

## ЛЕКЦИЯ (17.03.2020) Свойства $p$ - $n$ переходов

План занятия:

1. Пробой  $p$ - $n$  перехода
2. Температурные свойства  $p$ - $n$  перехода
3. Емкость  $p$ - $n$  перехода

### Пробой $p$ - $n$ перехода

При рабочих величинах обратного напряжения протекает малый обратный ток  $p$ - $n$  перехода, однако при превышении определенного уровня этого напряжения обратный ток  $p$ - $n$  перехода быстро увеличивается. Это явление называется *пробоем  $p$ - $n$  перехода*.

Различают два вида пробоя: электрический и тепловой.

*Тепловой пробой* вызывает разрушения  $p$ - $n$  перехода, т.е. носит необратимый характер. К *электрическим пробоям* относятся туннельный, лавинный и поверхностный они носят обратимый характер.

В основе *туннельного* пробоя лежит туннельный эффект (рис.10.1), т.е. "просачивание" электронов сквозь потенциальный барьер, высота которого больше, чем энергия носителей заряда. При этом электроны проходят через потенциальный барьер, не изменяя своей энергии, попадая из валентной зоны полупроводника с электропроводностью одного типа в зону проводимости полупроводника с электропроводностью другого типа.

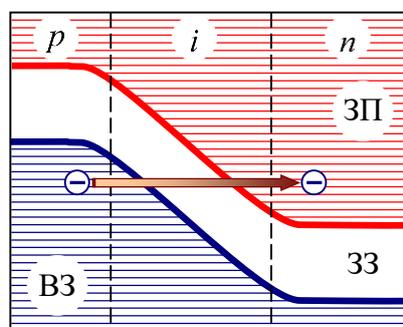


Рис.10.1 Зонная диаграмма туннельного пробоя

Туннельный пробой чаще возникает в полупроводниках, имеющих узкий переход и малое значение удельного сопротивления. При этом напряженность электрического поля должна быть достаточно высокой, для искривления энергетических зон полупроводника настолько, что энергия электронов полупроводника  $p$ -типа в валентной зоне становится такой же, как и энергия свободных электронов зоны проводимости полупроводника  $n$ -типа.

Для получения туннельного эффекта используют полупроводниковый материал с очень большой концентрацией примесей (до  $10^{21}$  атомов на  $1 \text{ см}^3$ ). Полупроводники с таким содержанием примесей называют вырожденными, а их

свойства очень близки к свойствам металлов.

*Лавинный* пробой вызывается ударной ионизацией, которая происходит тогда, когда напряженность электрического поля, вызванная обратным напряжением, достаточно велика. Неосновные носители заряда, движущиеся через  $p-n$  переход, ускоряются настолько, что при столкновении с атомами могут разорвать валентную связь (т.е. ионизируют их). В результате появляется пара электрон-дырка. Вновь появившиеся носители заряда ускоряются электрическим полем и, в свою очередь, могут вызвать ионизацию следующего атома и т.д. Если процесс ударной ионизации идет лавинообразно, то по тому же закону увеличивается количество носителей заряда и обратный ток.

При лавинной ионизации ток в цепи ограничен только внешним сопротивлением.

Лавинный пробой возникает в высокоомных (т.е. слаболегированных) полупроводниках, имеющих достаточно большую ширину  $p-n$  перехода, достаточную для разгона носителей заряда.

Напряжение лавинного пробоя зависит от температуры полупроводника и растет при ее повышении из-за уменьшения длины свободного пробега носителей заряда. При лавинном пробое падение напряжения на  $p-n$  переходе остается постоянным в широком диапазоне изменения обратного тока.

*Тепловой* пробой возникает в результате разогрева  $p-n$  перехода, когда количество теплоты, выделяемое током в  $p-n$  переходе, превышает количество теплоты, которое  $p-n$  переход отдает во внешнюю среду.

В этом случае происходит интенсивная генерация электронно-дырочных пар и увеличение тока через  $p-n$  переход. Это, в свою очередь, приводит к дальнейшему повышению температуры и обратного тока. В результате ток через  $p-n$  переход лавинообразно увеличивается и наступает тепловой пробой.

ВАХ различных видов пробоя  $p-n$  перехода приведены на рис.10.2.

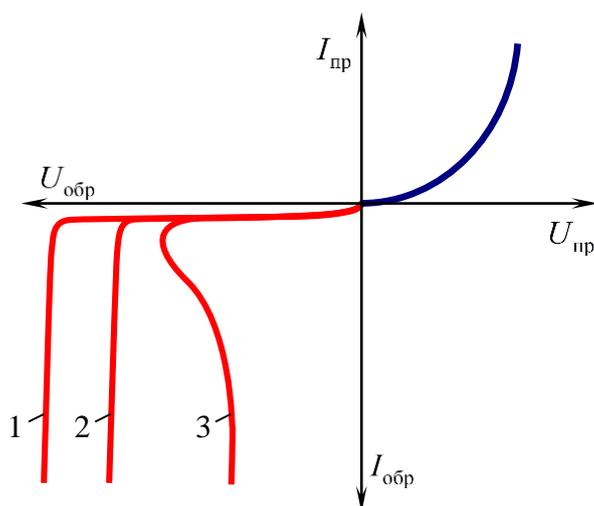


Рис.10.2. ВАХ пробоя  $p-n$  перехода: 1 – лавинный пробой; 2 – туннельный пробой; 3 – тепловой пробой

Следует заметить, что один вид пробоя может наступить как следствие

другого вида пробоя, т.е. если ток  $I_0$  возрос благодаря электрическому пробоя, то после этого может наступить тепловой пробой.

### Температурные свойства $p-n$ перехода

Свойства  $p-n$  перехода существенно зависят от температуры окружающей среды. При повышении температуры возрастает генерация пар носителей заряда – электронов и дырок, т.е. повышается концентрация неосновных носителей и собственная проводимость полупроводника. В результате, при повышении температуры, прямой и обратный токи возрастают (рис.10.3).

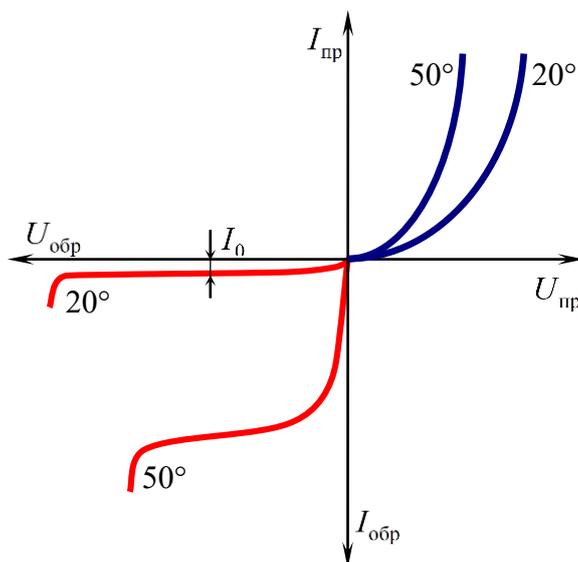


Рис.10.3. ВАХ  $p-n$  перехода при различных температурах

Зависимость обратной ветви ВАХ от температуры определяется температурными изменениями тока  $I_0$ . Этот ток пропорционален равновесной концентрации неосновных носителей заряда, которая с увеличением температуры возрастает по экспоненциальному закону. Следовательно

$$I_0(t^\circ) = I_0(t_0^\circ) e^{\alpha \cdot \Delta t^\circ}, \quad (10.1)$$

где  $I_0(t^\circ)$  и  $I_0(t_0^\circ)$  – обратные токи  $p-n$  перехода для рассматриваемой и комнатной температур соответственно;

$\Delta t^\circ$  – перепад температур;

$\alpha$  – коэффициент, зависящий от свойств полупроводника (для германия  $\alpha = 0,05 \dots 0,09 \text{ K}^{-1}$ , для кремния  $\alpha = 0,07 \dots 0,13 \text{ K}^{-1}$ ).

Для германиевых и кремниевых  $p-n$  переходов обратный ток повышается примерно в 2...2,5 раза при повышении температуры на каждые десять градусов.

Прямой ток  $p-n$  перехода при нагреве возрастает не так сильно, как обратный. Это объясняется тем, что прямой ток возникает в основном за счет

примесной проводимости, а концентрация примесей от температуры практически не зависит.

При достаточно высокой температуре  $p-n$  переход теряет свое основное свойство – одностороннюю проводимость. Для германиевых приборов верхний температурный предел  $70^\circ \dots 90^\circ\text{C}$ . У кремниевых приборов вследствие большей энергии, необходимой для отрыва валентного электрона от ядра атома, этот предел более высок:  $120^\circ \dots 150^\circ\text{C}$ .

### Емкость $p-n$ перехода

При обратном смещении  $p-n$  перехода носители зарядов обоих видов находятся по обе стороны перехода, а в области самого  $p-n$  перехода их очень мало. Таким образом, в режиме обратного смещения  $p-n$  переход представляет собой емкость, величина которой пропорциональна площади  $p-n$  перехода, концентрации носителей заряда и диэлектрической проницаемости полупроводника.

Эту емкость называют *барьерной емкостью* ( $C_{\bar{6}}$ ).

При малом обратном напряжении, приложенном к  $p-n$  переходу, носители зарядов противоположных знаков находятся на небольшом расстоянии друг от друга. При этом барьерная емкость велика. При повышении обратного напряжения увеличивается ширина области  $p-n$  перехода обедненная носителями заряда и барьерная емкость понижается.

Вольт-фарадная характеристика  $p-n$  перехода при обратном включении  $C_{\bar{6}} = f(U)$  приведена на рис.10.4.

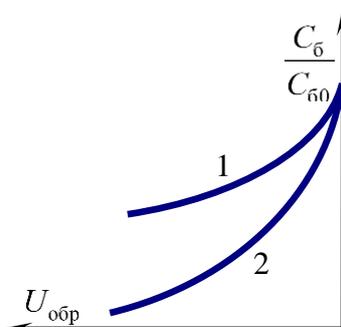


Рис.10.4. Вольт-фарадная характеристика  $p-n$  перехода:  
1 – плавный переход; 2 – резкий переход

Величину барьерной емкости можно рассчитать по формуле плоского конденсатора

$$C = \frac{\xi_0 \xi S_i}{l}, \quad (10.2)$$

где  $S_i$  – площадь  $p-n$  перехода;  $l$  – ширина  $p-n$  перехода.

Учитывая, что при приложении обратного напряжения ширина

$p$ - $n$  перехода

$$l = l_0 \cdot \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0 + |U|}{\Delta\varphi_0}}, \quad (10.3)$$

где  $l_0$  – ширина  $p$ - $n$  перехода при  $U = 0$ ,  
величину барьерной емкости можно получить из выражения

$$C_6 = \frac{\xi_0 \xi_i S_i}{l_0} \cdot \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0}{|U| + \Delta\varphi_0}}. \quad (10.4)$$

При подключении к  $p$ - $n$  переходу прямого напряжения барьерная емкость повышается вследствие уменьшения  $l$ . Однако, при прямом включении  $p$ - $n$  переход кроме барьерной емкости обладает т.н. диффузной емкостью ( $C_{д}$ ), которая в данном случае играет доминирующую роль.

При прямом напряжении, в результате инжекции, неосновные носители заряда, не успев рекомбинировать, в большом количестве накапливаются в  $n$  и  $p$ -областях. Каждому значению прямого напряжения соответствует определенная величина заряда  $Q_{диф}$ , накопленного в области  $p$ - $n$  перехода. Это явление отражает *диффузная емкость  $p$ - $n$  перехода* (рис.10.5).

$$C_{диф} = \frac{Q_{диф}}{U_{пр}}. \quad (10.5)$$

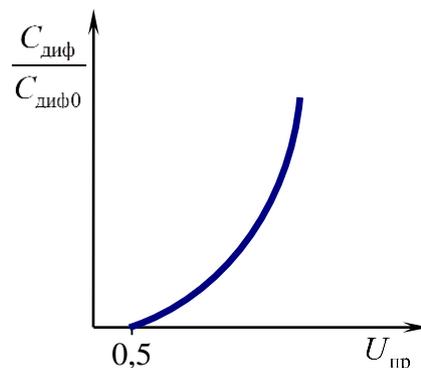


Рис.10.5. Вольт-фарадная характеристика  $p$ - $n$  перехода

Диффузная емкость не оказывает существенного влияния на работу приборов, т.к. она всегда зашунтирована малым прямым сопротивлением  $p$ - $n$  перехода.

Емкость  $p$ - $n$  перехода во многом определяет его инерционные свойства.

Изменение тока через  $p$ - $n$  переход при изменении полярности подключенного напряжения демонстрирует рис.10.6.

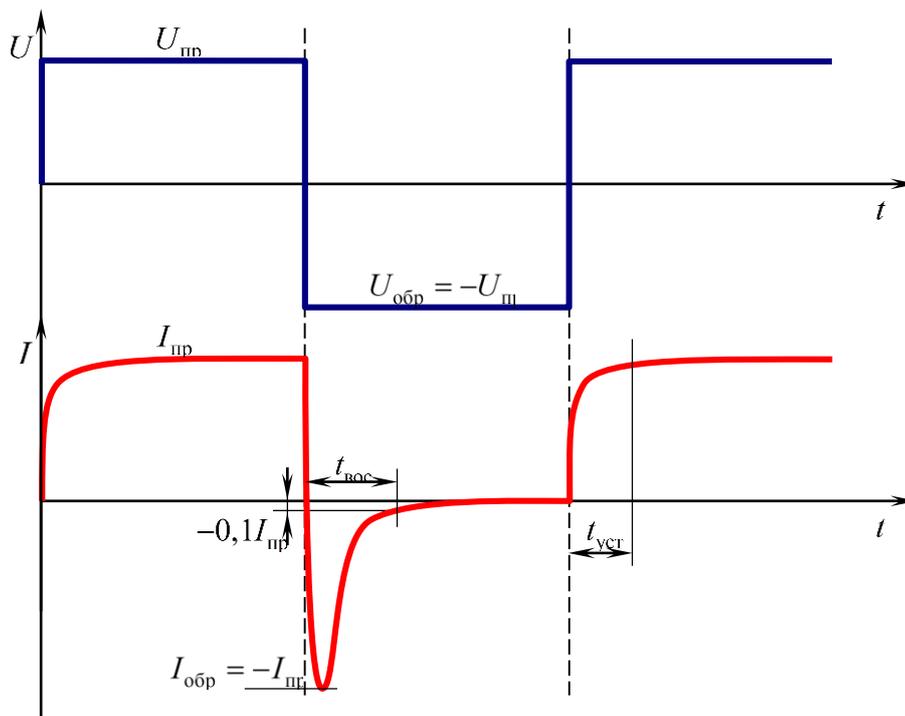


Рис.10.6. Переходные процессы в  $p-n$  переходе

*Время восстановления обратного сопротивления ( $t_{вос}$ )* – интервал времени с момента прохождения тока через нуль после переключения диода с заданного прямого тока в состояние заданного обратного напряжения до момента достижения обратным током заданного значения (как правило 10% от  $-I_{пр}$ ).

*Время установления прямого напряжения ( $t_{уст}$ )* – интервал времени с момента подачи импульса прямого тока на диод (при нулевом начальном смещении) до достижения заданного прямого напряжения на диоде.

Эквивалентная схема  $p-n$  перехода для переменного тока приведена на рис.2.16. На этой схеме  $R_0$  – сопротивление полупроводников  $n$  и  $p$ -типа и выводов от них (около 1 Ом);  $R_3$  – сопротивление перехода, зависящее от величины и полярности приложенного напряжения;  $C$  – сумма барьерной и диффузной емкостей. При обратном включении диффузная емкость отсутствует и  $C = C_б$ , а  $R_3 = R_{обр}$ , т.е. имеет достаточно большую величину.

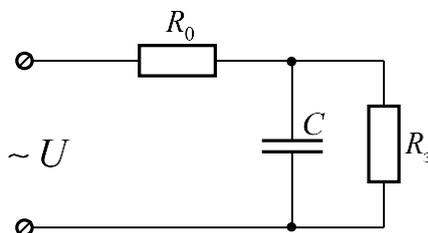


Рис.10.7. Эквивалентная схема  $p-n$  перехода

При работе на высоких частотах емкостное сопротивление  $X_C = (\omega C)^{-1}$  уменьшается и обратный ток может пройти через емкость, несмотря на большую величину сопротивления  $R_3$ .