

---

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С P-N ПЕРЕХОДОМ

### *§1. Проводимость полупроводника.*

Основным материалом для изготовления полевых транзисторов является кремний. Валентность этого элемента равна четырем. Кристаллическая решетка кремния называется тетраэдрической или решеткой типа алмаза. В основе такой решетки лежит пространственная фигура – тетраэдр, в вершинах и центре которой расположены атомы. Каждый атом связан ковалентной связью с четырьмя ближайшими к нему атомами. В идеальном кристалле, т.е. не содержащим никаких дефектов, при температуре абсолютного нуля все электроны принадлежат каким-либо атомам. Такой кристалл является изолятором.

Проводимость в кристалле возникает только в том случае, если часть валентных электронов свободна. Полупроводники тем и отличаются от настоящих изоляторов, что энергия, необходимая для разрыва валентных связей, относительно невелика и тепловое движение уже при комнатной температуре способно разорвать заметное число связей. Нарушение валентных связей приводит к одновременному образованию свободных электронов и пустых мест – дырок вблизи тех атомов, от которых оторвались электроны. Такая дырка ведет себя подобно частице с положительным зарядом. Она, так же как и свободный электрон, совершает хаотическое движение в течение некоторого времени (времени жизни), а затем рекомбинирует с одним из свободных электронов. Свободные электроны и дырки всегда образуются и гибнут парами. Число этих пар в стационарном режиме определяется равновесием между процессами термогенерации и рекомбинации носителей и для кремния при комнатной температуре составляет около  $2 \cdot 10^{16}$  на один кубический метр.

Если в кристалле создать электрическое поле, то электроны и дырки будут дрейфовать в направлении приложенной силы и создавать электрический ток. Проводимость чистого полупроводника, обусловленную парными носителями теплового происхождения, называют собственной проводимостью. Роль электронов в проводимости больше, так как они движутся быстрее. Скорость движения носителей характеризуется подвижностью – подвижность это есть средняя скорость движения в электрическом поле единичной величины: измеряется подвижность в  $\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$ . Для свободных электронов в кремнии  $\mu = 0.05 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$ .

Добавление примесей в полупроводник приводит к увеличению его проводимости. Если, например, ввести в кремний атом пятивалентного фосфора, то четыре из его валентных электронов вместе с четырьмя электронами соседних атомов кремния образуют устойчивую оболочку из восьми электронов. Пятый электрон атома фосфора оказывается при этом очень слабо связанным с ядром и легко отрывается. При комнатной температуре практически каждый атом фосфора дает свободный электрон. Так как

интенсивность процессов рекомбинации пропорциональна произведению числа свободных электронов на число дырок, то количество дырок при этом уменьшается. Проводимость оказывается, в основном, обусловленной свободными электронами и такой полупроводник получил название полупроводника n-типа. Добавление трехвалентной примеси, например бора, приводит к появлению большого количества дырок. Количество же свободных электронов при этом уменьшается. Такой полупроводник называется полупроводником p-типа. Таким образом, полупроводник любого типа содержит оба вида носителей, только в полупроводнике n-типа больше свободных электронов, а в полупроводнике p-типа больше дырок. Те носители, которых больше (электронов в n-полупроводнике или дырок в p-полупроводнике) получили название основных, а те, которых меньше – неосновных.

### §2. P-n переход.

Полупроводниковые приборы, как правило, представляют собой монокристалл, разные области которого имеют проводимость разного типа. Полупроводниковые диоды, однопереходные транзисторы (двухбазовые диоды), полевые транзисторы с p-n переходом представляют собой комбинацию всего лишь двух полупроводниковых слоев с разным типом проводимости. Поверхность, по которой контактируют слои p и n, называются металлургической границей, а прилегающая к ней область, содержащая объемные заряды – электронно-дырочным или p-n переходом.

По законам диффузии дырки из p-области будут попадать в n-область и рекомбинировать там со свободными электронами. Концентрация свободных электронов там уменьшается – остается некомпенсированным заряд положительных ионов, n-область заряжается положительно. Точно также электроны из n-области будут попадать в p-область и рекомбинировать с дырками, p-область зарядится отрицательно. Область образовавшихся пространственных зарядов и есть область p-n перехода. В этой области существует электрическое поле, препятствующее движению основных носителей.

Если к кристаллу не приложено никаких внешних напряжений, то существует динамическое равновесие токов через p-n переход. Ток основных носителей полностью компенсируется током неосновных. Поскольку неосновных носителей мало, то ток, создаваемый ими мал, хотя их движению электрическое поле, образовавшееся в p-n переходе и не препятствует. Ток основных носителей тоже мал, так как только немногие, обладающие наибольшей энергией носители могут преодолеть тормозящее их движение электрическое поле. В обычных маломощных кремниевых приборах эти токи составляют единицы, в крайнем случае, десятки наноампер.

Если к p-n переходу приложить внешнее напряжение, то эффект будет равный в зависимости от полярности прикладываемой ЭДС. Если присоединить “плюс” к n-области, а минус к p-области, то тормозящее электрическое поле

еще больше увеличится и ток основных носителей практически полностью прекратится. Останется лишь ток неосновных носителей. Если же к р-п переходу приложить напряжение противоположной полярности, то это напряжение уменьшит тормозящее электрическое поле и через р-п переход пойдет большой ток основных носителей. Ток же неосновных носителей при таком включении существенной роли не играет.

### §3. Толщина р-п перехода.

Рассмотрим структуру р-п перехода более подробно. Будем считать переход ступенчатым, т.е. металлургическая граница имеет исчезающе малую величину. Обозначим  $N_a$  количество примесей в р-слое, а  $N_d$  - количество примеси в п-слое, причем для определенности будем считать, что  $N_a > N_d$ . Будем считать также, что при комнатной температуре все атомы примесей ионизированы, тогда количество атомов примесей совпадает с количеством носителей. На рис.1 изображены графики количества примесей  $N$ , удельного заряда  $Q$ ,

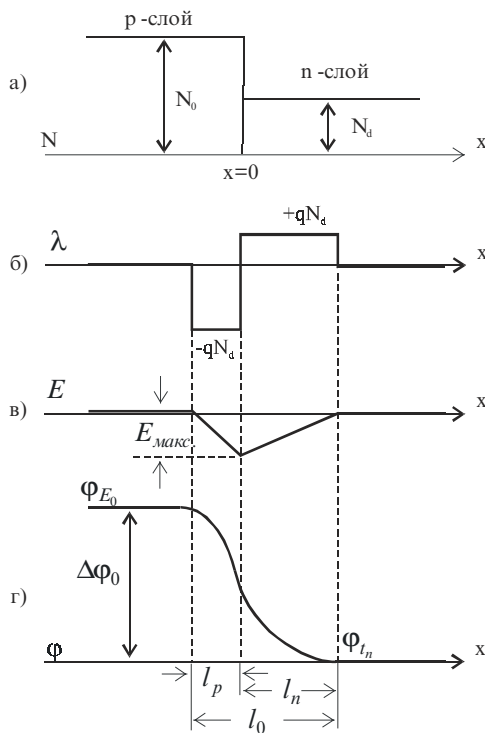


Рис.1.

напряженности поля  $E$  и потенциала  $\phi$  в зависимости от расстояния до металлургической границы.

Для вычисления толщины р-п перехода следует воспользоваться формулой Пуассона, связывающий объемный заряд с напряженностью электрического поля:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1)$$

где  $\epsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума, и формулой, связывающей  $E$  и  $\phi$

$$E = + \frac{d\phi}{dx} \quad (2)$$

Обычно соотношение (2) выглядит так  $E = - \frac{d\phi}{dx}$ ; при этом потенциал относится к положительным зарядам. Если же написать

$E = \frac{d\phi}{dx}$ , то потенциал будет характеризовать

энергию отрицательных зарядов – электронов. Такое определение удобно при использовании зонных диаграмм. В р-слое  $Q = -qN_a$ , а в п-слое  $Q = +qN_d$  ( $q$  - элементарный электрический заряд). Тогда напряженность электрического поля  $E_p$  в р-слое:

$$E_p = - \int_{-l_p}^x q \frac{N_a}{\epsilon\epsilon_0} dx = -q \frac{N_a}{\epsilon\epsilon_0} (x + l_p) \quad (3)$$

При  $x = 0$ :

$$E_{\text{поля}}(0) = E_{\text{макс}} = -q \frac{N_a l_p}{\epsilon \epsilon_0} \quad (4)$$

Напряженность электрического поля  $E$  в области  $n$ :

$$E_n = -q \frac{N_a}{\epsilon \epsilon_0} l_p + \int_0^x -q \frac{N_d}{\epsilon \epsilon_0} dx = -q \frac{N_a}{\epsilon \epsilon_0} l_p + q \frac{N_d}{\epsilon \epsilon_0} x \quad (5)$$

Так как  $E=0$  при  $x=l_n$ , то имеет место соотношение:  $N_a l_p = N_d l_n$  (6)

Интегрируя уравнение (2) и считая потенциал в слое  $p$  вне  $p$ - $n$  перехода равным  $\Delta\phi$ . А в слое  $n$  равным нулю, получаем:

Для  $-l_p \leq x \leq 0$   $\phi_p = \Delta U - \frac{1}{2} q \frac{N_a}{\epsilon \epsilon_0} (x + l_p)^2$  (7)

Для  $l_n \geq x \geq 0$   $\phi_n = \phi_{p_{x=0}} - \frac{1}{2} q \frac{N_d l_n}{\epsilon \epsilon_0} (2l_n x - x^2)$  (8)

Здесь использовано равенство (6).

Отсюда следует, что  $\phi_p = \Delta\phi_0 = \frac{1}{2} q \frac{N_a}{\epsilon \epsilon_0} (l_p^2 + l_p l_n)$  (9)

Если  $N_a \gg N_d$ , то  $l_n \gg l_p$  и  $\Delta\phi_0 = \frac{1}{2} q \frac{N_d}{\epsilon \epsilon_0} l_n^2$  (10)

Или  $l_n = \sqrt{\frac{2\Delta\phi_0 \epsilon \epsilon_0}{q N_d}}$  (11)

Величина  $N_d$  определяет удельное сопротивление  $\rho_n$   $n$ -слоя  $\rho_n \approx \frac{1}{q N_d \mu_n}$ , где  $\mu_n$  - подвижность электронов. Тогда  $l_n$  можно записать так:

$$l_0 \approx l_n = \sqrt{2\epsilon \epsilon_0 \mu_n \rho_n \Delta\phi_0} \quad (12)$$

где  $l_0 = l_n + l_p$ .

Если к  $p$ - $n$  переходу приложить внешнее напряжение  $U$ , то его толщина меняется – увеличивается при увеличении высоты потенциального барьера. В этом случае. По-прежнему, можно пользоваться формулой (12), только вместо  $\Delta\phi_0$  подставлять в нею  $\Delta\phi_0 + U$ . Если  $\Delta\phi_0 \ll U$ , то  $l_0 = \sqrt{2\epsilon \epsilon_0 \mu_n \rho_n U}$  (13)

#### §4. Полевой транзистор с $p$ - $n$ переходом.

На рис. 2 показана плоскопараллельная конструкция полевого транзистора (могут быть и другие конструкции, например, цилиндрическая). Такой

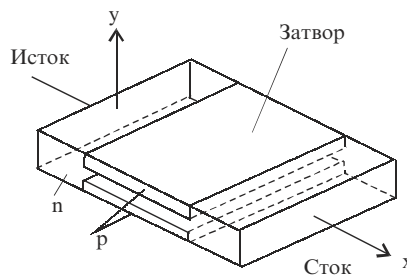


Рис.2.

транзистор представляет собой пластину полупроводника типа n, у которого на торцах имеются омические (невыпрямляющие) контакты, а на одной из грани слой типа p. Электрод, связанный с со слоем p называется затвором. Контакт, от которого движутся основные носители (в нашем случае электроны) называется истоком. А тот, к которому они движутся – стоком. Рабочую часть объема пластины, расположенную под затвором называют каналом. Сток находится под положительным, а затвор под отрицательным потенциалом относительно истока. Разность потенциала между истоком и затвором усиливает тормозящее электрическое поле в области p-n перехода. Ток затвора оказывается практически равным нулю. Для транзисторов с p-n каналом сток имеет отрицательную полярность относительно истока. На затвор в этом случае подается положительное напряжение.

Принцип действия полевого транзистора с p-n переходом очень прост и заключается в том, что при изменении потенциала затвора меняется толщина p-n перехода, а значит и сечение канала. В результате меняется сопротивление канала и соответственно ток в цепи исток-сток. При больших напряжениях на затворе расширившийся p-n переход может полностью перекрыть канал, ток в цепи исток-сток прекратится. Напряжение на затворе, при котором происходит это явление, называется напряжением отсечки. Перейдем к более детальному анализу.

Обозначим максимальную толщину p-канала через  $a$ , его ширину  $z$  и длину  $L$ . Пусть напряжение на стоке относительно истока  $U_c$  равно нулю, тогда канал будет эквипотенциальным слоем и напряжение на p-n переходе будет равным  $U_3$  на протяжении всего канала. Соответственно, в любой точке толщина p-n перехода равна  $l_0$ , а толщина канала

$$\omega = a - l_0 \quad (14)$$

Подставляя сюда выражение для  $l_0$  (см. формулу (13)), получаем:

$$\omega = a - \sqrt{2\epsilon\epsilon_0\mu_{np} U_3} \quad (15)$$

Из условия  $\omega = 0$  легко найти напряжение отсечки  $U_{30}$

$$U_{30} = \frac{a^2}{2\epsilon\epsilon_0\mu_{np}} \quad (16)$$

Например, для  $a = 2$  мкм и  $c = 2$  Ом·см для кремния получается  $U_{30} = 6.4$ В. Используя последнее выражение, запишем толщину канала в более

компактной форме

$$\omega = a \left( 1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right) \quad (17)$$

В рабочем режиме  $U_c \neq 0$ , канал не является эквипотенциальным слоем. В разных точках канала потенциал различен: он меняется от  $U_x = 0$  около истока, до  $U_x = -U_c$  около стока. Поэтому напряжение на p-n переходе, равное  $U_3 - U_x$  увеличивается в направлении от истока к стоку. Соответственно толщина перехода в этом направлении растет, а канал сужается.

В наиболее узком месте (около стока) суммарное напряжение на переходе равно  $U_3 \neq U_c$ . С ростом  $|U_c|$  суммарное напряжение, в конце концов, делается

## Лабораторная работа №53

равным  $U_{30}$  и переход почти смыкается. В отличие от случая  $U_{30} = U_3$  это, разумеется, не приводит к отсечке тока, так как само “смыкание” является следствием увеличения тока. Вместо отсечки тока происходит отсечка его приращений, т.е. резкое возрастание дифференциального сопротивления канала. При этом на кривой  $I_c(U_c)$  начиная с некоторой точки, получается почти горизонтальный участок. Такой режим можно назвать насыщенным, а напряжение  $|U_{cn}|$ , при котором он наступает, напряжением насыщения. Эта величина получается из условия

$$|U_{cn}| = U_{30} - U_3 \quad (18)$$

Напряжение  $|U_{cn}|$  уменьшается с ростом  $U_3$ .

В режиме насыщения, когда  $|U_{cn}|$  потенциал “горловины” канала сохраняет значение  $|U_c| > |U_{cn}|$ , в противном случае канал должен был бы еще более сужаться, что невозможно, “горловина” сдвигается относительно стока. Разность потенциалов  $U_c - U_{cn}$  падает на участке между стоком и “горловиной”.

При расчете характеристик следует учесть, что сопротивление канала меняется вдоль оси  $x$ , поскольку меняется толщина  $\omega$ . Функцию  $\omega(x)$  получаем, заменяя  $U_3$  на  $U_3 - U_x$  в формуле (17). Тогда падение напряжения на элементарном

участке  $dx$  составляет:

$$dU_x = I_c dR_x = I_c \frac{\rho dx}{za} \left( 1 - \sqrt{\frac{U_3 - U_x}{U_{30}}} \right)^{-1} \quad (19)$$

Ток стока  $I_c$  остается неизменным в любом сечении. Поэтому, разделяя переменные и интегрируя обе части соответственно в пределах от 0 до  $U_c$  и от 0 до  $L$ , можно искомую функцию  $I_c(U_c)$  представить в следующем виде:

$$I_c = \frac{1}{R_{k0}} \left[ |U_c| + \frac{2}{3} \frac{U_3^{3/2} - (U_3 + |U_c|)^{3/2}}{U_{30}^{1/2}} \right] \quad (20)$$

$R_{k0}$  - минимальное дифференциальное сопротивление канала, т.е.  $\frac{dU_c}{dI_c}$  при  $U_3 = 0$  и  $U_c = 0$ .

$$R_{k0} = \frac{\rho L}{az}$$

Если  $L = 20 \text{ мкм}$ ,  $a = 2 \text{ мкм}$ ,  $z = 1 \text{ мм}$  и  $\rho = 2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ .

Ток насыщения получается подстановкой формулы (18) в формулу (20)

$$I_{cn} = \frac{1}{R_{k0}} \left[ \frac{1}{3} U_{30} - U_3 \left( 1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right) \right] \frac{dU_c}{dI_c} \quad (21)$$

При  $|U_c| > |U_{cn}|$  формула (20) становится неприменимой. Для других конфигураций полевого транзистора получаются другие формулы. Например, для прибора с цилиндрическим каналом

$$I_c = \frac{|U_c|}{R_{k0}} \left[ \frac{(U_{30} - U_3) - \frac{1}{2} |U_c|}{U_{30}} \right] \quad (22)$$

$$I_{\text{сн}} = \frac{1}{R_{\text{ко}}} \left[ \frac{(U_{30} - U_3)^2}{2U_{30}} \right] \quad (23)$$

на низких частотах полевой транзистор характеризуется следующими основными параметрами:

1) Крутизной характеристик  $s$ , представляющей собой отношение приращения тока стока к приращению на затворе при постоянном напряжении

на стоке

$$s = \left. \frac{\delta I_c}{\delta U_{30}} \right|_{U_c = \text{const}}$$

2) Внутренним сопротивлением, представляющим собой отношение приращения напряжения на стоке, к приращению тока стока при постоянном

напряжении на затворе

$$R_i = \left. \frac{\delta U_c}{\delta I_c} \right|_{U_3 = \text{const}}$$

3) Предельным напряжением на стоке на затворе, предельной мощностью рассеяния на стоке и максимальным током затвора. В таблице 1 приведены некоторые параметры низкочастотных транзисторов с р-п переходом.