

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАТИКИ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ»

Кафедра химии

А.А. Позняк, В.А. Полубок

**МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ
ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ
РАБОТЫ СТУДЕНТОВ**

ПО КУРСУ

**« Ф И З И К О - Х И М И Ч Е С К И Е О С Н О В Ы
М И К Р О Э Л Е К Т Р О Н И К И , К О Н С Т Р У И Р О В А Н И Я
И Т Е Х Н О Л О Г И И Р Э С И Э В С »**

Разделы

" Контактные явления",
" Поверхностная проводимость
полупроводников "
для студентов специальностей

" Проектирование и производство РЭС "

" Моделирование и компьютерное
проектирование РЭС "

МИНСК 2007

Позняк А.А., Полубок В.А. Методическое пособие для самостоятельной работы студентов по курсу «Физико-химические основы микроэлектроники, конструирования и технологии РЭС и ЭВС».

В пособии приводятся необходимые теоретические сведения для изучения разделов «Контактные явления» и «Поверхностная проводимость полупроводников», входящих в программу курса «Физико-химические основы микроэлектроники и технологии РЭС и ЭВС» для студентов специальностей ПиП РЭС и МиКП РЭС, а также для подготовки к выполнению работ лабораторного практикума по изучению контактных явлений (2 работы, 8 часов) и поверхностной проводимости полупроводников (1 работа, 4 часа).

СОДЕРЖАНИЕ

1. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ	4
1.1. КЛАССИФИКАЦИЯ КОНТАКТОВ	4
1.2. РАБОТА ВЫХОДА	4
1.3. ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ	6
1.4. КОНТАКТ МЕТАЛЛ – МЕТАЛЛ	7
1.4.1. Равновесное состояние контакта	7
1.4.2. Выпрямление на контакте металл-металл	9
1.5. КОНТАКТ МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК	10
1.6. КОНТАКТ ПОЛУПРОВОДНИК – ПОЛУПРОВОДНИК	13
1.6.1. Равновесное состояние р-п-перехода	13
1.6.2. Выпрямляющие свойства р-п-перехода	15
1.6.3. Омические контакты двух полупроводников	15
1.6.4. Гетеропереходы	16
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ	17
ЛИТЕРАТУРА	19
2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	20
Краткие теоретические сведения:	20
2.1. ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЗАРЯДА НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ	20
2.2. ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА У ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА	21
2.2.1. Обеднённая область	22
2.2.2. Инверсный слой	23
2.2.3. Обогащённая область	23
2.3. ПОВЕРХНОСТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ	23
2.4. ТРАНЗИСТОРЫ СО СТРУКТУРОЙ МЕТАЛЛ – ДИЭЛЕКТРИК – ПОЛУПРОВОДНИК (МДП)	24
2.5. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МДП – СТРУКТУР	26
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ	27
ЛИТЕРАТУРА	28

1. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

1.1. КЛАССИФИКАЦИЯ КОНТАКТОВ

Различают три группы электрических контактов: линейные (омические), нелинейные и инжектирующие.

Омические контакты не должны искажать форму сигнала, вносить шумы, должны быть неинжектирующими, иметь линейную ВАХ и обладать очень малым сопротивлением.

Нелинейные контакты осуществляют нелинейное преобразование сигнала: выпрямление, усиление, детектирование и т.д. Идеальный контакт должен обладать нулевым сопротивлением в пропускающем направлении и бесконечно большим в запирающем.

Инжектирующие контакты Должны обладать способностью к инжекции неосновных носителей только в одном направлении, для чего такой контакт должен быть резко асимметричен.

В электронике находят применение контакты металл – металл, металл – полупроводник, металл – диэлектрик, полупроводник – полупроводник, полупроводник – диэлектрик, диэлектрик – диэлектрик. Между конструктивными материалами при этом возникает переходное сопротивление, определяющее свойства самого контакта.

1.2. РАБОТА ВЫХОДА

Электроны проводимости в металле или полупроводнике взаимодействуют с ионами решётки и между ними имеются определённые силы связи, поэтому потенциальная энергия этих электронов будет намного меньше, чем энергия свободных электронов в вакууме. Следовательно, электроны в кристалле находятся в потенциальной яме, для выхода из которой необходимы затраты энергии по преодолению сил, действующих на них со стороны кристалла.

Внутри кристалла, т.е. внутри потенциальной ямы, потенциальная энергия электрона постоянна и равна U_0 . Изменение потенциальной энергии электронов при выходе из кристалла происходит лишь непосредственно у поверхности, т.е. действие сил, препятствующих выходу, сосредоточено вблизи поверхности. Рассмотрим природу этих сил на примере металла.

Пусть электрон, покинувший кристалл, находится от его поверхности на расстоянии x . Металл при этом будет заряжен положительно. Так как металл является проводником, то силовые линии электрического поля расположены перпендикулярно к его поверхности, поэтому поле можно считать однородным. В этом случае действие металла на электрон с зарядом $-q_1$ будет таким же, как и в случае наличия положительного заряда $+q_2$, расположенного внутри металла на расстоянии $-x$ от его поверхности. Тогда сила F , действующая на электрон:

$$\vec{F} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2} = -\frac{q^2}{16\pi \cdot \epsilon_0 \cdot x^2}, \quad (1.1)$$

где $r = 2x$.

Сила \vec{F} называется силой зеркального изображения,

В отсутствие внешнего поля вклад в потенциальную энергию вносит только сила \vec{F} . Потенциальная энергия, связанная с этой силой, $\vec{F} = -\frac{dU(x)}{dx}$, в предположении, что $U = 0$ при $x = \infty$, будет равна:

$$U(x) = -\frac{q^2}{16\pi \cdot \epsilon_0 \cdot x}. \quad (1.2)$$

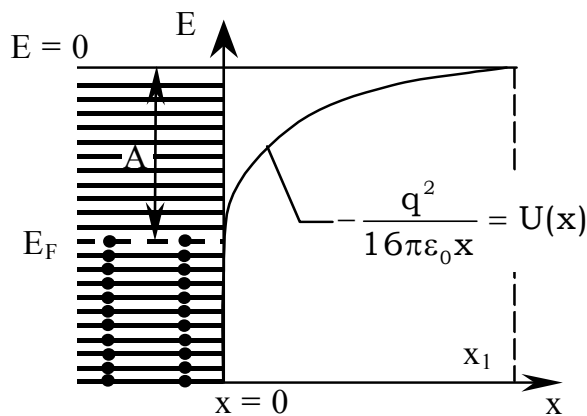


Рисунок 1.1. Вид потенциальной ямы для электрона в металле; $E = 0$ соответствует энергии свободного электрона в вакууме

Изменение потенциальной энергии электрона по мере его удаления от поверхности металла показано на рис. 1.1.

Электрон совершает работу по преодолению силы электростатического изображения на участке x_1 , равном нескольким параметрам решетки. При этом его потенциальная энергия увеличивается на величину $U(x_1)$. На больших расстояниях силы притяжения, действующие на электрон со стороны металла, и потенциальная энергия электрона становятся равными нулю.

При температуре абсолютного нуля все свободные электроны металла стремятся занять энергетические уровни с минимальной энергией. Поскольку по принципу Паули на одном энергетическом уровне не может находиться более двух электронов, то электроны вынуждены последовательно занимать низшие уровни вплоть до какого-то верхнего, определяемого количеством свободных электронов в металле. Этот уровень называется уровнем Ферми, и обозначаются E_F . Электроны, находящиеся на уровне Ферми, имеют наибольшую кинетическую энергию при $T = 0$ К. Для выхода из металла им недостает энергии $\Delta E = U(x_1)$. Поэтому удаление таких электронов требует затраты работы $A_{\text{вых}} = \Delta E$.

Работой выхода электрона A называют энергию, которую нужно сообщить электрону, чтобы он покинул кристалл. Эта величина характеризует энергию связи электрона с металлом. Для характеристики работы выхода используют термодинамическую (изотермическую) работу выхода, отсчитываемую от уровня Ферми (рис. 1.2), поскольку удаление электронов с любых других уровней, расположенных выше или ниже уровня Ферми, приводит к изменению температуры кристалла и нарушению теплового равновесия в нём. На величину работы выхода большое влияние оказывают внешние поля. Если

внешнее поле \vec{E} направлено к поверхности кристалла, то работа по удалению электрона уменьшается и наоборот, работа выхода увеличивается, если поле направлено противоположно.

1.3. ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Энергию, необходимую для выхода из кристалла, электрон может получить за счёт падающего света, при бомбардировке кристалла быстрыми электронами и т.д. Однако эта энергия может быть также получена электроном за счёт внутренней тепловой энергии самого кристалла. При достаточно высокой температуре всегда имеется значительное количество электронов с энергией, большей A . Если такие электроны окажутся вблизи поверхности и их скорость при этом будет перпендикулярна к ней, то они смогут покинуть кристалл.

Явление термоэлектронной эмиссии заключается в испускании электронов нагретым телом.

Выражение для плотности тока термоэлектронной эмиссии имеет вид

$$j = A \cdot T^2 \exp\left(-\frac{A}{k \cdot T}\right), \quad (1.3)$$

где $A^* = \left(\frac{q \cdot m_n^* \cdot k^2}{2\pi^2 \cdot h^3}\right)$ — постоянная Ричардсона; A — работа выхода из металла; k — постоянная Больцмана.

Рассмотрим, как влияет внешнее электрическое поле на эмиссионный ток электронов из кристалла.

При наличии внешнего электрического поля с напряженностью E в выражении для потенциальной энергии электрона (1.2) появится дополнительный член $qV = -qE_x$:

$$U(x) = -\frac{q^2}{16\pi \cdot \epsilon_0 \cdot x} - q \cdot E_x. \quad (1.4)$$

Таким образом, наличие внешнего поля приводит к тому, что для электрона высота потенциального барьера уменьшается на величину qV (рис. 1.3).

На рисунке штрихпунктирной линией показана зависимость от x потенциальной энергии свободного электрона во внешнем поле. Положение максимума $U(x)$,

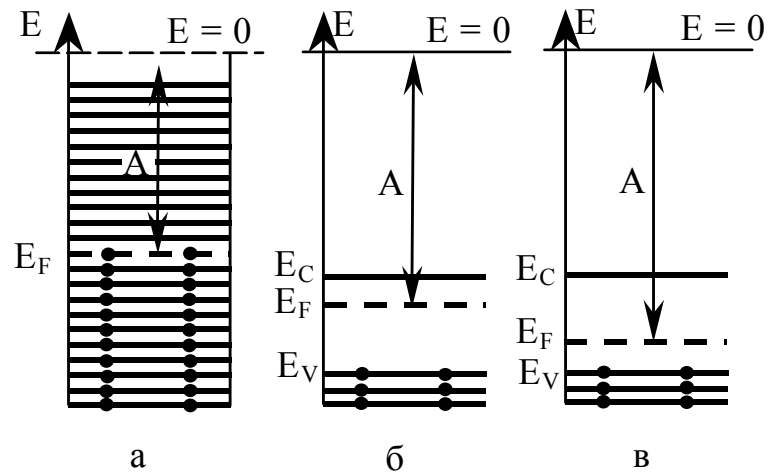


Рисунок 1.2. Определение термодинамической работы выхода A :

- а) — для случая металла;
- б) — для полупроводника n-типа;
- в) — для полупроводника p-типа

т.е. значение $x = x_0$, соответствующее максимальному уменьшению высоты потенциального барьера, можно определить из выражения $\frac{dU(x)}{dx} = 0$.

$$\frac{dU(x)}{dx} = \frac{q^2}{16\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot x^2} - q \cdot E = 0, \quad (1.5)$$

откуда

$$x_0 = \sqrt{\frac{q}{16\pi\varepsilon_0 E}}. \quad (1.6)$$

Подставляя x_0 в (1.4), получаем

$$U(x_0) = -\frac{2q^{\frac{3}{2}} \cdot E^{\frac{1}{2}}}{(16\pi\varepsilon_0)^{\frac{1}{2}}}. \quad (1.7)$$

Таким образом, при приложении внешнего поля с напряженностью E величина работы выхода A уменьшается пропорционально $E^{1/2}$. Соответственно уравнение термоэлектронной эмиссии в этом случае будет иметь вид:

$$j = A \cdot T \exp\left(-\frac{A + qV}{kT}\right), \quad (1.8)$$

где $qV = U(x_0)$.

Изменение плотности термоэмиссионного тока под действием внешнего поля называют эффектом Шоттки для термоэлектронной эмиссии.

1.4. КОНТАКТ МЕТАЛЛ – МЕТАЛЛ

1.4.1. Равновесное состояние контакта

Рассмотрим плотный контакт двух металлов M_1 и M_2 с разными работами выхода A_1 и A_2 (рис. 1.4)

Вследствие того, что уровень Ферми E_{F1} в M_1 находится выше, чем E_{F2} в M_2 , соответствующие работы выхода $A_1 < A_2$. Если $T \neq 0$ К, то при контакте металлов между ними начнётся обмен электронами за счёт термоэлектронной эмиссии. При $T = 0$ К электроны за счет туннелирования будут переходить только из M_1 в M_2 , т.к. напротив заполненных уровней M_1 будут находиться свободные уровни M_2 .

В общем случае поток электронов n_{12} в первоначальный момент времени будет значительно больше, чем поток n_{21} . При этом

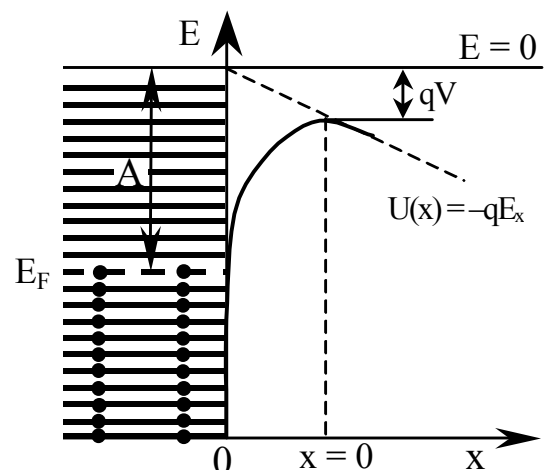


Рисунок 1.3. Уменьшение величины потенциального барьера при приложении внешнего поля E

M_1 заряжается положительно, а M_2 — отрицательно. Электрон, переходящий из M_1 в M_2 , переносит заряд минус q , создавая разность потенциалов между металлами на контакте $-V$. Последующие электроны должны преодолевать возникающий потенциальный барьер $-qV$, величина которого непрерывно увеличивается, с ростом числа перешедших в M_2 электронов. Работа, совершаемая электронами по преодолению энергетического барьера $-qV$, переходит в потенциальную энергию электронов, в результате чего все энергетические уровни в M_1 опускаются, а в M_2 поднимаются (рис. 1.5).

Этот процесс будет происходить до тех пор, пока уровни Ферми в M_1 и M_2 не установятся на одной высоте. После чего против заполненных уровней M_1 окажутся заполненные уровни M_2 с той же плотностью электронов. При этом потенциальный барьер для электронов, движущихся слева направо, станет равным потенциальному барьеру для электронов, движущихся из M_2 в M_1 , и поток n_{12} станет равным n_{21} .

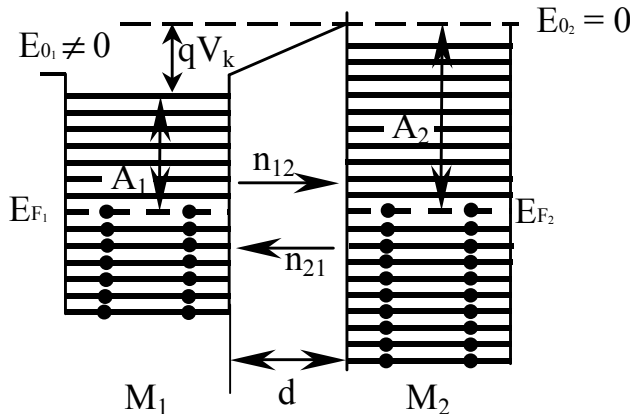


Рисунок 1.5. Энергетическая диаграмма контакта двух металлов в равновесном состоянии

$$V_k = \frac{A_2 - A_1}{q}. \quad (1.9)$$

Величина V_k составляет от 0,1 до нескольких вольт, но при этом из-за большой концентрации носителей заряда в металлах в создании V_k участвуют всего около 1% электронов, находящихся на поверхности металла. В результате, толщина образующегося потенциального барьера будет очень мала.

Концентрацию поверхностных электронов N , участвующих в образовании V_k , можно определить следующим образом. Напряженность поля на контакте толщиной d равна

$$E = \frac{V_k}{d} = \frac{A_2 - A_1}{qd}. \quad (1.10)$$

Так как поверхностная плотность заряда $\rho = \epsilon\epsilon_0 E$, то

$$N = \frac{\rho}{q} = \frac{(A_2 - A_1)\epsilon\epsilon_0}{q^2 d}. \quad (1.11)$$

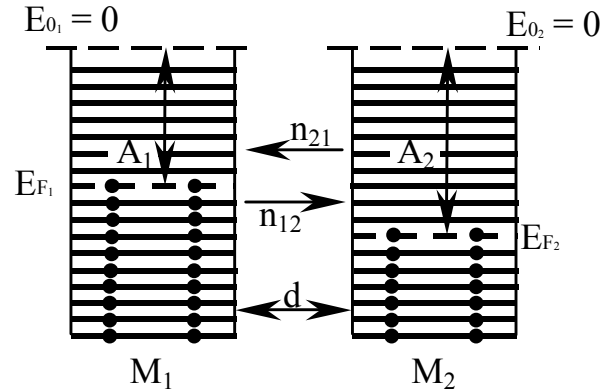


Рисунок 1.4. Поток электронов n_{12} и n_{21} при контакте двух металлов в начальный момент времени

Между металлами устанавливается равновесие, которому отвечает контактная разность потенциалов

В первоначальный момент времени $n_{12} > n_{21}$ и соответствующие термоэлектронные токи $I_1 > I_2$:

$$I_1 = A \cdot T^2 S \cdot \exp\left(-\frac{A_1}{kT}\right), \quad (1.12)$$

$$I_2 = A \cdot T^2 S \cdot \exp\left(-\frac{A_2}{kT}\right). \quad (1.13)$$

После выравнивания уровней Ферми поток I_2 останется неизменным, а поток I_1 уменьшится, так как для того, чтобы перейти электрону из M_1 в M_2 кроме преодоления работы выхода A_1 ему необходимо преодолеть разность потенциалов в зазоре V_k :

$$I_1 = A \cdot T^2 S \cdot \exp\left(-\frac{A + qV_k}{kT}\right). \quad (1.14)$$

При равенстве уровней Ферми двух металлов $I_1 = I_2$ и результирующий ток через контакт равен нулю. Величину тока, текущего из одного металла в другой в равновесном состоянии, обозначим как $I_s = I_1 = I_2$.

1.4.2. Выпрямление на контакте металл-металл

Пусть внешнее поле прикладывается так, что оно складывается с напряжением V_k . Тогда полное напряжение на контакте будет $V_1 = V_k + V$.

Электронный ток справа налево $I_2 = I_s$ останется неизменным, а ток слева направо уменьшится:

$$I_1 = AT^2 \exp\left(-\frac{A_1 + q(V_k + V)}{kT}\right) = I_s \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right). \quad (1.15)$$

Результирующий ток будет направлен справа налево:

$$I = I_1 - I_2 = I_s \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right]. \quad (1.16)$$

В случае, если внешняя разность потенциалов приложена в обратном направлении, то ток I_1 будет больше, чем $I_2 = I_s$:

$$I_1 = A \cdot T^2 S \exp\left(-\frac{A_1 + q(V_k - V)}{kT}\right) = I_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right). \quad (1.17)$$

Выражение для результирующего тока $I_1 - I_2$ будет иметь вид

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right]. \quad (1.18)$$

Если току и напряжению приписывать положительный знак, когда они направлены слева направо, то выражение (1.16) для результирующего тока примет такой же вид, как и (1.18). Поэтому выражение (1.18) называют уравнением

ВАХ контакта двух металлов.

Из (1.18) следует, что контакт металл – металл обладает выпрямляющим действием. При $V > 0$ ток увеличивается по экспоненте, а при $V < 0$ — уменьшается. Уравнение (1.18) качественно описывает выпрямление тока также в контактах металл – полупроводник и полупроводник – полупроводник (p–n–переход).

В обычных условиях контакт металл – металл является невыпрямляющим, т.к. при плотном контакте, толщина возникающего потенциального барьера $-qV_k$ очень мала и он будет прозрачен для туннельного просачивания электронов. Если же ширина зазора между металлами каким-либо образом увеличится, то туннельный эффект можно исключить и все полученные выводы будут справедливы.

1.5. КОНТАКТ МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК

Рассмотрим случай, когда полупроводник n-типа и работа выхода из полупроводника меньше, чем работа выхода из металла, т.е. $A_{п/п} < A_M$ (рис. 1.6).

При приведении в контакт электроны будут переходить из полупроводника в металл, заряжая его отрицательно. В полупроводнике при этом останется нескомпенсированный положительный объемный заряд неподвижных ионов донорной примеси, и он заряжается положительно. В результате все энергетические уровни полупроводника будут понижаться относительно уровня металла до тех пор, пока в системе металл – полупроводник не установится единый уровень Ферми (рис. 1.7).

Между полупроводником и металлом возникнет электрическое поле, тормозящее дальнейший переход электронов в металл. Поле оттесняет электроны в полупроводнике от контакта и приповерхностный слой полупроводника обедняется основными носителями — электронами. В результате, приповерхностный слой будет обладать большим сопротивлением, из-за чего его называют заборным. Сам контакт при этом является выпрямляющим и носит название барьера Шоттки.

При этом ток через контакт станет, равен нулю. В системе устанавливается динамическое равновесие, когда слабые встречные токи электронов равны по величине.

Процесс выравнивания уровней Ферми сопровождается возникновением контактной разности потенциалов V_k :

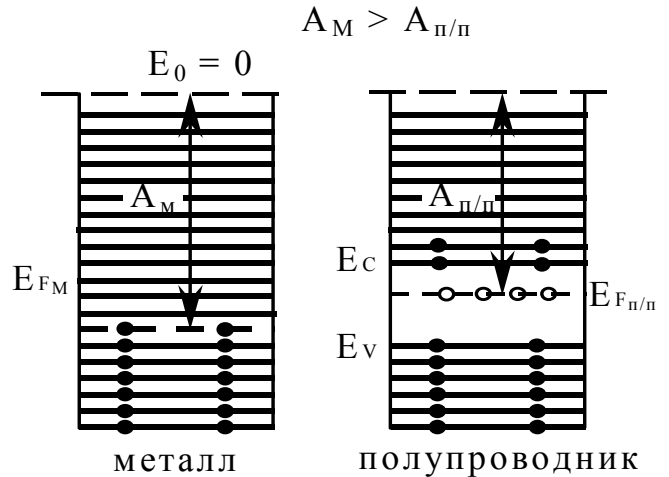


Рисунок 1.6. Энергетические диаграммы металла и полупроводника n-типа до приведения в контакт; $A_{п/п} < A_M$

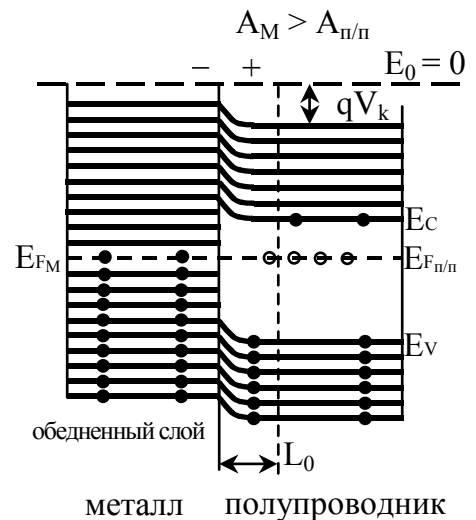


Рисунок 1.7. Энергетическая диаграмма выпрямляющего контакта металл полупроводник n-типа

$$V_k = \frac{(A_M - A_{п/п})}{q}. \quad (1.19)$$

Так как концентрация носителей заряда в металле значительно больше, чем в полупроводнике, где плотность свободных электронов ограничена концентрацией введенной примеси, то практически всё контактное поле будет сосредоточено не в зазоре, а в слое объёмного заряда полупроводника.

Электрическое сопротивление такого контакта зависит от полярности приложенного напряжения. Напряжение, поданное минусом на полупроводник; а плюсом на металл, является прямым: суммарное тормозящее поле в контакте уменьшается и возникает значительный ток электронов из полупроводника в металл. При этом отсутствует явление инжекции и накопление неравновесного заряда. Характеристика ВАХ контакта Шоттки практически такая же, как и р–п–перехода.

Напряжение, поданное плюсом на полупроводник n–типа, а минусом на металл, будет обратным. При этом тормозящее поле увеличивается, и ток через контакт будет образован немногочисленными электронами, обладающими достаточной тепловой энергией для преодоления потенциального барьера qV_v при переходе электронов из металла в полупроводник.

Если полупроводник n–типа, а $A_{п/п} > A_M$ (рис. 1.8), то электроны переходят из металла в полупроводник и в приконтактной области полупроводника образуется антизапирающий слой с малым удельным сопротивлением, обогащенный основными носителями заряда.

При приложении к такому контакту электрического поля все напряжение будет падать не в металле, т.к. там концентрация носителей заряда велика, и не на контакте (слой обогащен электронами), а в объеме полупроводника. Но сопротивление объема полупроводника не зависит от направления внешнего поля. Поэтому такой контакт называется невыпрямляющим или омическим (рис. 1.9).

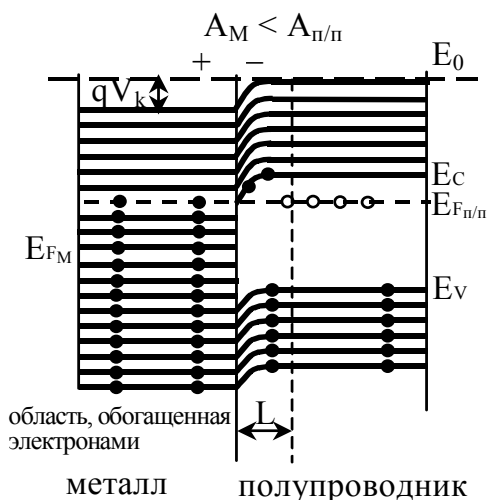


Рисунок 1.9. Энергетическая диаграмма невыпрямляющего контакта металл – полупроводник n–типа

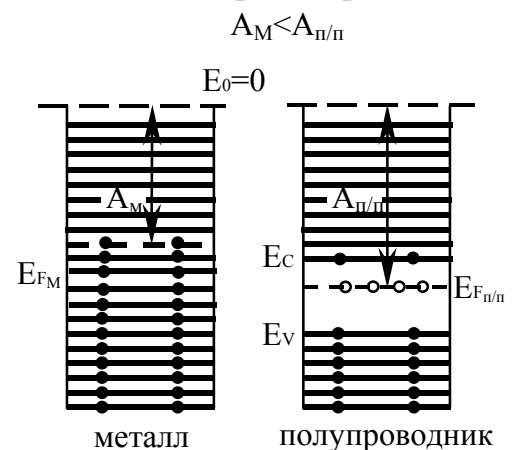


Рисунок 1.8. Энергетическая диаграмма металла и полупроводника n–типа до приведения в контакт; $A_{п/п} > A_M$

В случае контакта металла с акцепторным полупроводником, контакт Шоттки возникает, если $A_{п/п} > A_M$ (рис. 1.10).

При переходе электронов из металла в полупроводник металл заряжается положительно, а в полупроводнике, в результате рекомбинации перешедших электронов с дырками создается нескомпенсированный отрицательный заряд ионов акцепторной примеси. Возникающее электрическое поле отесняет дырки от контак-

та. Соответственно приконтактный слой полупроводника будет обеднен основными носителями. Сопротивление этого слоя будет зависеть от полярности внешнего напряжения. Прямое напряжение соответствует плюсу на р-области.

Если же полупроводник р-типа и $A_M > A_{n/p}$, то при переходе электронов из полупроводника в металл в полупроводнике образуется слой, обогащенный дырками и контакт будет омическим (рис. 1.11).

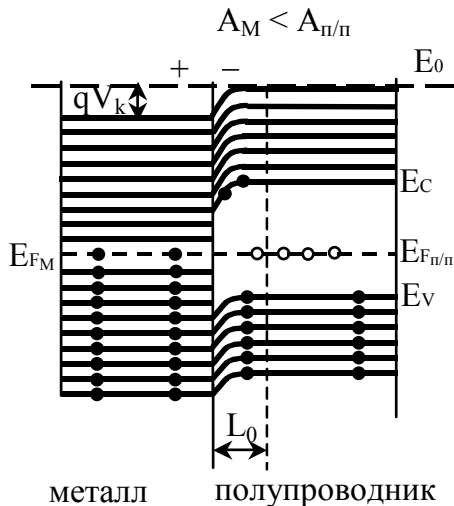


Рисунок 1.10. Энергетическая диаграмма контакта Шоттки с полупроводником р-типа

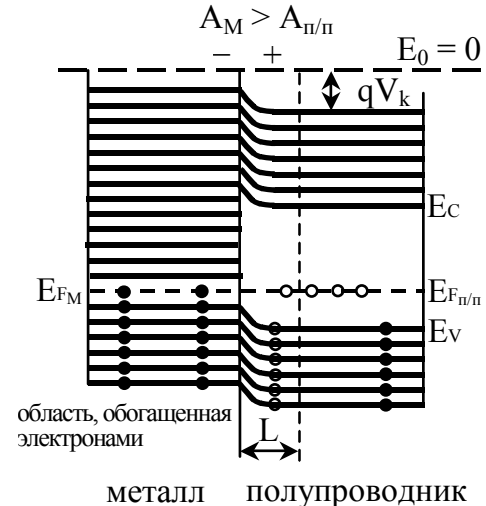


Рисунок 1.11. Энергетическая диаграмма омического контакта металл – полупроводник р-типа

В случае контактов Шоттки механизмы токопереноса будут такие же, как и в контакте двух металлов при наличии зазора между металлами (туннельный эффект отсутствует).

Соответственно уравнение для вольт-амперной характеристики имеет вид

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.20)$$

где I_s — ток насыщения, создаваемый носителями при переходе из материала с большей работой выхода в материал, где она меньше.

Вид ВАХ диода Шоттки зависит от соотношения длины свободного пробега электронов l и толщины обеднённого слоя в полупроводнике d .

Если $l < d$, то электроны, проходя через обеднённый слой, испытывают многократные соударения с решёткой и их траектория сильно меняется.

Если $l > d$, то электроны проходят барьер без соударений. Соответственно для случая $l > d$ ток насыщения определяется выражением

$$I_s = \frac{1}{4} qn_0 v_T, \quad (1.21)$$

где v_T скорость теплового хаотического движения электронов.

Для случая $l < d$

$$I_s = qn_0 v_D, \quad (1.22)$$

где v_d — дрейфовая скорость электрона, $n_0 = n \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)$ число электронов, находящихся вблизи поверхности и обладающих достаточной энергией для преодоления барьера qV_k , n — общая концентрация носителей.

Так как $v_T \gg v_d$, то ток насыщения I_s для случая Δd будет значительно больше, чем для случая $l < d$. С другой стороны, т.к. v_d зависит от приложенного напряжения, то с увеличением обратного напряжения I_s возрастает, в то время как при Δd , I_s от приложенного напряжения не зависит (рис. 1.12).

При прямом включении ток резко увеличивается пропорционально $\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$.

Приборы с барьером Шоттки отличаются высоким быстродействием, поскольку их работа основана на переносе основных носителей: в них отсутствует накопление заряда неосновных носителей, время рассеивания которых ограничивает быстродействие прибора.

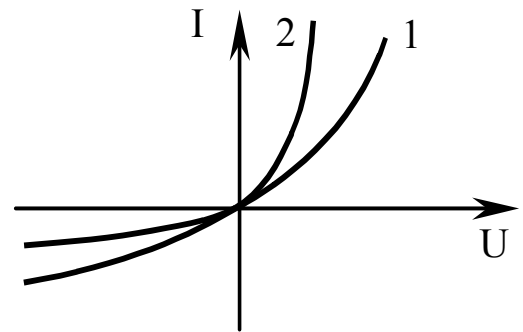


Рисунок 1.12. Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки:
1 — $l < d$;
2 — Δd

1.6. КОНТАКТ ПОЛУПРОВОДНИК – ПОЛУПРОВОДНИК

Различают два вида контактов полупроводник-полупроводник; гомопереходы и гетеропереходы.

Гетеропереходы — контакты между двумя различными полупроводниками.

Гомопереходы — переходы, образуемые на границе раздела областей с разными типами проводимости в едином объеме полупроводника. К ним относятся р-п-переходы.

По структуре р-п-переходы разделяются на резкие и плавные, симметричные и несимметричные.

Если концентрации примесей N_a и N_d меняются на границе скачкообразно, то р-п-переход будет *резким*. В случае, если концентрация доноров и акцепторов в переходе изменяется плавно, т.е. существует градиент концентрации примесей в переходе, то переход называется *плавным*.

Если концентрация одной примеси больше другой, образуется *несимметричный* р-п-переход, а в случае их равенства переход будет *симметричным*.

Если концентрация одной примеси превышает концентрацию другой на несколько порядков, такой переход называют *односторонним* и обозначают $n^+ - p$, если $N_d \gg N_a$ и $p^+ - n$, если $N_a \gg N_d$.

1.6.1. Равновесное состояние р-п-перехода

Будем считать переход резким, т.е. граница раздела р- и п- областей является плоскостью.

Пусть концентрация акцепторов N_a , а концентрация доноров N_d . При нормальной температуре примеси полностью ионизированы и концентрация электронов в п-области $n_n \approx N_d$, а концентрация дырок в р-области $p_p \approx N_a$.

Наряду с основными носителями n_n и p_p в обеих областях существуют также неосновные носители p_n и n_p , образующиеся за счет тепловой генерации, концентрацию которых можно определить из закона действующих масс:

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n}, \quad (1.23)$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p}. \quad (1.24)$$

где n_i — концентрации собственных носителей заряда.

Так как $n_i \sim \exp(-E_g/2kT)$, т.е. зависит от ширины запрещенной зоны E_g и температуры T , то для данного полупроводника концентрация неосновных носителей определяется только температурой и сильно зависит от нее.

Поскольку работа выхода из полупроводника n -типа меньше, чем p -типа, то при контакте возникает поток электронов из n -области в p -область.

Из-за диффузии электронов (перемещения зарядов под действием градиента концентрации за счет теплового хаотического движения) из n -области, в ней остаются нескомпенсированные заряды положительных ионов доноров, которые неподвижны. Ширину слоя пространственного заряда этих ионов обозначим через d_n . Соответствующий слой заряда из ионов акцепторной примеси, образующейся в p -области обозначим через d_p .

Электроны, переходящие в p -область, рекомбинируют на границе перехода с дырками, движущимися из p -области, что приводит к увеличению области пространственного заряда (ОПЗ) d_n и d_p . Возникновение внутреннего поля ОПЗ ведет к уменьшению потока основных носителей заряда из одной области в другую, однако оно является ускоряющим для встречных потоков неосновных носителей, которые вытягиваются этим полем из областей n - и p - порядка диффузионной длины носителей L_p в n -области и L_n в p -области. Таким образом, через переход движутся два встречных потока: диффузионный поток, образованный основными носителями и дрейфовый поток, образованный неосновными носителями.

Динамическое равновесие устанавливается при равенстве этих потоков. Поток неосновных носителей заряда определяется только температурой, т.к. их концентрация зависит от T . Поток основных носителей заряда будет превосходить поток неосновных до тех пор, пока образующаяся контактная разность потенциалов V_k не сравняет разность работ выхода электронов из обеих областей и уровни Ферми не совпадут.

Энергетическая диаграмма для равновесного состояния имеет вид, представленный на рис. 1.13.

Переход электронов из n -области в p -область

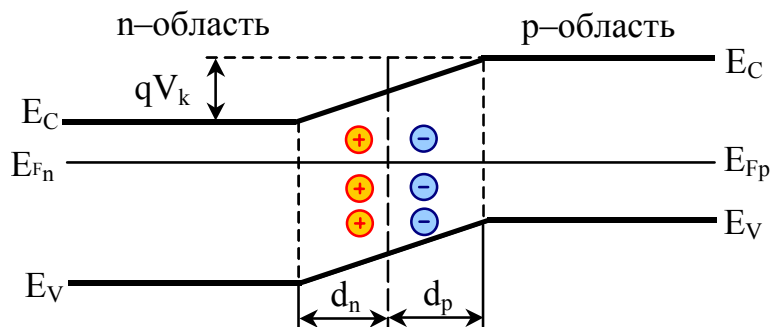


Рисунок 1.13. Энергетическая диаграмма p - n -перехода в равновесном состоянии;

- ⊕ — ионы донорной примеси;
- ⊖ — ионы акцепторной примеси

требует затраты энергии на преодоление потенциального барьера qV_k . Эта работа переходит в потенциальную энергию электронов, поэтому все энергетические уровни в p -области подняты относительно уровней в n -области на величину $-qV_k$. При этом электроны из p -области, где они являются неосновными носителями, могут беспрепятственно переходить в n -область, а дырки из n -области в p -область.

1.6.2. Выпрямляющие свойства p - n -перехода

Аналитические выражения, полученные при рассмотрении контакта металл-металл, будут справедливы и для этого случая, т.е. ВАХ p - n -перехода имеет вид

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.25)$$

где I_s — ток насыщения, образованный дрейфовым током неосновных носителей.

В равновесном состоянии результирующий ток через переход равен нулю. При этом диффузионный ток основных носителей полностью скомпенсирован дрейфовым током неосновных носителей.

При прямом смещении (отрицательный потенциал подан на n -область) потенциальный барьер для основных носителей уменьшается на величину $q(V_k - V)$, а при обратном увеличивается на величину $q(V_k + V)$, в то время как поток неосновных носителей заряда всегда остается неизменным. В результате ВАХ p - n -перехода имеет вид, представленный на рис. 1.14.

Обратный ток определяется концентрацией неосновных носителей заряда и сильно возрастает при увеличении температуры. В реальном p - n -переходе на величину обратного тока также сильно влияет наличие поверхностных состояний в полупроводнике.

Прямая ветвь ВАХ тоже отличается от идеальной наличием собственного омического сопротивления n - p -областей полупроводника (рис. 1.14, 2).

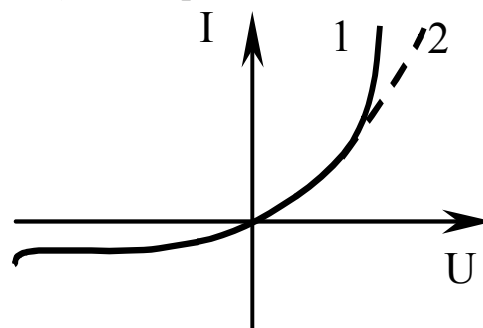


Рисунок 1.14. Вольт-амперная характеристика:

- 1 — идеального p - n -перехода;
- 2 — реального p - n -перехода

1.6.3. Омические контакты двух полупроводников

Рассмотрим контакт полупроводников одного типа проводимости, но разной степени легированности n^+ и n .

Так как положение уровня Ферми зависит от концентрации носителей заряда, то работа выхода в обоих случаях будет разной, поэтому при контакте между двумя областями будет образовываться потенциальный барьер. Однако высота этого барьера будет мала и обедненный слой с низкой концентрацией носителей не образуется, а сопротивление всей системы будет определяться сопротивлением ее высокоомной части, т.е. сопротивлением объема n -области. При подаче прямого смещения потенциальный барьер уменьшается и электро-

ны из n^+ -области переходят в n -область. При обратном смещении поток электронов из n -области будет больше, чем из n^+ .

Дырочный ток в обоих случаях будет небольшим, т.к. дырки — неосновные носители. Таким образом, контакт является инжектирующим, его сопротивление мало, ВАХ линейна, т.е. контакт — омический.

1.6.4. Гетеропереходы

Гетеропереходом называется контакт двух разнородных полупроводников с разными значениями ширины запрещенной зоны E_g (например: GaAs–Ge, GaAs–Si).

Для примера рассмотрим контакт, образованный полупроводниками n -GaAs–Ge– p . $E_{gGaAs}=1,4$ эВ, $E_{gGe}=0,72$ эВ, W — внешняя работа выхода, отсчитываемая со дна зоны проводимости.

При приведении в контакт электроны из GaAs переходят в Ge. При этом GaAs заряжается положительно, а Ge — отрицательно. В результате все энергетические уровни в Ge поднимаются относительно уровня энергетического уровня GaAs. В состоянии равновесия уровни Ферми совпадают.

Изгиб зон, образующийся при контакте, приводит к появлению на энергетической диаграмме разрывов ΔE_C и ΔE_V . Величина этих разрывов определяется разностью внешних работ выхода W_1 и W_2 двух материалов и разностью значений их E_g (рис. 1.15). Кроме разрывов энергетических зон гетеропереходы имеют еще ряд особенностей.

— В обоих направлениях для электронов (для дырок, если E_g p -типа больше E_g n -типа) имеется потенциальный барьер. При этом перед барьером имеется потенциальная яма, заполненная электронами (дырками). Если ширина пика барьера незначительна, то возможно туннелирование электронов сквозь него. Для дырок, перемещающихся справа — барьер большой, а слева дырки переходят беспрепятственно.

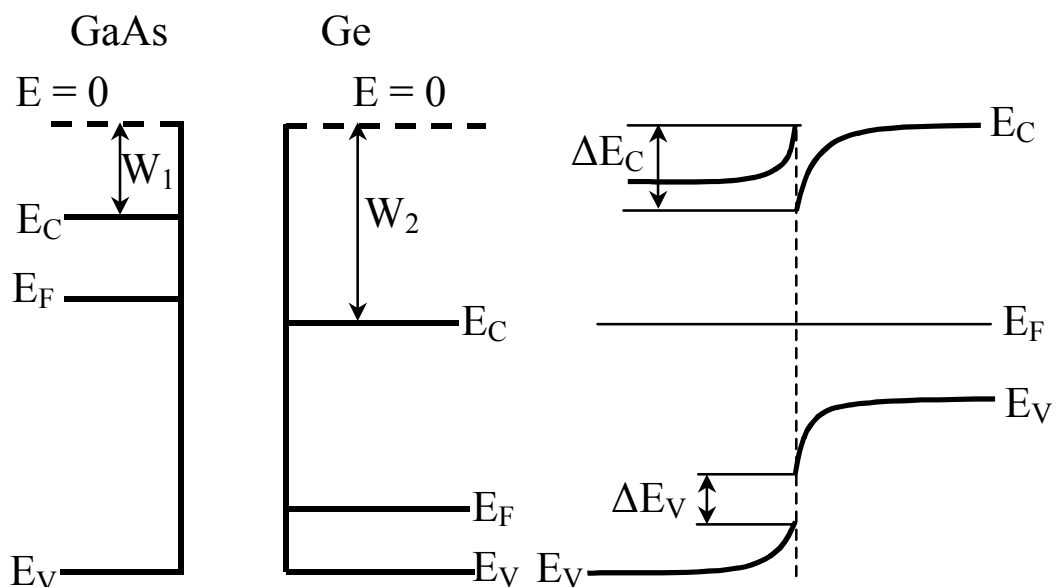


Рисунок 1.15. Энергетические диаграммы:

- исходных полупроводников;
- контакта этих полупроводников

— Высота потенциальных барьеров для электронов и дырок различна.

Для получения качественных переходов полупроводники должны обладать схожей кристаллической структурой.

На основе гетеропереходов можно получать не только р–п–структуры, но и однотипные п–п и р–р структуры.

Особенности гетеропереходов позволяют изменять соотношение между потоками носителей зарядов над барьером (или сквозь них). Например, в отличие от р–п–гомопереходов, можно создать практически одностороннюю инжекцию носителей заряда. Скачкообразное изменение свойств материала на границе раздела полупроводников и возможность управления этими свойствами целенаправленным подбором контактирующих материалов при создании гетеропереходов широко используется для совершенствования традиционных полупроводниковых приборов, таких как диоды, транзисторы, солнечные элементы, светодиоды и т.д., а также для создания совершенно новых гетеропереходов полупроводниковых приборов.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Назвать и дать характеристику различным видам контактов, используемых в микроэлектронике.
2. Дать определение работы выхода электрона из кристалла. Показать на энергетических диаграммах величину термодинамической работы выхода для случая металла, полупроводника собственного и легированного.
3. Чем обусловлено наличие сил, препятствующих выходу электрона из кристалла?
4. Дать определение термоэлектронной эмиссии и привести выражение для плотности термоэмиссионного тока.
5. В чем заключается эффект Шоттки для термоэлектронной эмиссии электронов? Привести рисунок.
6. Привести энергетическую диаграмму контакта двух металлов с различными работами выхода. Объяснить процессы, приводящие к установлению контактной разности потенциалов.
7. Чем определяется величина контактной разности потенциалов?
8. Почему контакт металл–металл называют омическим? При каких условиях он будет выпрямляющим? Записать уравнение ВАХ такого контакта.

9. Привести энергетическую диаграмму барьера Шоттки для полупроводника p -типа. Назвать основные характеристики такого контакта. Какими преимуществами обладают диоды Шоттки?

10. Описать процессы, протекающие при приложении к барьеру Шоттки прямого и обратного напряжения (для полупроводников n - и p -типов). Объяснить ВАХ выпрямляющего контакта.

11. Какими должны быть соотношения между работами выхода металла и полупроводников n - и p -типов, чтобы между ними образовывался невыпрямляющий контакт? Привести энергетические диаграммы таких контактов. Дать объяснение протекающих процессов.

12. Привести классификацию p - n -переходов и дать им определение.

13. Какие процессы приводят к образованию области объемного пространственного заряда (ОПЗ) в переходе? Чем образуется ОПЗ? Чем определяется его толщина?

14. Привести энергетическую диаграмму p - n -перехода в равновесном состоянии и при подаче на него прямого и обратного напряжений.

15. Привести ВАХ p - n -перехода и объяснить зависимость тока при обоих включениях.

16. В чем отличие ВАХ реального p - n -перехода от идеального?

17. Какой контакт между двумя полупроводниками является омическим? Привести энергетическую диаграмму такого контакта. Объяснить.

18. Что такое гетеропереход? Привести энергетическую диаграмму гетероперехода.

19. Какими характерными особенностями обладают гетеропереходы?

20. Где и почему находят применение гетеропереходы в микроэлектронике?

ЛИТЕРАТУРА

1. Стилбанс Л.С. Физика полупроводников. – М.: Советское радио, 1967.
2. Новиков В.В. Теоретические основы микроэлектроники. – М.: Высшая школа, 1972.
3. Епифанов Г.И., Мома Ю.А. Физические основы конструирования и технологии РЭА и ЭВА. – М.: Советское радио, 1979.
4. Валиев К.А., Пашинцев Ю.И., Петров Г.В. Применение контакта металл–полупроводник в электронике. – М.: Радио и связи, 1981.
5. Епифанов Г.И., Мома Ю.А. Твердотельная электроника. – М.: Высшая школа, 1986.
6. Tietze U., Schenk C. Halbleiter-Schaltungstechnik. – Berlin; Heidelberg; New York; Barcelona; Hongkong; London; Mailand; Paris; Singapur; Tokio: Springer, 1999.
7. Барыбин А.А. Электроника и микроэлектроника. Физико-технологические основы. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы. Изучение поверхностных свойств полупроводников; изучение технологического процесса формирования и принципа работы полевого транзистора; исследование поверхностной проводимости на МДП - (МОП) - структурах методом "эффекта поля".

Краткие теоретические сведения

2.1. Причины возникновения заряда на поверхности полупроводника. Поверхностные энергетические уровни

Состояние поверхности полупроводников и процессы, протекающие на поверхности, существенно влияют на работу большинства полупроводниковых приборов. Поэтому успешная и надежная работа приборов в значительной мере зависит от стабилизации поверхности и качества защиты ее от окружающей среды.

Что же происходит на поверхности полупроводника?

На поверхности полупроводника по ряду причин может возникнуть электрический заряд. Рассмотрим основные причины, приводящие к возникновению заряда.

Одна из причин - это нарушение периодичности потенциала решетки вследствие ее обрыва у поверхности (рис.2.1).

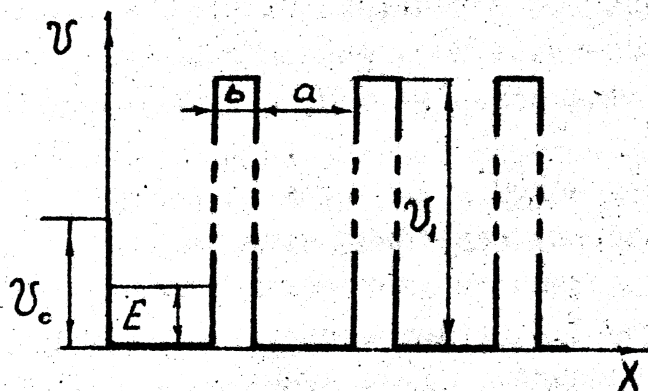


Рис.2.1

Влияние такого обрыва на энергетический спектр электронов впервые было исследовано Таммом в 1932 г. Он показал, что все энергетические уровни, разрешенные в неограниченном кристалле, являются разрешенными и в ограниченном. Обрыв решетки приводит лишь к тому, что в ограниченном кристалле разрешенные уровни появляются в тех областях, которые запрещены в неограниченном кристалле, т.е. в запрещенных зонах. Эти уровни отщепляются от соответствующих зон вследствие возмущения, вносимого свободной поверхностью. На рис.2.2 показаны возможные механизмы отщепления энергетических уровней от зон.

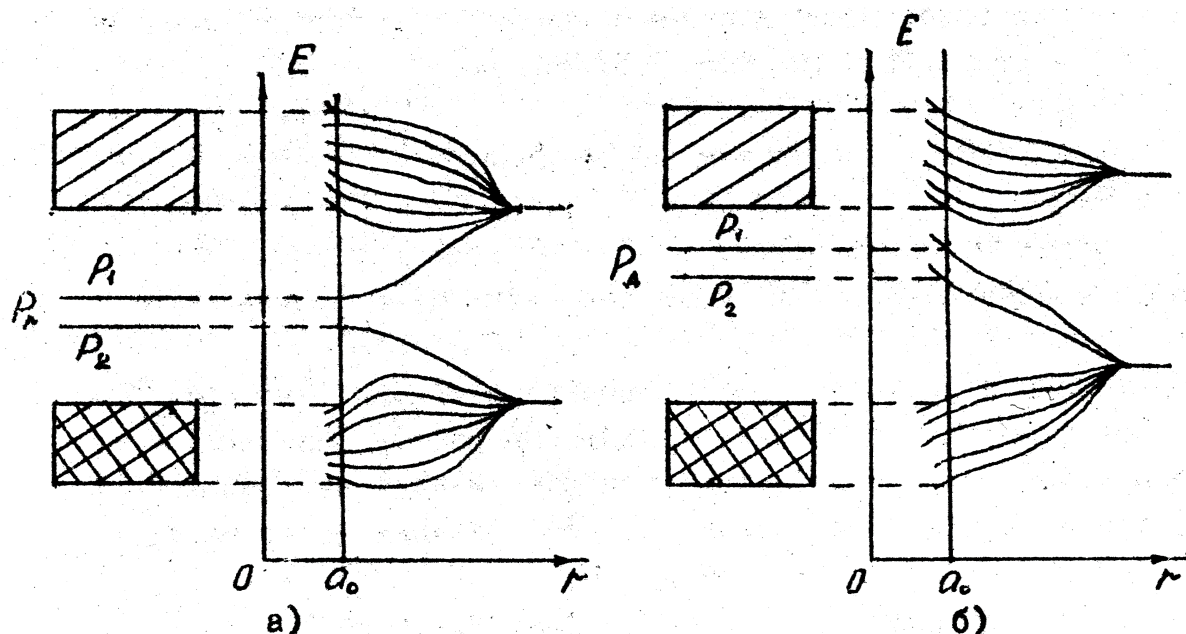


Рис.2.2

Уровни, обозначенные P_z и P_A , возникшие в запрещенной зоне, и представляют поверхностные уровни (ПЭС), а т.к. они образованы носителями заряда, то вследствие их появления на поверхности полупроводника возникает электрический заряд. Уровни, образовавшиеся вследствие отщепления от зон, получили название уровней Тамма.

Электрический заряд может возникнуть на поверхности полупроводника не только вследствие искажения потенциала, но и, например, вследствие нескомпенсированности химических связей на поверхности атомов (рис.2.3). На рис.2.3 представлена плоскостная схема кристаллической решетки германия (Ge). Линия AA - линия поверхности, на ней появляются оборванные, нескомпенсированные связи, обуславливающие появление заряда. Связи могут быть укомплектованы присоединением каких-либо веществ из окружающей среды, как показано на рис.2.3, например, за счет адсорбции атомов кислорода и т.д.

Есть и еще ряд причин, приводящих к появлению заряда на поверхности (см. специальную литературу).

2.2. Области пространственного заряда у поверхности полупроводника

Итак, наличие ПЭС приводит к зарядению поверхности полупроводника, что в свою очередь должно вызывать появление у поверхности слоя объемного заряда. Образование этого слоя происходит за счет притяжения к поверхности носителей со знаком, противоположным поверхностному заряду, и отталкивания одноименных. Таким образом, поверхностный слой оказывается обедненным носителями одного знака с поверхностью и обогащенным носителями противоположного знака.

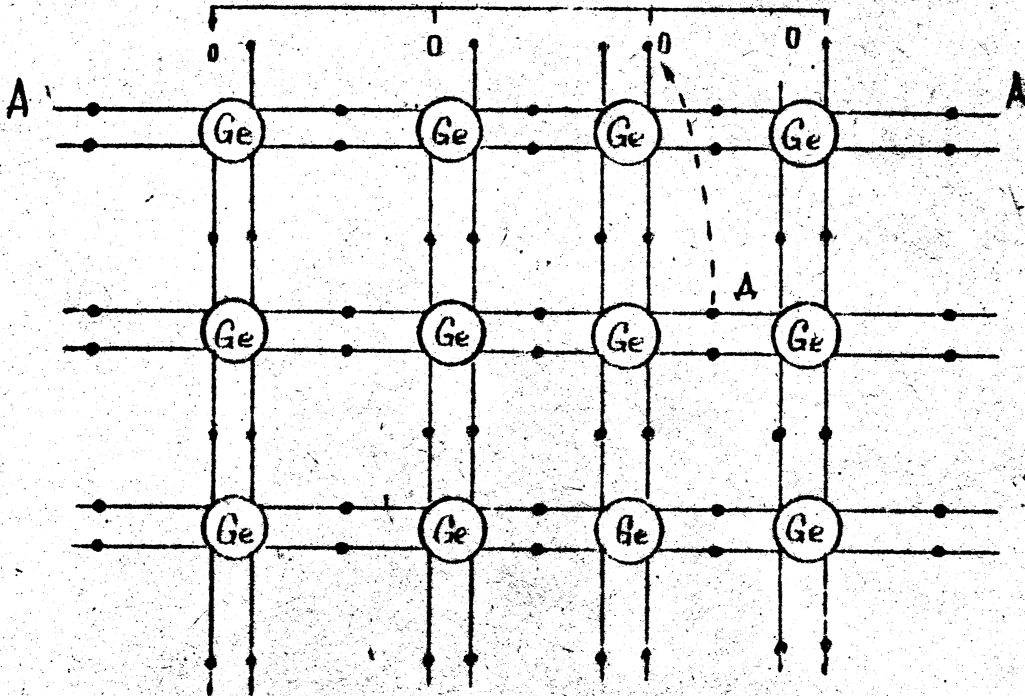


Рис.2.3

Различают обедненную, обогащенную и инверсионную области у поверхности полупроводника.

2.2.1. Обедненная область возникает при заряде поверхности, одинаковом со знаком основных носителей заряда (рис.2.4), но не настолько большом по величине, чтобы вызвать пересечение кривой электростатического потенциала (E_{i0}) с уровнем Ферми. Вызванный зарядом изгиб зон приводит к увеличению расстояния от уровня Ферми до дна зоны проводимости в полупроводнике n-типа и до вершины валентной зоны в полупроводнике p-типа. Увеличение этого расстояния приводит к обеднению приповерхностной области основными носителями тока.

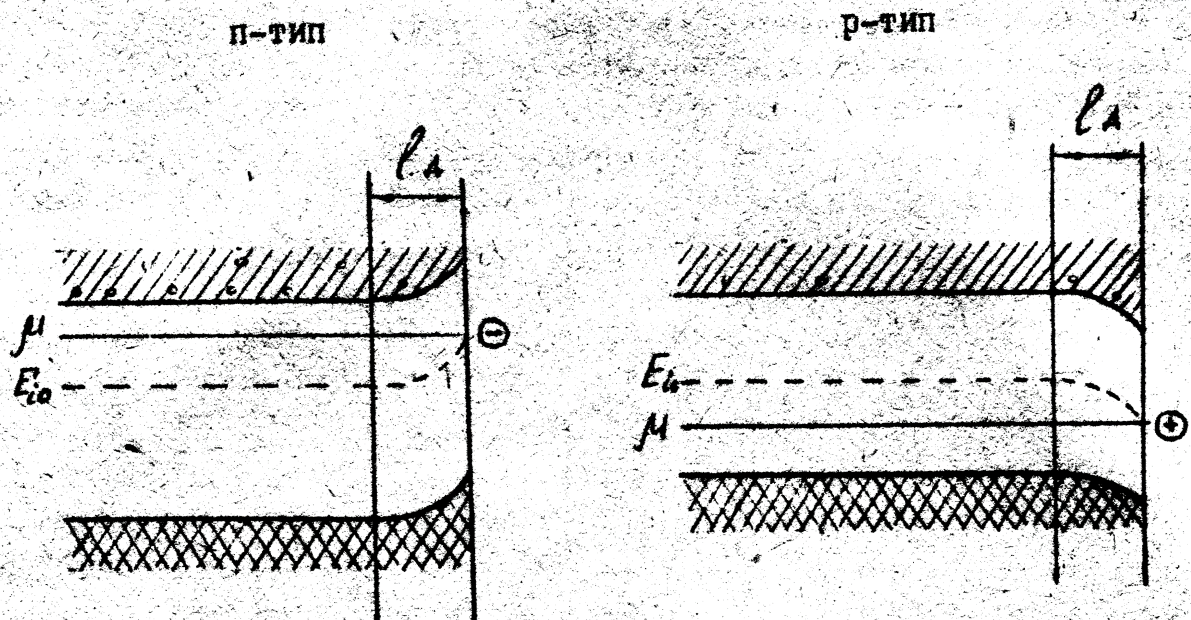


Рис.2.4

2.2.2. При высокой плотности поверхностного заряда кривая электростатического потенциала (E_{i0}), соответствующая середине запрещенной зоны, может пересечь уровень Ферми, изгиб зон будет сильнее, ближе к уровню Ферми окажется валентная зона в полупроводнике n -типа и зона проводимости в полупроводнике p -типа. Таким образом, приповерхностный слой обогатится неосновными носителями заряда и проводимость этого слоя поменяет тип на противоположный объемной. Такой слой называется инверсионным. Термин "инверсия" означает изменение (рис. 2.5).

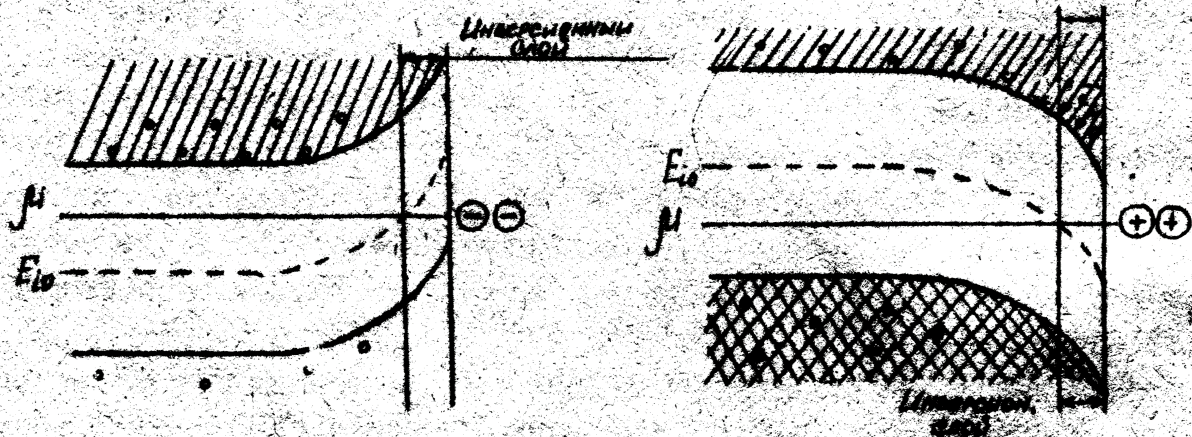


Рис. 2.5

2.2.3. Обогащенная область образуется, когда заряд поверхности противоположен знаку основных носителей. В этом случае к поверхности подтягиваются основные носители, и приповерхностный слой на дебаевской длине (ℓ_d), зависящей от величины потенциала поверхности, оказывается обогащенным ими.

2.3. Поверхностная проводимость

Наличие заряда на поверхности полупроводника приводит к изменению концентрации носителей тока в приповерхностном слое, т.е. к изменению его электропроводности. Появляется дополнительная проводимость, называемая поверхностной. Ее значение определяется по формуле

$$\Delta \sigma_s = q (\Delta n \cdot U_n + \Delta p \cdot U_p), \quad (2.1)$$

где $\Delta \sigma_s$ - поверхностная проводимость;

q - заряд электрона;

Δn и Δp - изменение концентрации электронов и дырок в поверхностном слое;

U_n и U_p - подвижности электронов и дырок.

Для исследования поверхностной проводимости полупроводников широкое распространение получил метод "эффекта поля" или явление изменения проводимости полупроводникового образца под действием электрического поля.

Этот эффект используется в структурах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП), получивших название (от метода поля) полевых транзисторов. Разновидностью МДП-транзисторов являются МОП-структуры, в которых в качестве диэлектрика используется окисел.

2.4. Транзисторы со структурой металл-диэлектрик-полупроводник (МДП)

МДП-транзистор представляет собой полевой прибор, в котором металлический затвор изолирован от полупроводника тонким слоем диэлектрика. МДП-транзисторы классифицируют обычно по способу создания проводящего канала. В большинстве приборов используется проводящий инверсионный слой вблизи границы диэлектрик-полупроводник. Существуют также приборы с глубоким обеднением, основанные на эффекте уменьшения проводимости канала.

Принцип работы МДП-транзистора инверсионного типа показан на рис.2.6.

Распределение зарядов при нулевых напряжениях на электродах показано на рис.2.6,а. Вблизи p -областей, созданных диффузией соответствующей примеси для образования истока и стока, возникают области пространственного заряда за счет внутренней разности потенциалов на p - p -переходах. При нулевом напряжении на затворе сопротивление исток-сток велико и соответствует сопротивлению двух встречно включенных диодов.

Если к затвору приложено положительное напряжение (рис.2.6,б), вблизи поверхности происходит инверсия типа проводимости, так что в этой области концентрация электронов становится достаточно высокой, и сопротивление исток-сток резко уменьшается.

При подаче положительного напряжения на сток (рис.2.6,в) электроны начинают двигаться от истока к стоку по инверсионному слою.

За счет падения потенциала вдоль канала нормальная составляющая поля затвора и соответственно концентрация электронов уменьшаются в направлении от истока к стоку. Толщина же обедненной области под инверсионным слоем в этом направлении увеличивается вследствие возрастания разности потенциалов между подложкой и каналом. Когда напряжение на стоке превысит определенную величину (рис.2.6,г), произойдет перекрытие канала вблизи стока и ток выйдет на насыщение.

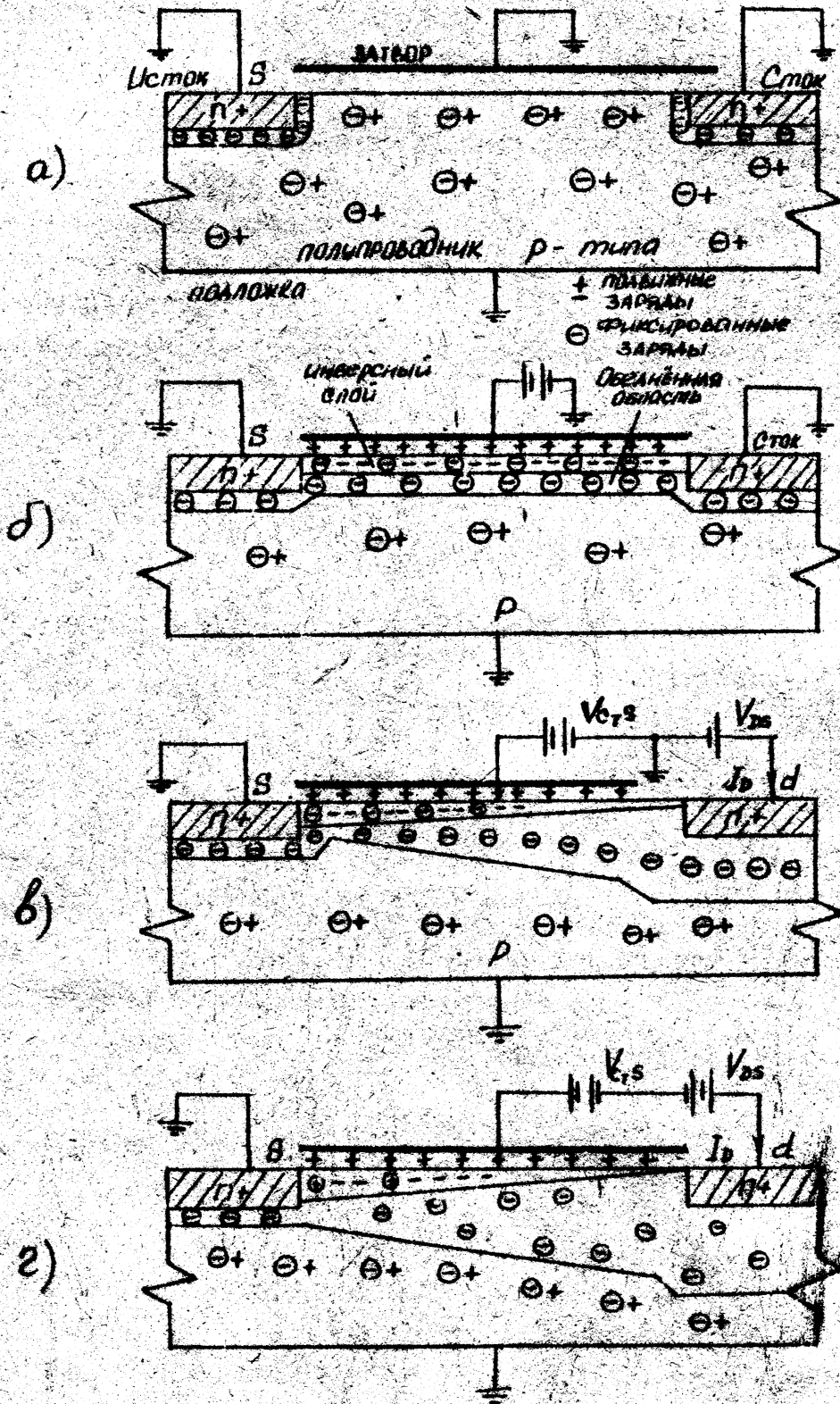


Рис. 2.6

Для приборов, в которых диэлектриком является окисный слой (МОП-транзистор), существенную роль играет положительный заряд, присутствующий в диэлектрике. Действие этого заряда эквивалентно наличию положительного напряжения на затворе, так что в случае полупроводника p -типа инверсионный слой существует уже при нулевом управляющем напряжении.

2.5. Технологический процесс изготовления МДП-структур

Приборы с индуцированным каналом могут быть изготовлены на кристаллах р- и п-типов. Последовательность изготовления транзистора с р-каналом показана на рис.2.7. На подложке п-типа сначала изготавливается (формируется) маска из двуокиси кремния (SiO_2). Вначале пластина полностью покрывается слоем SiO_2 , а затем путем фотолитографии вскрываются в окисном слое т.н. "окна", т.е. открытые участки (рис.2.7,а).

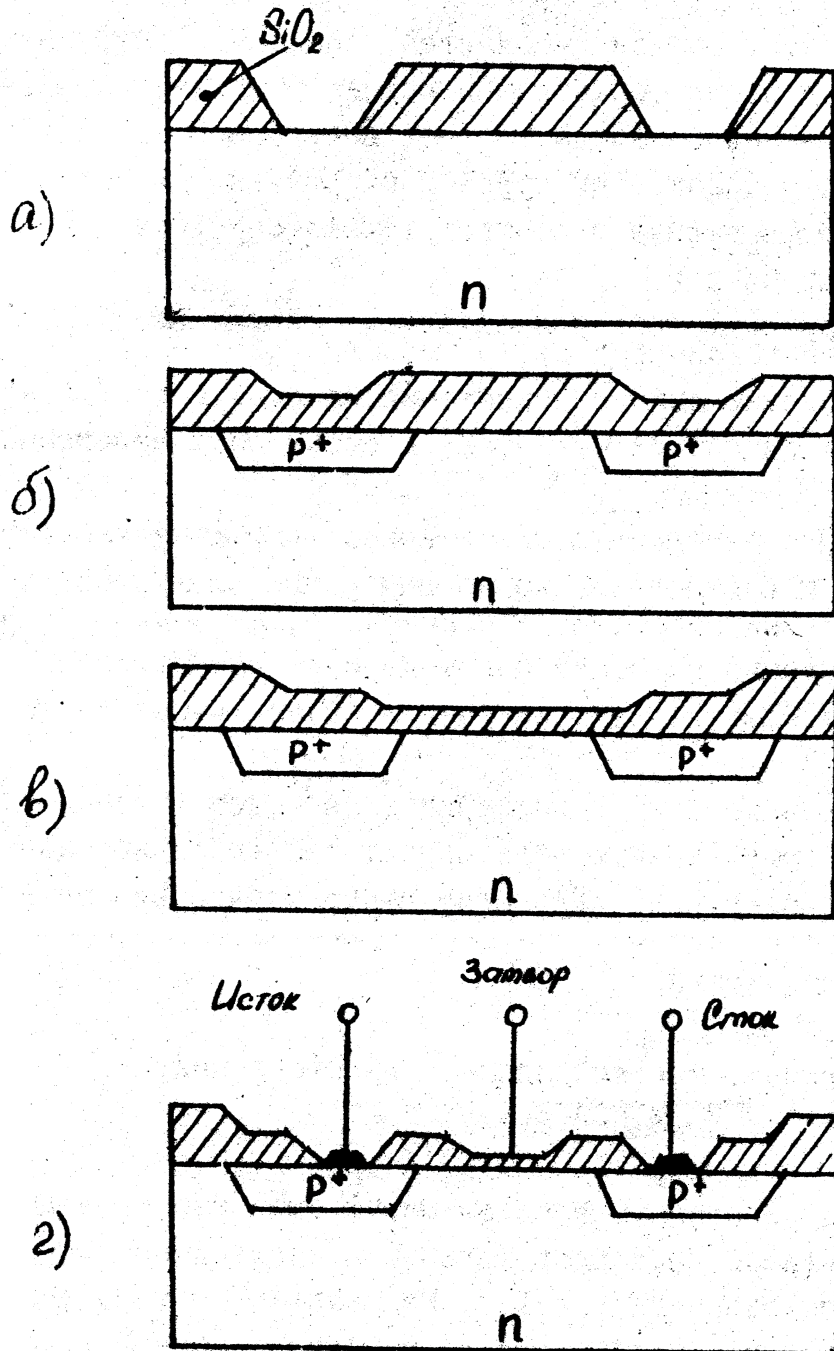


Рис.2.7

Далее проводится легирование пластины примесью, создающей р-тип проводимости для образования областей истока и стока (рис.2.7,б). Большой частью в качестве метода легирования используется диффузия. Показанный на рис.2.7,б слой окисла над областями диффузии обычно формируется в процессе разгонки примеси. Толщина окисла, необходимая для эффективного маскирования, обычно значительно выше, поэтому после разгонки примеси слой SiO_2 доращивается до толщины $\approx 0,15$ мкм (рис.2.7,в). И, наконец, последней стадией формирования является металлизация для образования омических контактов к сформированным структурам и одновременно для создания третьего электрода, называемого затвором (рис.2.7,г).

На практике могут изготавливаться транзисторы с длиной канала менее 10 мкм при перекрытии затвора со стоком ~ 2 мкм.

Наиболее простой способ изготовления транзистора со встроенным каналом п-типа основан на том, что в процессе термического окисления кремния р-типа на поверхности образуется инверсионный слой п-типа. При изготовлении такого прибора выполняются те же операции, которые рассмотрены выше, но примеси должны быть противоположного типа.

Контрольные вопросы и задачи

1. По каким причинам на поверхности полупроводника появляются поверхностные энергетические состояния?

2. Какая область пространственного заряда возникнет у поверхности полупроводника п-типа, если на ней возник отрицательный заряд? Изобразите энергетическую диаграмму.

3. Какими носителями заряда осуществляется поверхностная проводимость в дырочном полупроводнике, если на его поверхности образовался положительный заряд? Изобразите энергетическую диаграмму.

4. Изложите особенности техпроцесса изготовления МДП-транзистора.

5. Принцип работы полевого транзистора.

6. В чем состоит "эффект поля"? Почему возникает поверхностная проводимость полупроводников?

7. Поверхностная проводимость в полупроводнике п-типа равна 10^{-4} см/м. Вычислить изменение концентрации носителей у поверхности, если подвижность электронов составляет $0,48$ м²/В с.

8. При подаче на затвор полевого транзистора с каналом р-типа напряжения 3 В концентрация дырок увеличилась на $2,1 \cdot 10^{15}$ м⁻³. Определить величину поверхностной проводимости, если подвижность дырок составляет $0,2$ м²/В с.

9. Определить емкость МДП-структуры, если толщина диоксидной пленки кремния $d_A = 0,15$ мкм, а толщина обедненного слоя в кремнии $l = 10^{-6}$ м ($\epsilon_{Si} = 12$; $\epsilon_{SiO_2} = 5$).

Литература

1. Поверхностные свойства твёрдых тел. Под ред. М.Грина. - М.: "Мир", 1972.
2. Епифанов Г.И., Мома Ю.А. Физические основы конструирования и технологии РЭА и ЭВА. - М.: "Сов. радио", 1979, гл. УШ.
3. Штернов А.А. Физические основы конструирования, технологии РЭА и микроэлектроники. - М.: "Радио и связь", 1981, гл. VI.
4. Гурский Л.И., Руман Н.В., Куксо В.В. Зарядовые свойства МОП-структур. - Мн.: "Наука и техника", 1980.
5. Пасынков В.В., Чиркин Л.К., Шинков А.Д. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов. - М.: "Выш. школа", 1981, гл. VI.
6. Праттон М. Введение в физику поверхности. - Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2000.
7. Барыбин А.А. Электроника и микроэлектроника Физико-технологические основы. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.