - p_0] dx. \quad (22b)$$

Переходя в последних выражениях от интегрирования по x к интегрированию по Y и используя для dY/dx соотношение (17), получим:

$$Q_n = -qn_0 \int_{Y_s}^0 [\exp(Y) - 1] \frac{dx}{dY} dY = qI^{-1} n_i L_D \int_0^{Y_s} \frac{\exp(Y) - 1}{F(Y, I)} dY, \quad (23a)$$

$$Q_p = qp_0 \int_{Y_s}^0 [\exp(-Y) - 1] \frac{dx}{dY} dY = -qI n_i L_D \int_0^{Y_s} \frac{\exp(-Y) - 1}{F(Y, I)} dY. \quad (23b)$$

Интегралы, входящие в последние выражения, в общем виде не берутся, однако их сумма приводит к интегралу от полного дифференциала функции $F(Y, I)$:

$$Q_n + Q_p = qn_i L_D \int_0^{y_s} \frac{I^{-1}[\exp(Y)-1] - I^{-1}[\exp(-Y)-1]}{F(Y, I)} dY = 2qn_i L_D \int_0^{y_s} dF =$$

$$= 2qn_i L_D F(y_s, I) = Q_{SC} \quad (24)$$

Таким образом, сумма избытков зарядов электронов и дырок представляет собой полный заряд ОПЗ.

Типичная зависимость полного заряда Q_{SC} от поверхностного потенциала y_s показана на рис. 3. Она рассчитана для МДП-структуры на кремниевой подложке р-типа с $N_A = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре.

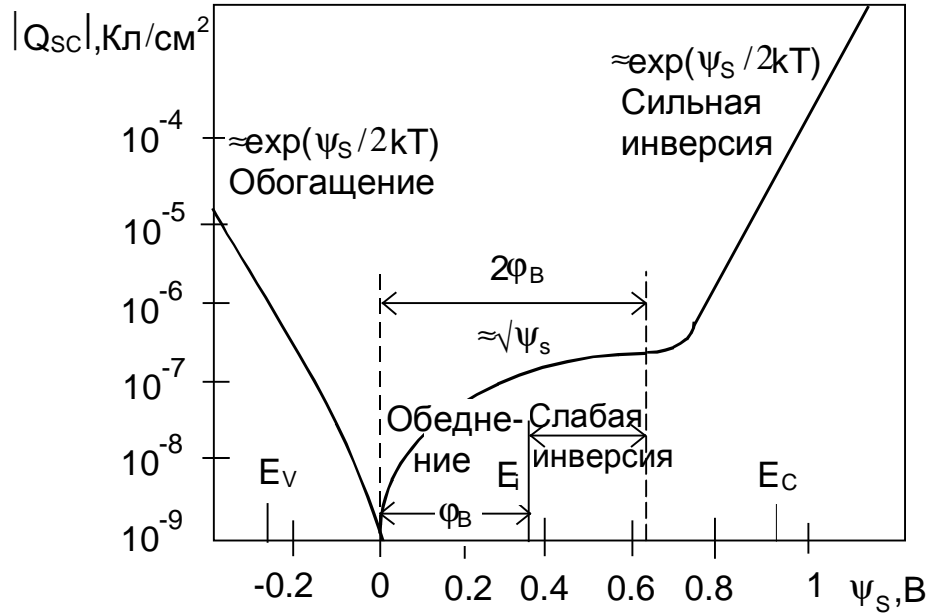


Рис. 3. Зависимость плотности объемного заряда в полупроводнике (на единицу площади границы раздела) от поверхностного потенциала y_s для кремния р-типа с $N_A = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

При отрицательных y_s заряд Q_{SC} положителен, что соответствует аккумуляции дырок на поверхности (обогащение). В этом случае в выражении (18) доминирует второе слагаемое, так что $Q_{SC} \sim \exp(q|y_s|/2kT)$. В состоянии плоских зон $y_s=0$ и $Q_{SC}=0$. В режимах обеднения и слабой инверсии в выражении (15) доминирует третье слагаемое, и заряд ОПЗ $Q_{SC} \sim \sqrt{y_s}$. При сильной инверсии $y_s > 2j_B$ доминирующим в выражении (1.15) становится первое слагаемое. В этом случае $Q_{SC} \sim \exp(qy_s/2kT)$. Сильная инверсия наступает при поверхностном потенциале

$$y_{S(inv)} = 2|j_B| = 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}, \quad (25)$$

когда поверхностная концентрация неосновных носителей (электронов) становится равной объёмной концентрации основных носителей p_0 .

Поскольку полный заряд ОПЗ Q_{SC} зависит от величины поверхностного потенциала y_s , то область пространственного заряда обладает определённой ёмкостью C_{SC} . По определению дифференциальная ёмкость ОПЗ C_{SC} с учётом соотношений (18), (21) будет равна

$$C_{SC} \equiv \left| \frac{dQ_{SC}}{dy_s} \right| = \frac{e_0 e_s}{2L_D} \left| \frac{I [\exp(-Y_s) - 1] - I^{-1} [\exp(Y_s) - 1]}{F(Y_s, I)} \right|. \quad (26)$$

Заметим, что входящие в формулы (20), (21) и (26) выражения $E_M = \frac{kT}{qL_D}$,

$$Q_M = \frac{e_0 e_s kT}{qL_D} = 2qn_i L_D, \quad C_M = \frac{e_0 e_s}{2L_D} = \frac{q^2}{kT} n_i L_D \quad \text{обычно называют масштабными}$$

коэффициентами: масштабной напряженностью электрического поля, масштабной плотностью заряда и масштабной удельной емкостью ОПЗ полупроводника соответственно.

В состоянии плоских зон, т.е. при $y_s=0$, дифференциальную ёмкость ОПЗ можно легко определить, разлагая в ряд экспоненты до квадратичных членов включительно, что даёт:

$$C_{SC}(y_s = 0) = \frac{e_0 e_s}{2L_D} \sqrt{2(I + I^{-1})} = \frac{e_0 e_s}{L_{D\text{эфф}}}, \quad (27)$$

где

$$L_{D\text{эфф}} = L_D \sqrt{\frac{2}{I + I^{-1}}} = \sqrt{\frac{e_0 e_s kT}{q^2 (p_0 + n_0)}} \quad (28)$$

эффективная дебаевская длина экранирования в полупроводнике со степенью легирования I .

Используя выражения (23а,б) для зарядов Q_n и Q_p , можно записать парциальные ёмкости для электронов C_n и дырок C_p в ОПЗ следующим образом:

$$C_n = \frac{e_0 e_s}{2L_D} \frac{I^{-1} [1 - \exp(Y_s)]}{F(Y_s, I)}, \quad (29а)$$

$$C_p = \frac{e_0 e_s}{2L_D} \frac{I [\exp(-Y_s) - 1]}{F(Y_s, I)}. \quad (29б)$$

При этом имеет место очевидное равенство:

$$C_{SC} = C_n + C_p, \quad (30)$$

а сами ёмкости C_n и C_p связаны между собой простым соотношением

$$C_n / C_p = I^{-2} \exp(Y_s). \quad (31)$$

Из (31) следует, что ёмкости C_n и C_p равны друг другу при так называемом инверсионном изгибе зон

$$Y_{S(inv)} = 2 \ln I \quad (32)$$

и отличаются не менее чем в 20 раз при $|Y_S - Y_{S(inv)}| > 3$. Это условие позволяет в соответствующих диапазонах значений Y_S не учитывать одну из парциальных емкостей.

Для определения хода электростатического потенциала $u(x)$ в ОПЗ необходимо проинтегрировать соотношение (17) и получить второй интеграл уравнения Пуассона:

$$\frac{x}{L_D} = \int_{Y_S}^{Y(x)} \frac{dY}{F(Y, I)}. \quad (33)$$

В общем случае функция $F(Y, I)$ содержит линейные и экспоненциальные члены по Y и интеграл не может быть выражен через аналитические функции. Ниже мы рассмотрим несколько частных случаев, в которых функция $F(Y, I)$ может быть проинтегрирована аналитически, в других же случаях возможно только численное интегрирование.

1. Случай собственного полупроводника ($I=1$ или $j_B=0$).

В этом случае функция $F(Y, I)$ имеет следующий вид:

$$F(Y, I) = \pm [\exp(-Y) + \exp(Y) - 2]^{1/2} = \pm 2sh(Y/2). \quad (34)$$

Подстановка (34) в (33) даёт

$$\frac{x}{L_D} = \ln \frac{th(Y_S/4)}{th(Y/4)} \quad (35)$$

или

$$th(Y/4) = th(Y_S/4) \exp(-x/L_D). \quad (36)$$

Расчёт по формуле (36) показывает быстрый спад электростатического потенциала вблизи поверхности и относительно медленное убывание при больших величинах x . Зависимости заряда Q_{SC} и ёмкости C_{SC} от Y_S для этого случая будут иметь простой вид:

$$Q_{SC} = \pm 4qn_i L_D sh(Y_S/2), \quad (37)$$

$$C_{SC} = \pm 2q^2/kT n_i L_D ch(Y_S/2). \quad (38)$$

2. Случай примесного полупроводника с ярко выраженным типом проводимости ($|\ln I| > 3$).

Аналитическое представление функции $F(Y, I)$ в этом случае можно получить для областей сильного обогащения, отчетливого слоя обеднения и сильной инверсии. Рассмотрим подробно эти три случая на примере полупроводника n-типа.

А. Область сильного обогащения.

Условием существования этой области является выполнение неравенства $Y(x) > 3$, так как при этом в выражении (18) доминирующим становится экспоненциальный член $I^{-1} \exp(Y)$. Тогда для функции $F(Y, I)$ получим:

$$F(Y, I) = -I^{-1/2} \exp(Y/2), \quad (39)$$

и второй интеграл уравнения Пуассона будет иметь следующий вид:

$$\frac{x}{L_D} = -\int_{Y_s}^Y \frac{dY}{I^{-1/2} \exp(Y/2)} = 2I^{1/2} (\exp(-Y/2) - \exp(-Y_s/2)), \quad (40)$$

или

$$\frac{x}{L_{D\text{эфф}}} = \sqrt{2} (\exp(-Y/2) - \exp(-Y_s/2)), \quad (41)$$

где $L_{D\text{эфф}}$ определяется формулой (28).

Выражения для заряда основных носителей Q_n и соответствующей парциальной ёмкости C_n в данном случае даются соотношениями:

$$Q_{SC} = Q_n = -2qn_i L_D I^{-1/2} \exp(Y_s/2) = -\sqrt{2} qn_0 L_{D\text{эфф}} \exp(Y_s/2), \quad (42)$$

$$C_{SC} = C_n = q^2 / kT n_i L_D I^{-1/2} \exp(Y_s/2) = \frac{e_0 e_s}{\sqrt{2} L_{D\text{эфф}}} \exp(Y_s/2). \quad (43)$$

Б. Область отчетливого обеднения - слабой инверсии.

Условием существования области, в которой присутствуют в основном заряды ионизированных примесей, является доминирование линейного по Y члена в (18). Для этого необходимо, чтобы поверхностный потенциал находился в диапазоне $2 \ln I + 3 < Y(x) < -3$. При таких значениях поверхностного потенциала функция $F(Y, I)$ принимает простой вид:

$$F(Y, I) = I^{-1/2} \sqrt{-Y}. \quad (44)$$

Подстановка (44) в (33) и интегрирование дают следующую зависимость электростатического потенциала от координаты:

$$y(x) = y_s (1 - x/W)^2, \quad (45)$$

где поверхностный потенциал y_s определяется формулой

$$y_s = -\frac{qn_0 W^2}{2e_0 e_s}, \quad (46)$$

где W - граница истощенного слоя с квазинейтральным объёмом полупроводника, положение которой определяется формулой:

$$W = \sqrt{2} L_{D\text{эфф}} \sqrt{Y_s} = \sqrt{\frac{2e_0 e_s |y_s|}{qn_0}}. \quad (47)$$

Заряд и ёмкость ОПЗ при отчетливом обеднении даются следующими выражениями:

$$Q_{SC} = 2qn_i L_D I^{-1/2} \sqrt{-Y_s} = \sqrt{2} qn_0 L_{D\text{эфф}} \sqrt{-Y_s} = qN_D W, \quad (48)$$

$$C_{SC} = \frac{q^2}{kT} n_i L_D I^{-1/2} \frac{1}{\sqrt{-Y_S}} = \frac{e_0 e_s}{\sqrt{2L_{D\Delta\phi\phi}} \sqrt{-Y_S}} = \frac{e_0 e_s}{W}. \quad (49)$$

В. Область сильной инверсии.

Данная область возникает при больших отрицательных изгибах зон, когда в выражении (18) доминирующим становится дырочное слагаемое. Практически в полупроводнике n-типа это имеет место при изгибах зон $Y(x) < 2 \ln I - 3$. Функция $F(Y, I)$ в области очень сильной инверсии имеет вид:

$$F(Y, I) = I^{1/2} \exp(-Y/2). \quad (50)$$

Подставляя (1.50) в (1.33) и интегрируя, получаем результат, аналогичный тому, что был получен ранее для области обогащения:

$$\frac{x}{L_D} = \int_{Y_S}^Y \frac{dY}{I^{1/2} \exp(-Y/2)} = 2I^{-1/2} (\exp(Y/2) - \exp(Y_S/2)), \quad (51)$$

а выражения для заряда и ёмкости неосновных носителей заряда в ОПЗ будут иметь вид:

$$Q_{SC} = 2qn_i L_D I^{1/2} \exp(-Y_S/2), \quad (52)$$

$$C_{SC} = \frac{q^2}{kT} n_i L_D I^{1/2} \exp(-Y_S/2). \quad (53)$$

Г. Область слабого обогащения - слабого обеднения.

Вблизи плоских зон, когда величина безразмерного электростатического потенциала $|Y(x)| \ll 1$, функцию $F(Y, I)$ можно упростить, разложив в ряд экспоненты до квадратичных членов включительно. В результате получим:

$$F(Y, I) = -Y \left[\frac{1}{2} (I + I^{-1}) \right]^{1/2}. \quad (54)$$

Подставляя (54) в (33) и интегрируя, получаем ход потенциала в ОПЗ:

$$Y(x) = Y_S \exp(-x/L_{D\Delta\phi\phi}), \quad (55)$$

где $L_{D\Delta\phi\phi}$ даётся формулой (28).

Величины заряда и ёмкости ОПЗ вблизи плоских зон определяются соотношениями:

$$Q_{SC} = -2qn_i L_D Y_S \left[\frac{1}{2} (I + I^{-1}) \right]^{1/2} = -q(n_0 + p_0) L_{D\Delta\phi\phi} Y_S, \quad (56)$$

$$C_{SC} = \frac{q^2}{kT} (n_0 + p_0) L_{D\Delta\phi\phi} = \frac{e_0 e_s}{L_{D\Delta\phi\phi}}. \quad (57)$$

Из соотношения (55) следует, что малые изменения потенциала экспоненциально затухают вглубь полупроводника. Очевидно, что квазинейтральной областью завершаются все рассмотренные случаи ОПЗ

полупроводника. Под квазинейтральной областью следует понимать область, где выполняется условие $|y(x)| \ll kT/q$.

3. Поверхностная проводимость. Эффект поля

При изменении поверхностного потенциала изменяются концентрации электронов и дырок в приповерхностном слое полупроводника, а следовательно, и его электропроводность. Поэтому, исследуя, как меняется электропроводность при различной обработке поверхности, можно выяснить, как при этом изменяется заряд поверхности, и отсюда получить данные о поверхностных состояниях.

Формулы для расчёта интегральных избытков концентраций электронов и дырок, в приповерхностной ОПЗ полупроводника, когда электростатический потенциал u меняется от 0 – в объёме, до u_s – на поверхности, учитывая соотношения (22, 23), можно записать следующим образом:

$$G_n = \frac{Q_n}{q} = \int_0^{\infty} [n(x) - n_0] dx = -I^{-1} n_i L_D \int_0^{Y_s} \frac{\exp(Y) - 1}{F(Y, I)} dY, \quad (58)$$

$$G_p = \frac{Q_p}{q} = -\int_0^{\infty} [p(x) - p_0] dx = -I n_i L_D \int_0^{Y_s} \frac{\exp(-Y) - 1}{F(Y, I)} dY. \quad (59)$$

Вызванная наличием G_n и G_p избыточная проводимость носит название поверхностной проводимости. Или, если исходить из определения самих интегральных избытков G_n и G_p , то поверхностную проводимость можно определить как разность проводимостей образца при данном значении поверхностного электростатического потенциала u_s и его нулевым значением.

Выражение для поверхностной проводимости имеет вид

$$G_S = qm_{ns} G_n + qm_{ps} G_p = -G_M \int_0^{Y_s} \frac{I (\exp(-Y) - 1) + bI^{-1} (\exp(Y) - 1)}{F(Y, I)} dY, \quad (60)$$

где $G_M = qn_i m_{ps} L_D$ – “масштабная” поверхностная проводимость, $b = m_{ns}/m_{ps}$, а m_{ns} и m_{ps} – “поверхностные” подвижности электронов и дырок в области пространственного заряда, которые, вообще говоря, меньше соответствующих подвижностей в объёме полупроводника.

Таким образом, расчёт влияния поверхностного потенциала на электропроводность сводится к вычислению поверхностной проводимости по формуле (60). Однако общий характер зависимости G_S от Y_s можно выяснить без расчёта. Положим для определённости, что мы имеем полупроводник n-типа. При положительном потенциале поверхности зоны искривляются вниз и край зоны основных носителей E_C приближается к уровню Ферми (рис. 2а). Поэтому у поверхности образуется слой, обогащённый электронами, и G_S будет непрерывно увеличиваться при возрастании Y_s . При $Y_s < 0$ зоны искривляются вверх (рис. 2б) и, соответственно, приповерхностный слой обедняется электронами.

Пока $(E_F - E_V)$ у поверхности остаётся больше $(E_C - E_F)$, концентрация дырок $p \ll n$ везде и G_S уменьшается при увеличении $|Y_s|$. Однако, когда искривление зон становится таким, что E_F оказывается ближе к E_V , нежели к E_C , концентрация дырок в приповерхностном слое делается больше концентрации электронов, т.е.

образуется инверсионный слой, в данном случае р–типа (рис. 2в). Аналогично в дырочном полупроводнике инверсионный слой имел бы проводимость п–типа. Поэтому при дальнейшем увеличении $|Y_S|$ проводимость G_S проходит через минимум и снова увеличивается, теперь уже за счёт увеличения концентрации дырок в инверсионном слое.

Значение поверхностного потенциала Y_{Smin} , соответствующее минимуму G_S , можно найти из следующих простых (хотя и нестрогих) соображений. Очевидно, что при Y_{Smin} электроны и дырки дают одинаковый вклад в электропроводность приповерхностного слоя. Поэтому для некоторой средней плоскости в области объёмного заряда $x_0 = \text{const}$, где потенциал $Y_S = \frac{1}{2} Y_{Smin}$, можно написать

$$m_{ns} n(x_0) = m_{ps} p(x_0). \quad (61)$$

С другой стороны, ограничиваясь случаем невырожденных полупроводников, мы имеем

$$n = n_0 \exp(Y), \quad p = p_0 \exp(-Y). \quad (62)$$

Подставляя (62) в (61), получаем

$$m_{ns} n_0 \exp\left(\frac{1}{2} Y_{Smin}\right) = m_{ps} p_0 \exp\left(-\frac{1}{2} Y_{Smin}\right). \quad (63)$$

Отсюда следует, что

$$Y_{Smin} = \ln\left(\frac{I^2}{b}\right). \quad (64)$$

Для рассматриваемого случая полупроводника п–типа значение $I < 1$, а отношение подвижностей обычно больше единицы. Поэтому Y_{Smin} оказывается отрицательным. Его абсолютное значение тем больше, чем меньше I .

Зависимость G_S от Y_S , вычисленная для германия п–типа, при различных значениях параметра I , показана на рис. 4. При расчёте предполагалось, что доноры и акцепторы полностью ионизованы и что электронный газ не вырожден.

Наиболее эффективным способом управления значением поверхностного электростатического потенциала (а следовательно, значением поверхностной проводимости G_S и другими параметрами приповерхностной ОПЗ полупроводника) является приложение к полупроводнику электрического поля, нормального к поверхности полупроводника. Это сравнительно просто достигается в структуре, где полупроводник служит одной из обкладок конденсатора, отделённой от второй обкладки - металлического электрода - слоем диэлектрика (рис. 5). Такая структура называется МДП-структурой. А явление изменения проводимости под действием электрического поля - эффектом поля. Эффект поля лежит в основе действия полевых транзисторов.

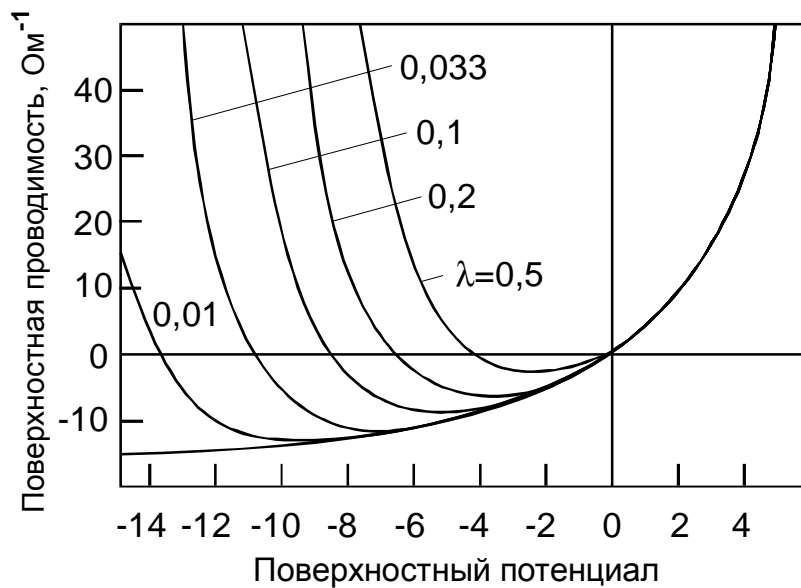


Рис. 4. Зависимость поверхностной проводимости G_S от поверхностного электростатического потенциала Y_S .

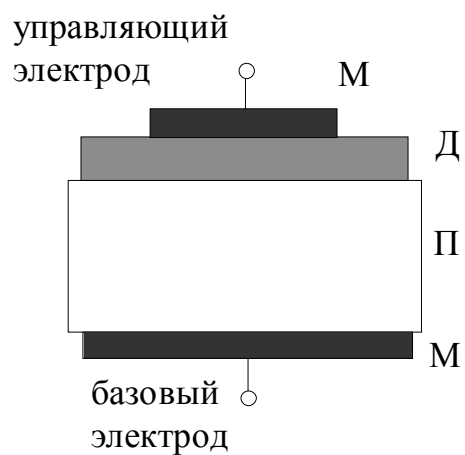


Рис.5. Схематическое изображение МДП-структуры.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Цель практических заданий – изучение, сопоставление и расчет объемных и приповерхностных характеристик полупроводникового материала, их зависимостей от поверхностного электростатического потенциала.

Целевые установки

Что знать:

- определения объемных параметров полупроводникового материала (объемного потенциала j_B , параметра легирования I), их размерности и функциональные зависимости от других параметров (температуры, концентрации примесей, типа проводимости);

- определение поверхностных параметров ОПЗ (длины Дебая L_D , поверхностных потенциалов Y_S , Y_S), их размерности и функциональную зависимость L_D от других параметров полупроводникового материала;

- классификацию поверхностных условий (основных режимов приповерхностной ОПЗ);

- качественный ход графических зависимостей основных параметров приповерхностной ОПЗ полупроводника (E_S , Q_{SC} , C_{SC} , G_S) от поверхностного потенциала Y_S и степени легирования I ;

- алгоритмы расчета основных характеристик.

Что помнить:

- каждый полупроводниковый материал (Ge, Si, GaAs и др.) характеризуется своими объемными параметрами (шириной запрещенной зоны E_g , собственной концентрацией носителей заряда n_i , подвижностью основных и неосновных носителей заряда m_n и m_p и т.д.), численные значения которых можно найти в соответствующих справочниках;

- каждый полупроводниковый материал имеет свои наборы приповерхностных параметров ОПЗ – масштабные коэффициенты (масштабная плотность заряда, масштабная напряженность поля, масштабная удельная емкость), численные значения которых рассчитываются исходя из соответствующих объемных параметров полупроводникового материала.

Что уметь:

- рассчитывать безразмерные объемные параметры (u_B , I);

- рассчитывать диапазоны изменения поверхностного потенциала для различных областей ОПЗ (обогащения, обеднения, инверсии);

- рассчитывать размерные объемные и поверхностные параметры;

- рассчитывать зависимости приповерхностного заряда Q_{SC} , напряженности электрического поля на поверхности E_S , емкости ОПЗ C_{SC} и поверхностной проводимости G_S от поверхностного потенциала Y_S .

Исходные данные для выполнения работы

Для проведения необходимых расчетов используются наиболее распространенные полупроводниковые материалы (Si, GaAs).

По каждому изучаемому вопросу предлагается 8 вариантов упражнений, указанных в таблице 1.

Таблица 1. Варианты заданий

Вариант	Материал	Уд.сопр. Ом·см	Вариант	Материал	Уд.сопр. Ом·см
1	n-Si	4,5	5	n-GaAs	5
2	n-Si	40	6	n-GaAs	50
3	p-Si	12	7	p-GaAs	5
4	p-Si	1,2	8	p-GaAs	50

Практические задания

1. Для заданного полупроводникового материала по величине удельного сопротивления (варианты указываются преподавателем) рассчитать (при $T=300K$):

1) объемные характеристики материала:

-концентрацию примеси (N_d или N_a);

-степень легирования (параметр I);

-объемный потенциал j_B ;

2) характеристики приповерхностной ОПЗ:

-длину Дебая и масштабные коэффициенты (напряженности электрического поля на поверхности, плотности приповерхностного заряда, удельной поверхностной емкости, поверхностной проводимости);

-диапазоны изменения поверхностных потенциалов ψ_s и Ψ_s для различных режимов приповерхностной ОПЗ полупроводника (обогащения, обеднения, слабой и сильной инверсии).

Результаты расчета оформить в виде таблиц:

Таблица 2. Характеристики объема и приповерхностной ОПЗ

Материал	ρ , Ом·см	N , см ⁻³	λ	ϕ_B , В	L_D , см	E_M , В/см	Q_M , Кл/см ²	C_M , Ф/см ²	G_M , Ом ⁻¹

Таблица 3. Диапазоны изменения поверхностных потенциалов

Материал	ρ , Ом·см	Потенциал	Обогащение	Обеднение	Инверсия	
					слабая	сильная
n-Si	4,5	ψ_s Ψ_s				

2. Для заданного полупроводникового материала, его объемных характеристик (j_B, I) и рассчитанных диапазонов изменения поверхностного потенциала Y_S рассчитать:

1) зависимость пространственного заряда полупроводника от поверхностного потенциала $Q_{SC}(Y_S, I)$;

2) зависимость емкости пространственного заряда полупроводника от поверхностного потенциала $C_{SC}(Y_S, I)$;

3) зависимость поверхностной проводимости от поверхностного потенциала $G_S(Y_S, I)$.

На основе результатов расчета построить соответствующие графики.

3. Рассчитать координатную зависимость безразмерного потенциала в ОПЗ заданного полупроводника в режимах:

1) резко выраженного обогащения;

2) отчетливого обеднения;

3) слабой инверсии;

4) сильной инверсии.

Построить графические зависимости $Y=f(x/L_D)$ для выбранных значений Y_S .

4. Для закрепления основных понятий и сведений теории ОПЗ полупроводника ответить на вопросы программы *QUES*. Если ЭВМ оценила Ваши знания ниже "5", необходимо ответить на дополнительные контрольные вопросы преподавателю.

Работа с пакетом прикладных программ

Пакет прикладных программ (ППП) выполнен на языке Паскаль и функционируют под управлением операционной системы MS-DOS. В состав ППП входят следующие модули: *DATA*, *TASK2*, *TASK3* и *QUES*.

Модуль *DATA* предназначена для вывода на экран дисплея исходных данных вариантов упражнений, числовых значений некоторых фундаментальных физических констант и параметров изучаемых полупроводниковых материалов, необходимых для выполнения практических заданий.

Модули *TASK2* и *TASK3* предназначены для выполнения заданий 2 и 3 соответственно. Модуль *QUES* содержит контрольные вопросы (задание 4).

Для получения исходных данных и выполнения любого задания необходимо загрузить в оперативную память и запустить на выполнение соответствующий модуль (*DATA*, *TASK2*, *TASK3* или *QUES*).

Все модули пакета работают в диалоговом режиме с использованием строк-подсказок.

Дополнительные контрольные вопросы

1. Назовите основные параметры полупроводника, характеризующие его объемное сопротивление (с указанием размерности), раскройте их физический смысл и покажите взаимосвязь между параметрами.

2. Назовите основные параметры приповерхностной ОПЗ полупроводника (с указанием размерности), раскройте физический смысл этих параметров и покажите их связь с другими параметрами.

3. От чего зависят “масштабные” коэффициенты: напряженности электрического поля на поверхности E_M , плотности заряда ОПЗ Q_M , удельной приповерхностной емкости C_M и поверхностной проводимости G_M для различных полупроводниковых материалов. Указать их размерность.

4. От каких параметров заданного полупроводникового материала зависят масштабные коэффициенты E_M , Q_M , C_M , G_M ?

5. Какими функциями определяются зависимости E_S , Q_{SC} , C_{SC} , G_S от поверхностного потенциала?

6. Определите характерные интервалы изменения поверхностного потенциала для полупроводников n и p-типа проводимости с заданным удельным сопротивлением.

7. Объясните зависимость плотности заряда ОПЗ Q_{SC} и соответствующей приповерхностной емкости C_{SC} от поверхностного потенциала Y_S .

8. Объясните зависимость поверхностной проводимости от поверхностного потенциала Y_S .

9. Какой функцией определяется зависимость потенциала в ОПЗ полупроводника от координаты?

Литература

1. Гаррэт К., Браттэйн В. Физическая теория поверхности полупроводника// Проблемы физики полупроводников. - М., 1957. – С. 345-365.

2. Кингстон Р., Нойштадтер З. Вычисление пространственного заряда электрического поля и концентрации свободных носителей тока на поверхности полупроводника// Проблемы физики полупроводников. – М., 1957. – С.298-301.

3. Шалимова К. В. Физика полупроводников. –М., 1985. –С. 282-293.

4. Бормонтов Е.Н. Физика и метрология МДП-структур. –Воронеж, 1997.- С.80-88.

5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: Кн.1.-М., 1984. – С. 381-384.

Составители: Бормонтов Евгений Николаевич
Хухрянский Михаил Юрьевич

Редактор: Тихомирова Ольга Александровна