



Московский государственный технический университет  
имени Н.Э. Баумана

## **Методические указания**

**С.Р. Иванов**

**Учебное пособие**

по курсу

**Электроника**

**Москва, 2010**

# Часть I. ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ.

---

## **Классификация электронных приборов.**

### 1. По назначению:

- а) выпрямительные. Применяются в источниках питания, детекторах, переключателях.
- б) усилительные. Применяются в усилителях, генераторах, схемах преобразований информации.
- в) фотоэлектронные и электронно-световые. Находят применение в устройствах преобразования световых сигналов в электрические и наоборот (например, преобразование электрических сигналов в изображение).

### 2. По усилительным способностям:

- а) пассивные. К этому классу относят резисторы, конденсаторы, катушки индуктивности и некоторые другие элементы.
- б) активные. К этому классу относятся транзисторы, электронные лампы с тремя электродами и более и т.д.

### 3. По физическим принципам устройства и работы:

- а) вакуумные;
- б) ионные;
- в) полупроводниковые.

### 4. По конструктивному исполнению:

- а) дискретные (каждый прибор изготавливается отдельно);
- б) интегральные (параллельно происходит изготовление множества приборов и их соединений, при этом конструкция в целом является неразделимой).

Порядок изучения электронных приборов:

1. полупроводниковые выпрямительные;
2. полупроводниковые усилительные (транзисторы);
3. особенности интегральных компонентов;
4. вакуумные и ионные приборы;
5. фотоэлектронные и электронно-световые приборы.

## **Система параметров электронных приборов.**

Поведение прибора в схеме описывается в общем случае системой уравнений, постоянные коэффициенты которых называются параметрами прибора. Расчёт электрических схем производится по формулам, получающимся в результате решения этой системы уравнений.

Следовательно, для расчёта схем в первую очередь необходимо знать параметры электронных приборов, используемых в рассматриваемых схемах.

Параметры приборов можно разделить на две группы:

а) физико-структурные параметры. ( $\mu, D, \tau$ , ширина базы, площадь перехода и т.п.);

б) электрические параметры, среди которых можно выделить:

1. Параметры номинального режима, характеризующие свойства прибора в рекомендуемом для использования электрическом режиме.
2. Предельные эксплуатационные параметры (или предельно допустимые), характеризующие диапазоны мощностей, напряжений, токов, t-p, в которых гарантируется правильность функционирования прибора.

Один и тот же прибор можно охарактеризовать различной совокупностью параметров.

### Почему так?

Во-первых, математическое описание процессов в приборе является приближённым в той или иной степени, что и приводит к разному количеству и характеру параметров.

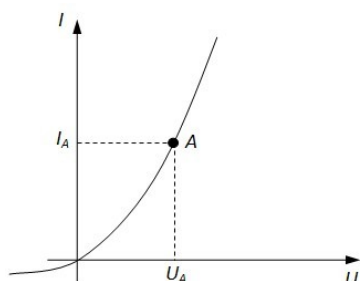
Во-вторых, обычно системы параметров удовлетворяют предъявляемым к ним требованиям:

1. характеризовать свойства прибора с достаточной полнотой;
2. приводить при анализе схем к сравнительно простым формулам;
3. допускать измерения параметров доступными средствами с приемлемой точностью.

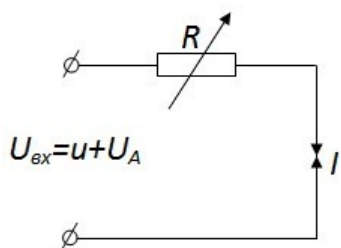
- неодинаково.

В-третьих, один и тот же прибор может иметь целый ряд различных применений, в каждом из которых нужны свои параметры.

Следует также отметить использование статических (постоянного тока) и дифференциальных (переменного тока) или малосигнальных параметров. Разница между ними на примере нелинейного сопротивления с вольт-амперной характеристикой (кратко – ВАХ) может быть показана.

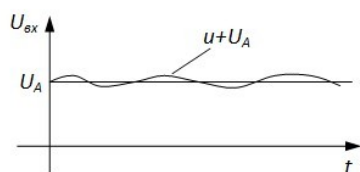


$$R_A^i = \frac{U_A}{I_A}.$$



Если приложить к схеме (см. рис.) постоянное напряжение  $U_{\text{ex}} = U_A$ , то в цепи потечёт ток  $I_A$ . Соответствующая точка на вольт-амперной характеристике – точка А. Такая точка называется рабочей точкой.

Пусть  $U_{\text{ex}}$  изменяется во времени и переменная составляющая входного сигнала  $u \ll U_A$ . Определение  $I(t)$  удобно осуществить, если произвести раздельный анализ по постоянному и переменному току (см. рис.).



Тогда анализ по переменному току является линейной задачей, поскольку  $u$  мало и в окрестности точки А ВАХ можно считать прямой линией. Для переменных составляющих:

$$i = \frac{u}{R_0}, \quad \text{где } R_0 = \frac{\partial u}{\partial I}, \quad \text{т.е. дифференциальный параметр,}$$

определяемый через малые приращения напряжений и токов. Статический параметр определяется через отношение малых значений  $u$  и  $I$ .

К рисунку:

$$U_{\text{ex}}(t) = U_m \sin \omega t + U_A, \quad U_m \ll U_A; \quad I(t) = I_A + \frac{U_m \sin \omega t}{\frac{\partial u}{\partial I}} = I_A + \frac{u}{R_0}.$$

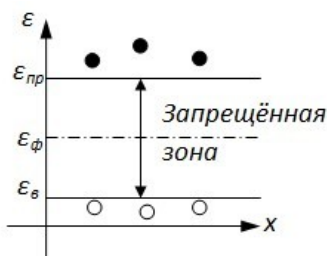
## Физические основы работы полупроводниковых приборов.

### Электропроводность полупроводников.

Для создания многих электронных приборов используются полупроводники: Ge (германий), Si (кремний), Se (селен), As (мышьяк), Ga (галлий). Чистые полупроводники применения не находят, так как создать электронно-дырочный переход на них не удаётся. Кроме того, они обладают чрезвычайно малой проводимостью из-за весьма низкой собственной концентрации  $n_i = p_i$  свободных электронов и дырок в них.

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = q(n\mu_n + p\mu_p)$$

Концентрация подвижных носителей заряда может быть определена на основе статистики Ферми-Дирака и (после знака примерного равенства) Максвелла-Больцмана



$$f_n(\epsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon - \epsilon_\phi}{kT}} + 1} \approx e^{\frac{-\epsilon - \epsilon_\phi}{kT}} \quad (1)$$

с точностью до 2% для  $\varepsilon > \varepsilon_{\phi}$  на несколько  $kT$ , т.е. при большой ширине запрещённой зоны (для германия её ширина составляет 0,72 эВ, а для кремния – 1,11 эВ).

$$n_i = \int_{\varepsilon_{np}}^{\infty} s_n(\varepsilon) f_n(\varepsilon) d\varepsilon = N_n e^{\frac{-\varepsilon_{np} - \varepsilon_{\phi}}{kT}}, \text{ где}$$

$s_n(\varepsilon)$  - плотность распределения разрешённых уровней в зоне проводимости;  $kT = 0,026$

эВ, где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура (в кельвинах);  $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – модуль заряда электрона;  $f_n(\varepsilon)$  – вероятность появления электрона в зоне проводимости на уровне с энергией  $\varepsilon$ ;  $n$  – концентрация подвижных носителей заряда (в данном случае – электронов) в зоне проводимости.

Вероятность появления дырок на уровне  $\varepsilon$  составляет  $f_p(\varepsilon) = 1 - f_n(\varepsilon)$ .

$$N_n = 2 \left( \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \text{ где}$$

$m_n^*$  – эффективная масса электрона,  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка.

Для примесного полупроводника справедливо следующее соотношение:

$$np = n_i^2, \text{ где}$$

$n$  – концентрация подвижных электронов в материале,  $p$  – концентрация дырок в материале,  $n_i$  – концентрация подвижных носителей заряда в собственном полупроводнике.

Легируются полупроводники таким образом, чтобы собственная концентрация подвижных носителей заряда  $n_i$  была неразличима на фоне примесной, т.е. если  $N_D$  и

$N_A$  – концентрация доноров и акцепторов соответственно, то

$$n_n = N_D + n_i \approx N_D, \text{ а } p_n = \frac{n_i^2}{N_D}, p_n \ll n_n; \quad p_p = N_A + p_i \approx N_A, \text{ а } n_p = \frac{n_i^2}{N_A}, n_p \ll p_p.$$

$n_n$  — концентрация электронов в  $n$ -части полупроводника,  $p_p$  — концентрация дырок в  $p$ -части полупроводника.

Поскольку удельное сопротивление материала ( $\rho_n$  или  $\rho_p$ ) зависит от концентрации подвижных носителей заряда в нём, то получаем:

$$\rho_n = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \cong \frac{1}{qN_D\mu_n}; \quad \rho_p = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \cong \frac{1}{qN_A\mu_p}.$$

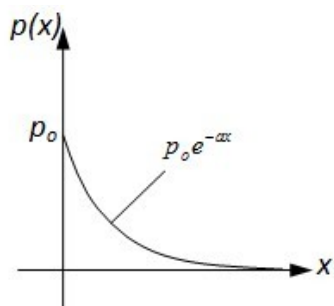
Степень легирования полупроводникового материала обычно составляет от  $10^{15}$  до  $10^{22} \frac{\text{атомов}}{\text{см}^3}$  при собственной концентрации  $2,5 \cdot 10^{13} \frac{\text{атомов}}{\text{см}^3}$  у германия и  $2 \cdot 10^{10} \frac{\text{атомов}}{\text{см}^3}$  у кремния.

### Электрическое поле в объёме полупроводника

Легировать материал можно равномерно и неравномерно. В случае неравномерного легирования создаётся направленный поток носителей согласно законам диффузии, стремящийся выровнять концентрацию носителей заряда по объёму. Процесс перемещения носителей заряда происходит до тех пор, пока возникающее вследствие ухода носителей заряда электрическое поле не создаст встречный поток носителей в противоположную сторону, уравновешивающий первый. Тогда плотность тока при равновесии

$$J_p = q \left( -D_p \frac{dp}{dx} + \mu_p p E \right) = 0 \quad \text{или} \quad J_n = q \left( -D_n \frac{dn}{dx} - \mu_n n E \right) = 0$$

становится равной нулю, а напряжённость электрического поля, которое возникает в материале, будет равна



$$E = \frac{D_p}{p(x)\mu_p} \cdot \frac{dp(x)}{dx} = \frac{1}{p(x)} \cdot \frac{kT}{q} \cdot \frac{dp(x)}{dx} = \frac{1}{p(x)} \varphi_T \frac{dp(x)}{dx} \quad \text{Если } p(x) = p_0 e^{-ax}, \text{ то } \frac{dp}{dx} = -a p_0 e^{-ax} = -a p(x),$$

где  $a$  — параметр, характеризующий распределение примесей. Т.о.  $E = -\varphi_T a$ .

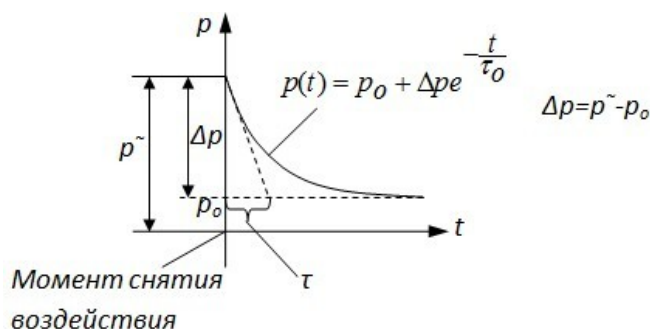
## Неравновесные носители заряда.

В условиях термодинамического равновесия число генерируемых и рекомбинирующих в единицу времени носителей заряда в полупроводнике статистически одинаково, а полупроводник имеет некоторые равновесные концентрации свободных электронов и дырок, определяемые температурой и концентрацией примесей.

Если полупроводник поглощает дополнительную энергию (например, при освещении), то концентрация носителей заряда может превысить равновесную. При снятии воздействия концентрация носителей заряда стремится к равновесной. Она устанавливается не мгновенно – спад идёт по экспоненциальному закону. Экспериментально установлено, что скорость рекомбинации носителей заряда пропорциональна избыточной концентрации и коэффициенту

$\frac{1}{\tau}$ , представляющему собой существующую вероятность рекомбинации рассматриваемого носителя заряда (дырки) за одну секунду, т.е.

$$\frac{dp}{dt} = \frac{-p - p_0}{\tau_p} \quad (a)$$



Решением уравнения (а) является экспоненциальная функция при начальных условиях

$$p(0) = \tilde{p}; \quad p(\infty) = p_0.$$

$\tau_p$  называют средним временем жизни избыточных носителей заряда.

Рекомбинация идёт как в объёме, так и на поверхности полупроводника, причём с разной скоростью. Как правило, стремятся уменьшить скорость поверхностной рекомбинации. Совместный учёт объёмной и поверхностной рекомбинации осуществляется с помощью соотношения:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_n}, \text{ где}$$

$\tau_0$  - среднее время жизни неравновесных носителей заряда в объёме полупроводника,  $\tau_n$  - среднее время жизни неравновесных носителей заряда на поверхности полупроводника.

Если воздействие локальное, то возникает диффузионное перемещение носителей заряда в сторону с их меньшей концентрацией. Причём концентрация неравновесных носителей заряда будет убывать в пространстве тоже по экспоненциальному закону

$$p(x) = p_0 + \Delta p e^{\frac{-x}{L_p}} \quad (б)$$

За среднее время жизни  $\tau_p$  носители заряда перемещаются на диффузионную длину  $L_p$ .

Между диффузионной длиной  $L$  и средним временем жизни имеется следующая связь:

$$L = \sqrt{D\tau}, \text{ где } D \text{ - коэффициент диффузии.}$$

Дифференциальное уравнение (а) справедливо, если спад концентрации определяется только рекомбинацией, но не вытеснением носителей заряда из рассматриваемого элементарного объёма, т.е. (а) справедливо, если плотность тока  $J$  вдоль оси  $x$  постоянна.

С учётом спада концентрации вдоль оси  $x$ , дифференциальное уравнение (а) принимает вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-p - p_0}{\tau} - \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial x} \quad (3)$$

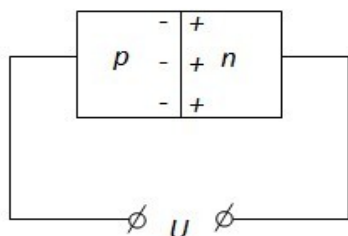
- уравнение непрерывности для одномерного случая.

Уравнения непрерывности (3), плотности тока (2) и распределения Ферми (1) являются основными уравнениями, на которых основывается теория полупроводниковых приборов.

### Потенциальный барьер р-п перехода

р-п переход возникает, если соединить два кусочка полупроводникового материала, легированных различными примесями. Для беспримесного полупроводника в состоянии термодинамического равновесия

$$\text{имеем: } n = p = n_i, np = n_i^2.$$



Для примесного полупроводника, т.к. концентрации основных носителей заряда

$$N_D \gg n_i, n N_A \gg p_i,$$

то

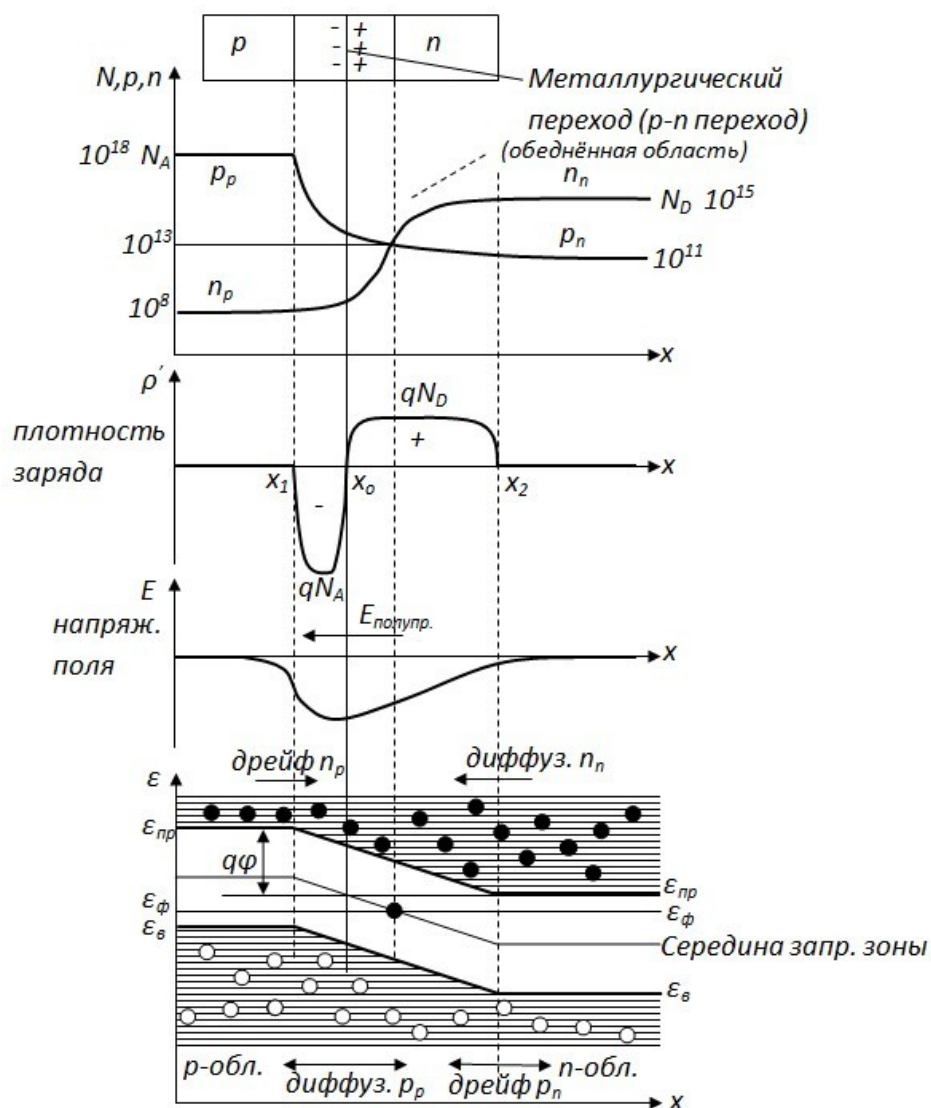


$$n_n = N_D \text{ и } p_p = N_A,$$

а концентрации неосновных носителей заряда могут быть вычислены так:

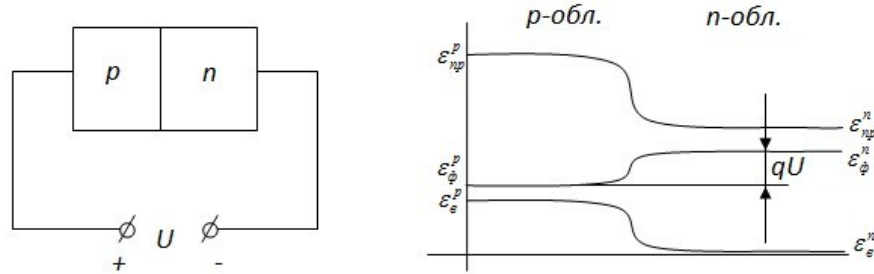
$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \text{ и } p_n = \frac{n_i^2}{N_D}.$$

Из-за разности концентраций основных носителей заряда в  $p$  и  $n$  материалах после соединения разнородных полупроводников начинается диффузионное перемещение носителей заряда в противоположные области: электронов – от  $n$  к  $p$ -материалу, дырок – наоборот. Переход носителей заряда сопровождается возникновением положительного заряда в  $n$ -области и отрицательного – в  $p$ -области. Возникающее электрическое поле помогает приблизившимся к  $p$ - $n$  переходу неосновным носителям заряда  $p_n$  и  $n_p$  попасть в соседнюю область полупроводника. В то же время это поле препятствует переходу основных носителей заряда в соседние области.



Именно при этом условии количество электронов, обладающих энергией, большей либо равной  $\varepsilon_{np}$  и могущих свободно перемещаться из n-области в p-область и наоборот, одинаково в обеих областях. Это и соответствует нулевому суммарному току из-за сил дрейфа. Поэтому здесь сосредоточены только лишь ионизированные атомы примесей. Поэтому область  $x_1-x_2$  называется обеднённой подвижными носителями заряда областью или просто обеднённой областью. Так как  $N_A > N_D$ , то и плотность ионов в области  $x_1-x_0$  больше, чем в области  $x_0-x_2$ . Отсюда можно сделать вывод, что обеднённая область простирается в основном в сторону низколегированного полупроводника.

### Связь между концентрацией неосновных носителей на границе p-n перехода и приложенным к p-n переходу напряжением.



$$\varepsilon_{\phi}^p = \varepsilon_{\phi}^n + qU \quad p_n = N_p e^{\frac{-\varepsilon_{\phi}^n - \varepsilon_{\epsilon}^n}{kT}} = N_p e^{\frac{-\varepsilon_{\phi}^p - \varepsilon_{\epsilon}^n}{kT}} e^{\frac{U}{kT}}; \quad p_n = p_{n_0} e^{\frac{U}{kT}}, \text{ где } p_{n_0} = N_p e^{\frac{-\varepsilon_{\phi}^p - \varepsilon_{\epsilon}^n}{kT}}.$$

Аналогичное соотношение справедливо и для электронов в p-области:

$$n_p = n_{p_0} e^{\frac{U}{kT}}$$

На основании уравнения Максвелла-Больцмана ( $f_n(\varepsilon) = e^{\frac{-\varepsilon - \varepsilon_{\phi}}{kT}}$ ) после его интегрирования

$$n_n = \int_{\varepsilon_{np}}^{\infty} s(\varepsilon) f_n(\varepsilon) d\varepsilon \quad \text{получаем:}$$

$$n_n \cong N_n e^{\frac{-\varepsilon_{np}^n - \varepsilon_{\phi}^n}{kT}} \quad (a) \quad n_p \cong N_p e^{\frac{-\varepsilon_{np}^p - \varepsilon_{\phi}^p}{kT}} \quad (б)$$

Делим (а) на (б) с учётом того, что  $\varepsilon_{\phi}^n = \varepsilon_{\phi}^p$  при  $u=0$ :

$$\frac{n_n}{n_p} = e^{\frac{\varepsilon_{np}^p - \varepsilon_{np}^n}{kT}} = e^{\frac{\Psi_k}{\varphi_T}} \quad \Psi_k = \varphi_T \ln \frac{n_n}{n_p}$$

или

$$p_n \cong N_p e^{\frac{-\varepsilon_\phi^n - \varepsilon_\phi^p}{kT}} \quad (a) \quad p_p \cong N_p e^{\frac{-\varepsilon_\phi^p - \varepsilon_\phi^p}{kT}} \quad (б)$$

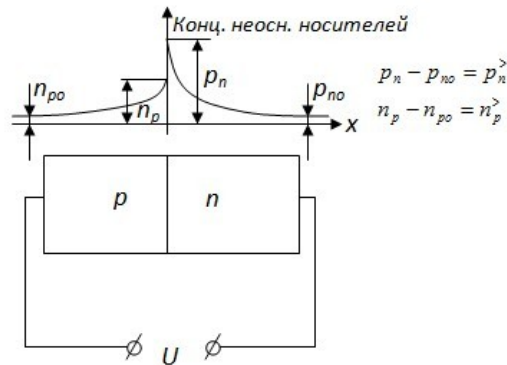
Делим (а) на (б) с учётом того, что  $\varepsilon_\phi^n = \varepsilon_\phi^p$  при  $u=0$ :

$$\frac{p_n}{p_p} = e^{\frac{\varepsilon_\phi^n - \varepsilon_\phi^p}{kT}}$$

$$\frac{p_p}{p_n} = e^{\frac{-\varepsilon_\phi^p - \varepsilon_\phi^n}{kT}} \quad \Psi_k = \varphi_T \ln \frac{p_p}{p_n}$$

$$\Psi_k = \varphi_T \ln \frac{n_n}{n_p} \quad n_{p_0} = n_n e^{\frac{-\Psi_k}{\varphi_T}} \quad n_p = n_n e^{\frac{-\Psi_k + u}{\varphi_T}} = n_n e^{\frac{-\Psi_k}{\varphi_T}} \cdot e^{\frac{u}{\varphi_T}} = n_{p_0} e^{\frac{u}{\varphi_T}}.$$

### Вольт-амперная характеристика р-п перехода.



Распределение концентрации неосновных носителей заряда в каждой области определяется уравнением непрерывности.

Допущения, сделанные при выводе ВАХ р-п перехода:

1. Рассматривается одномерный случай, то есть процессы, протекающие только в направлении оси  $x$ . Уравнение непрерывности при этом может быть записано следующим образом:

$$\frac{\partial p_n^i}{\partial t} = \frac{-p_n^i}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} (1) \text{ — для дырок в } n\text{-области};$$

$$\frac{\partial n_p^i}{\partial t} = \frac{-n_p^i}{\tau_n} + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} (2) \text{ — для электронов в } p\text{-области}.$$

2. Протяжённость  $n$  и  $p$  областей в направлении оси  $x$  бесконечна, то есть такова, что на конце областей концентрация дырок и электронов равна исходным  $n_{p0}$  и  $p_{n0}$

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}; p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D} \text{ — одно из граничных условий}.$$

3. Обе области легированы равномерно, поэтому плотность тока в каждой из них определяется градиентом концентрации введённых в рассматриваемую область неосновных носителей заряда, т.е.

$$J_p = -q D_p \frac{\partial p_n^i}{\partial x} (3) \text{ и } J_n = q D_n \frac{\partial n_p^i}{\partial x} (4)$$

4. Считаем, что нет падения напряжения на омическом сопротивлении  $p$  и  $n$  областей, т.е. предполагаем, что они обладают нулевым сопротивлением.

5. Полагаем, что ширина  $p$ - $n$  перехода (обеднённой области) ничтожно мала в связи с чем в самом переходе отсутствуют генерационно-рекомбинационные процессы и  $p_n = p_{n0} e^{\frac{U}{\varphi_T}}$ , а

$$n_p = n_{p0} e^{\frac{U}{\varphi_T}}.$$

6.  $p$ - $n$  переход не имеет токов утечки.

Подставив в уравнение непрерывности выражение для плотности дырочного тока и рассматривая стационарный случай, т.е. случай, при котором  $\frac{\partial p_n^i}{\partial t} = 0$ , получим однородное дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{\partial^2 p_n^i}{\partial x^2} - \frac{p_n^i}{D_p \tau_p} = 0 (5),$$

решение которого будем искать в виде:

$$p_n^i(x) = A_1 e^{\frac{x}{\sqrt{D_p \tau_p}}} + A_2 e^{\frac{-x}{\sqrt{D_p \tau_p}}} (6)$$

В дальнейшем будем использовать соотношения  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  и  $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ .

Определим коэффициенты  $A_1$  и  $A_2$ , для чего используем граничные условия

$$x=0: p_n^i(0) = p_n(0) - p_{n0} = p_{n0} e^{\frac{u}{\phi_T}} - p_{n0}; \quad x=\infty: p_n^i(\infty) = 0.$$

Уравнение (6) удовлетворяет граничным условиям при

$$A_1 = 0 \text{ и } A_2 = p_{n0} \left( e^{\frac{u}{\phi_T}} - 1 \right)$$

Таким образом, решением уравнения (6) (для дырок) является выражение:

$$p_n^i(x) = p_{n0} \left( e^{\frac{u}{\phi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}}.$$

Аналогично можно получить уравнение, описывающее распределение неосновных носителей заряда (электронов) в p-области.

$$n_p^i(x) = n_{p0} \left( e^{\frac{u}{\phi_T}} - 1 \right) e^{\frac{x}{L_n}}.$$

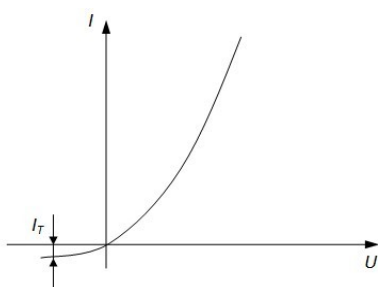
Найдём выражение для плотностей дырочного и электронного токов как функции координаты  $x$ :

$$J_p = -q D_p \frac{\partial p_n^i}{\partial x} = \left( \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} \right) \left( e^{\frac{u}{\phi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad J_n = q D_n \frac{\partial n_p^i}{\partial x} = \left( \frac{q D_n n_{p0}}{L_n} \right) \left( e^{\frac{u}{\phi_T}} - 1 \right) e^{\frac{x}{L_n}}.$$

Полный ток, протекающий через p-n переход:

$$I = S (J_p + J_n) = Sq \left( \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \left( e^{\frac{u}{\phi_T}} - 1 \right) \quad I = I_T \left( e^{\frac{u}{\phi_T}} - 1 \right), \text{ где } I_T = Sq \left( \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \text{ или}$$

$$u = \phi_T \left( \ln \left( \frac{I}{I_T} + 1 \right) \right)$$



$I_T$  - тепловой ток p-n перехода. Этот ток пропорционален концентрации неосновных носителей заряда в p и n областях, которая, в свою очередь, экспоненциально зависит от абсолютной температуры:

$$p_{n0} e^{\frac{-q\psi_k}{\phi_T}}, \text{аналогично } n_{p0} e^{\frac{-q\psi_k}{\phi_T}}$$

### **Вольт-амперная характеристика электронного прибора, построенного на р-п переходе.**

При получении теоретической ВАХ р-п перехода предполагалось, что в обеднённой области процессы генерации и рекомбинации носителей отсутствуют. Поэтому ВАХ реального прибора несколько отличается от теоретической, сохраняя форму, близкую к экспоненциальной. Учёт генерационно-рекомбинационных процессов обычно осуществляют введением множителя перед  $\phi_T$ . Получаем

$$I = I_T \left( e^{\frac{u}{m\phi_T}} - 1 \right).$$

Обычно  $m$  находится в пределах от 1 до 1,8. Для германиевых приборов этот коэффициент ближе к нижнему пределу, для кремниевых – к верхнему.

Во-вторых, полученное в предыдущем параграфе уравнение ВАХ относится только к р-п переходу. Реальные приборы, в которых сформирован р-п переход кроме обеднённой области имеют достаточно протяжённые области полупроводника р и п типов. Эти области имеют некоторое сопротивление (объёмное), на котором происходит падение напряжения. Следовательно, в реальных приборах  $u_0$  - падение напряжения между выводами – превышает  $u_n$  - падение напряжения на р-п переходе.

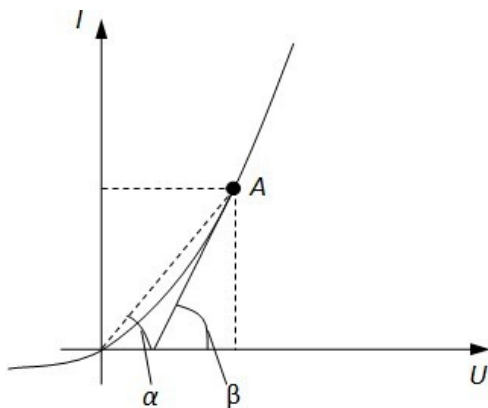
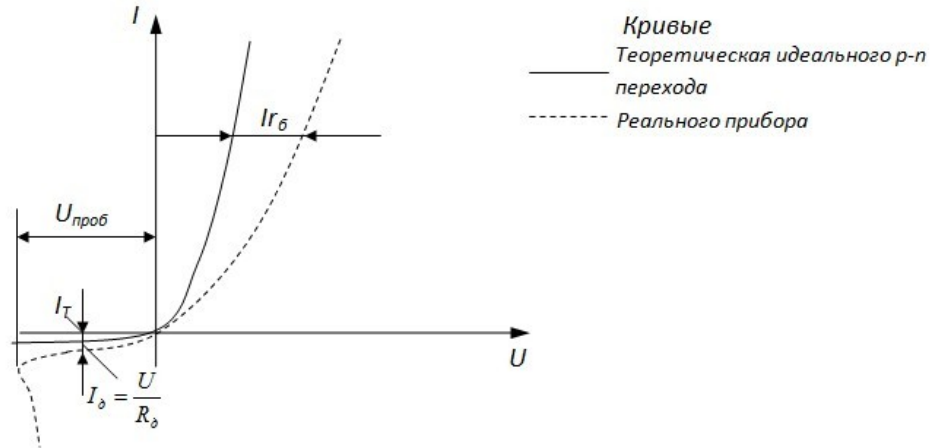
Обычно одна из областей легируется слабее (пусть это п-область). Слабее легированную область полупроводникового материала называют базой. Именно сопротивление базы  $r_b$  оказывается заметным и его нужно учитывать в расчётах. Сопротивление р-области (более легированной) значительно меньше и им пренебрегают.

В-третьих, при достаточно больших обратных напряжениях наблюдается резкий рост тока. Это явление называется пробоем р-п перехода. Существует несколько возможных причин пробоя и соответственно видов пробоя: лавинный, зенеровский и тепловой. Лавинный и зенеровский рассмотрим позднее. Тепловой пробой характеризуется тем, что при повышении температуры растёт тепловой ток  $I_T$  и при больших обратных напряжениях заметно растёт и выделяемая на р-п переходе мощность. Это ещё больше увеличивает температуру перехода, а вместе с ней и тепловой ток и т.д. Возникает лавинообразное нарастание тока и если ток прибора не ограничивается на определённом уровне внешней цепью, то прибор выходит из строя.

В-четвёртых, в реальных приборах р-п переходы выходят на поверхность полупроводника, из-за чего происходит утечка тока по поверхности, т.е. имеется ток утечки

$I_y$ . Это приводит к тому, что обратный ток  $I_{обр}$  растёт с увеличением обратного напряжения  $u_{обр}$ .

Графически перечисленные особенности (отличия) ВАХ реальных приборов от идеального р-п перехода могут быть представлены следующим образом.



Следует различать сопротивление р-п перехода постоянному току  $R_{неp}^i = \frac{u_A}{I_A} = f_1(u)$  и сопротивление р-п перехода переменному току, или его дифференциальное сопротивление

$$r_{неp} = \frac{du}{dI} \Big|_{u=u_A} = \varphi_T \frac{1}{I + I_T} \approx \frac{\varphi_T}{I} = f_2(u)$$

При комнатной температуре  $\varphi_T \cong 26 \text{ мВ}$  (

$n p u t = 20^\circ \text{C} \varphi_T = 25,3 \text{ мВ}$ ;  $n p u t = 25^\circ \text{C} \varphi_T = 25,7 \text{ мВ}$ ), поэтому

$$r_{неp} \cong \frac{26}{I [\text{мА}]} \text{ при } u > 0$$

Если  $u < 0$ , то  $r_{неp} = \infty$ , а  $R_{неp}^i \rightarrow \infty$ .

### Емкости р-п перехода.

р-п переход обладает инерционностью, проявляющейся в том, что при мгновенном изменении тока через переход (выводы кристалла), напряжение на р-п переходе изменяется не мгновенно, т.е. нарушается соответствие между  $U$  и  $I$ , описываемое статической вольтамперной характеристикой:

$$I = I_T \cdot \left[ \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1 \right].$$

В этом случае говорят, что р-п переход обладает емкостью.

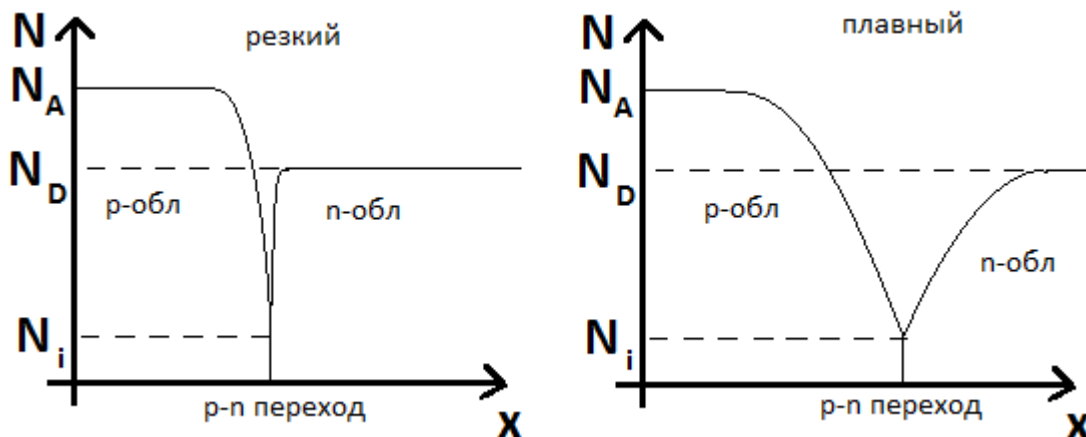
Природа емкости р-п перехода двойкая и поэтому различают 2 емкости: барьерную (зарядовую) и диффузионную. Напомним, что емкость определяется как

$$C = \frac{dQ}{dU},$$

Где  $Q$  – заряд, т.е. можно говорить о емкости электронного прибора, если в нем имеется заряд, зависящий от напряжения.

*Барьерная емкость р-п перехода* связана с зарядами неподвижных ионов в обедненной области полупроводника. Если растет  $|U_{обп}|$ , т.е. растет потенциальный барьер  $\phi_k + U_{обп}$ , то растет обедненная область  $l = x_1 - x_2$ , увеличивается количество положительных и отрицательных ионов, т.е. увеличивается  $Q$ . Характер зависимости  $Q$  от  $U$  определяется типом р-п перехода. Различают:

- *резкие* переходы – для которых характерно резкое изменение концентрации примесей при подходе к р-п переходу и
- *плавные* переходы – когда концентрация примесей изменяется плавно при подходе к р-п переходу.





Из курса физики вам известно, что вектор напряженности электростатического поля по величине равен, а по направлению противоположен градиенту электростатического потенциала

$$E = -grad\psi \quad \text{или для одномерного случая} \quad E = -\frac{d\psi}{dx}.$$

Известно также, что согласно одному из уравнений Максвелла, расхождение вектора электрической индукции пропорционально плотности электрического заряда  $div\epsilon E = \rho'$  или для

$$\text{одномерного случая} \quad \frac{dE}{dx} = \frac{\rho'}{\epsilon}.$$

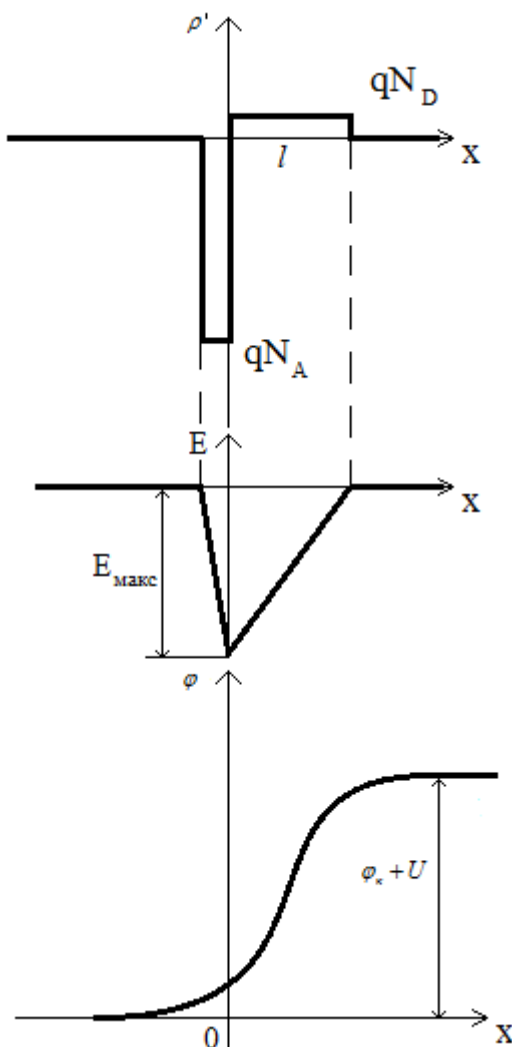
Объединение приведенных выше двух уравнений позволяет связать распределение потенциалов и концентрацию примесей, определяющих плотность пространственного заряда в p-n переходе. Уравнение имеет вид:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho'}{\epsilon}, \quad \epsilon \text{ - диэлектрическая проницаемость}$$

и называется *уравнением Пуассона*.

Проинтегрировав дважды это уравнение, получим связь между разностью потенциалов на переходе и шириной обедненной области и концентрацией примесей.

Рассмотрим резкий переход, у которого  $N_A \gg N_D$ .



$$dE = \frac{\rho'}{\epsilon} dx$$

$$E = \int_0^x \frac{\rho'}{\epsilon} dx + C_1 = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot \int_0^x dx + C_1 = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot x + C_1$$

При  $x = l$   $E(x) = 0$ , поэтому

$$0 = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot l + C_1, \quad \text{откуда} \quad C_1 = -\frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot l = E_{\text{макс}} \quad \text{и}$$

$$E(x) = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot (x - l).$$

Найдем распределение потенциала:

$$d\psi = -E(x)dx \quad \psi(x) = -\int_0^x E(x)dx + C_2$$

$$\psi(x) = -\frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot \int_0^x (x-l)dx + C_2 =$$

$$= -\frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot \left( \frac{x^2}{2} - lx \right) + C_2$$

При  $x = \ell$   $\psi(x) = (\psi_k + U)$ ,

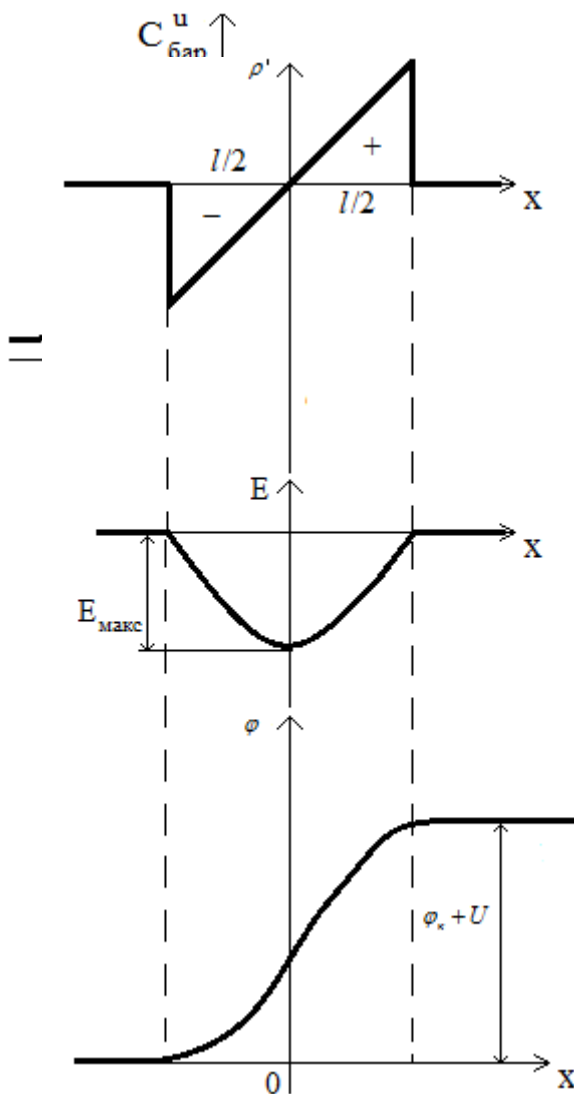
$$(\psi_k + U) = \frac{q \cdot N_D \ell^2}{2\epsilon} + C_2 \Rightarrow C_2 = (\psi_k + U) - \frac{q \cdot N_D \ell^2}{2\epsilon}. \text{ Откуда } \ell = \left[ \frac{2\epsilon \cdot (\psi_k + U)}{q \cdot N_D} \right]^{1/2}.$$

Величина пространственного заряда, сосредоточенного в обедненной области толщиной  $\ell$ , составляет

$$Q_n = qN_D \cdot \ell S = \rho' V = S [2\epsilon \cdot q \cdot N_D \cdot (\psi_k + U)]^{1/2}, \text{ здесь } S - \text{ площадь p-n перехода.}$$

Откуда

$$C_{\text{бар}}^U = \frac{dQ_n}{dU} = S \left[ \frac{\epsilon \cdot q \cdot N_D}{2 \cdot (\psi_k + U)} \right]^{1/2}.$$



Таким образом, барьерная емкость резкого p-n перехода обратно пропорциональна корню квадратному из напряжения, приложенного к p-n переходу.

$$C_{\text{бар}}^U = C_{\text{бар}}^0 \cdot \sqrt{\frac{\psi_k}{\psi_k + U}} \text{ для обратных напряжений.}$$

$$C_{\text{бар}}^0 = S \cdot \sqrt{\frac{\epsilon \cdot q \cdot N_D}{2 \cdot \psi_k}}$$

Рассмотрим плавный p-n переход.

$$\frac{dN_D}{dx} = a \quad \rho'(x) = qax$$

$$E(x) = \frac{qa}{\epsilon} \int_0^x x dx = \frac{qax^2}{2\epsilon} + C_3.$$

При  $x = \ell/2$   $E(x) = 0$ , поэтому

$$C_3 = -\frac{q \cdot a \cdot l^2}{8 \cdot \varepsilon}$$

$$E(x) = \frac{qa}{2\varepsilon} \cdot \left( x^2 - \frac{l^2}{4} \right)$$

$$\begin{aligned} \psi(x) &= -\int_0^x E(x) dx = -\frac{qa}{2\varepsilon} \int_0^x \left( x^2 - \frac{l^2}{4} \right) dx = \\ &= -\frac{qa}{2\varepsilon} \cdot \left( \frac{x^3}{3} - \frac{l^2 x}{4} \right) + C_4 \end{aligned}$$

$$\text{При } x = 0 \quad \psi(x) = \frac{\psi_k + U}{2} = C_4.$$

$$\text{При } x = l/2 \quad \psi(x) = \psi_k + U$$

$$\psi_k + U = -\frac{qa}{2\varepsilon} \cdot \left( \frac{l^3}{24} - \frac{l^3}{8} \right) + \frac{\psi_k + U}{2}$$

$$\frac{\psi_k + U}{2} = \frac{q \cdot a \cdot l^3}{24 \cdot \varepsilon}$$

$$l = \left[ \frac{12\varepsilon \cdot (\psi_k + U)}{q \cdot a} \right]^{1/3}.$$

Пространственный заряд  $Q_n$

$$Q_n = \frac{qal}{2} \cdot \frac{l}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot S = S \cdot \frac{qal^2}{8}$$

$$Q_n = S \cdot \frac{qa}{8} \cdot \left[ \frac{12\varepsilon \cdot (\psi_k + U)}{qa} \right]^{2/3}$$

$$C_{\text{зар}} = S \cdot \varepsilon^{2/3} \cdot \left[ \frac{qa}{12 \cdot (\psi_k + U)} \right]^{1/3}$$

Таким образом, емкость плавного перехода обратно пропорциональна кубическому корню из напряжения на переходе.

$$C_U = C_{зар}^0 \cdot \sqrt[3]{\frac{\psi_k}{\psi_k + U}} \cdot C_{зар}^0 = S \cdot \epsilon^{2/3} \cdot \left( \frac{qa}{12 \cdot \psi_k} \right)^{1/3}.$$

*Емкость резкого перехода* определяется величиной *концентрации* примесей, а *емкость плавного перехода* определяется *градиентом концентрации* примесей в области объемного заряда.

Таким образом, зарядовую емкость р-п перехода можно отождествить с емкостью плоского конденсатора, у которого расстояние между пластинами равно  $l$ , а площадь пластин равна площади р-п перехода. *Зарядная (барьерная) емкость* тем больше, чем больше *концентрация примесей* на границе области объемного заряда и чем меньше *напряжение* на переходе.

*Диффузионная емкость.* Она связана с зарядом подвижных носителей заряда – электронов и дырок.

Показать наличие такой емкости можно на основе уравнения непрерывности. Рассматриваем открытый р-п переход,  $N_A \gg N_D$ . Диффузионный ток – это дырок из р-области в п-область и электронов из п-области в р-область. Поскольку  $p_p \gg n_n$ , то можно пренебречь электронными токами и рассматривать только инжекцию дырок в п-область. Эти инжектированные дырки и создают заряд  $Q_{инж}$ , который приводит к появлению  $C_{диф}$ .

Решив уравнение непрерывности, мы получим распределение избыточной концентрации неосновных носителей заряда (дырок в п-области) вдоль координаты  $x$ .

$$p_n^>(x) = p_{no} \cdot \left[ \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1 \right] \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)$$

Учитывая, что  $Q_{инж}$  пропорционально количеству избыточных неосновных носителей заряда в области базы (U-обл), найдем его, проинтегрировав выражение  $p_n^>(x)$  в пределах от 0 до  $\infty$  (считаем, что ширина базы  $\gg L_p$ ):

$$Q_{инж} = q \cdot S \cdot \int_0^{\infty} p_{no} \left[ \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1 \right] \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \cdot dx = q \cdot S \cdot p_{no} \cdot L_p \cdot \left[ \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1 \right]$$

Домножим полученное выражение на отношение  $L_p / L_p$  и учтем, что  $L_p^2 = D_p \cdot \tau_p$ .

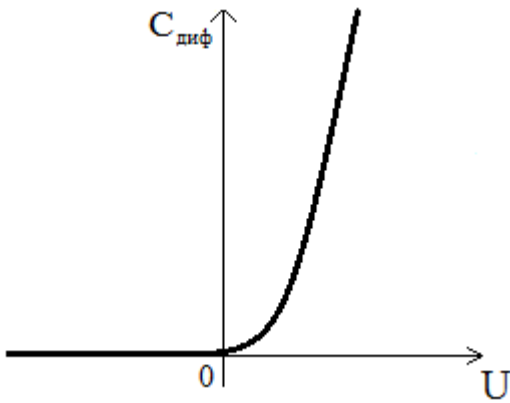
Получим:

$$Q_{инж} = \frac{q \cdot S \cdot D \cdot \tau_p \cdot p_{no} \cdot \left[ \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1 \right]}{L_p} = I_T \cdot \left[ \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1 \right] \cdot \tau_p = I \cdot \tau_p$$

Далее,

$$C_{диф} = \frac{dQ_{инж}}{dU} = \frac{I_T \cdot \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) \cdot \tau_p}{\phi_T} = \frac{(I + I_T) \cdot \tau_p}{\phi_T}$$

Следовательно, диффузионная емкость пропорциональна времени жизни носителей заряда и диффузионному току перехода обратно пропорциональна температурному коэффициенту.  $C_{диф}$  экспоненциально зависит от приложенного к р-п переходу напряжения  $U$ .



Следует отметить, что заряд  $Q_{инж}$  не меняет электрической нейтральности базы, так как практически мгновенно через внешний вывод в базу приходит компенсирующий заряд электронов. Однако заряд  $Q_{инж}$  существует и исчезнуть может, только если прекратить инжекцию через р-п переход ( $I = 0$ ). Тогда заряд  $Q_{инж}$  исчезнет с постоянной времени  $\tau$  путем рекомбинации.

Выводы:

1. При  $U < 0$  (обратное смещение р-п перехода)  $C_{диф} = 0$  и существует у р-п перехода только  $C_{бар}$ . У современных транзисторных переходов  $C_{бар}$  составляет несколько пФ.

2. При  $U > 0$  (прямое смещение р-п перехода)  $C = C_{бар} + C_{диф} \approx C_{диф}$ , т.к.  $C_{диф} \gg C_{бар}$ , и составляет десятки тысяч пФ.

Именно наличие емкостей у р-п переходов ограничивает скорости переключения и диапазоны усилительных частот в полупроводниковых приборах.

## **Полупроводниковые диоды**

### **Классификация полупроводниковых диодов.**

Полупроводниковый диод – двухэлектродный прибор.

По применению диоды различают на:

1. Выпрямительные (силовые) диоды.
2. Стабилитроны.
3. Высокочастотные диоды.
4. Импульсные диоды.
5. Туннельные диоды.

По конструкции:

1. *Дискретные* – в корпусе помещен монокристалл со сформированным в нем р-п переходом.
2. *Дискретные для микросхем* – бескорпусные диоды для установки в гибридных интегральных схемах.
3. *Интегральные диоды* – приборы, составляющие неотделимые части интегральных микросхем.

По способу формирования р-п перехода:

- а) Сплавные.
- а) Диффузионные.
- а) Эпитаксиальные.

По форме р-п перехода:

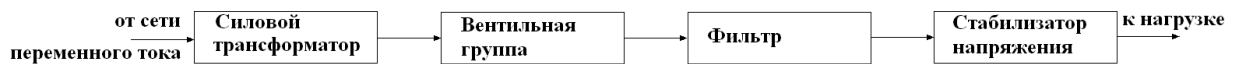
1. Плоскостные.
2. Точечные.



### Выпрямительные диоды.

В качестве выпрямительных диодов используются плоскостные диоды. Чтобы вычислить численные значения параметров выпрямительных диодов, рассмотрим работу диода в простейшей выпрямительной схеме.

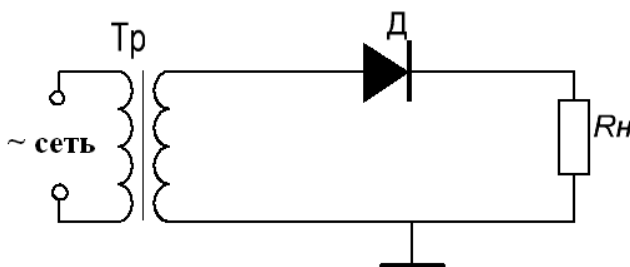
Блок-схема источника питания:



Назначение:

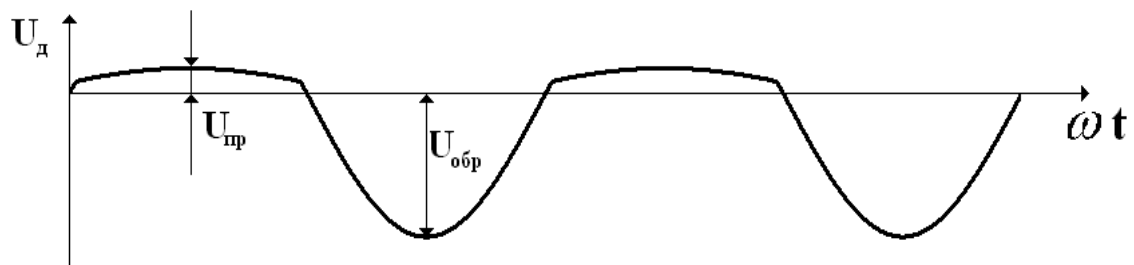
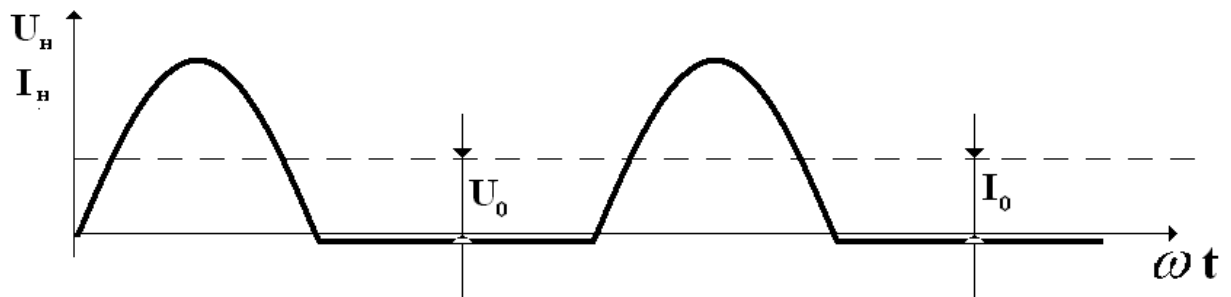
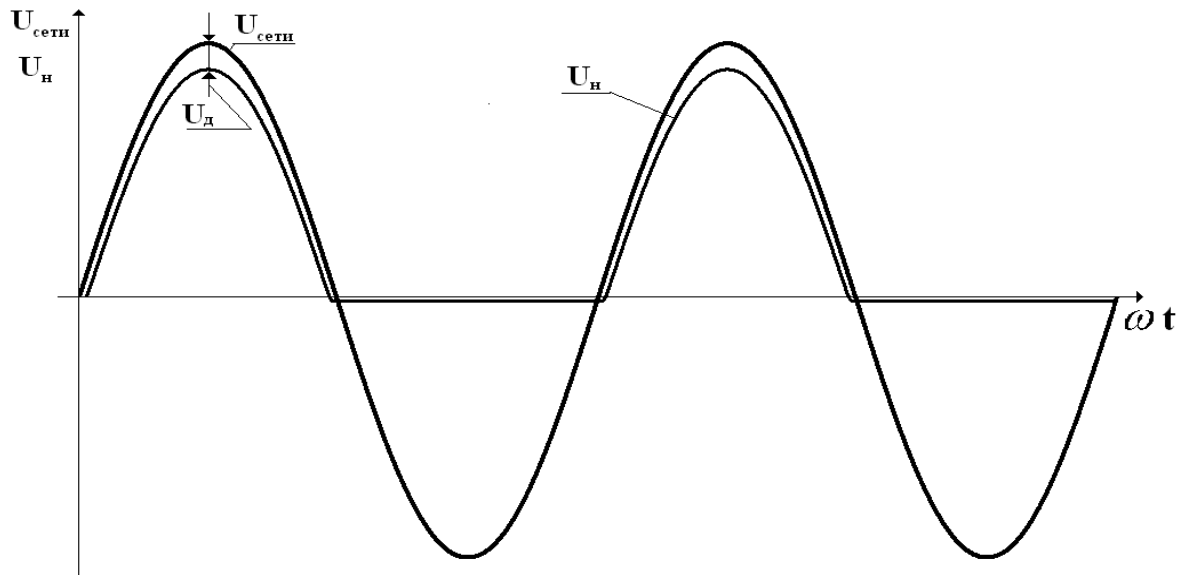
*Силовой трансформатор* – трансформирует напряжение сети в нужное для выпрямителя; развязка схемы выпрямителя от сети.

*Фильтр* – сглаживание пульсаций.



$$U_0 = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_0^{\pi} U_n(t) dt$$

$$I_0 = \frac{U_0}{R_n} \quad U_D = U_{ax} - U_H$$



#### А) Параметры номинального режима

1.  $U_{np}$  при заданном  $I_{np}$ . У идеального выпрямителя  $U_{np} = 0$ , у реальных диодов  $U_{np}$  - десятые доли вольта.
2.  $I_{обр}$  при заданном  $U_{обр}$ . У идеального  $I_{обр} \cong 0$ , у реальных – от долей микроампера до миллиампер. Задание этих параметров есть задание сопротивлений

$$R_{np} = \frac{U_{np}}{I_{np}} \text{ и } R_{обр} = \frac{U_{обр}}{I_{обр}}$$



При других значениях  $I_{np}$  и  $U_{обр}$  значения  $R_{np}$  и  $R_{обр}$  будут также другими. Их можно определить, если известна U-I характеристика.

3. Максимальная частота работы диода  $f_{\Delta}$  - частота, на которой  $U_0$  уменьшается в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению с  $U_0$  на низких частотах для вполне определенной схемы выпрямителя. Обычно  $f_{\Delta}$  не выше 50 КГц.

4. Параметры, характеризующие температурные зависимости: ТКН ( $\alpha_n \approx 2, \frac{mB}{^{\circ}C}$ ) для  $U_{np}$ ;  $\alpha_i, ^{\circ}C$  для  $I_{обр}$ . Для зависимости тока от температуры используются две аппроксимации:

$$I_{обр}(t) = I_{обр}(20^{\circ}C) \exp\left(\frac{\Delta t}{\alpha_i}\right), \quad \alpha_i = 11 \dots 14^{\circ}C \quad \text{или}$$

$$I_{обр}(t) = I_{обр}(20^{\circ}C) \cdot 2 \cdot \frac{\Delta t}{10}$$

А) Предельные эксплуатационные параметры.

$T_{макс}$ ,  $U_{обр макс}$ ,  $I_{ср.макс}^{np}$  - наибольшее значение выпрямленного тока в однополупериодной схеме.

$I_{макс}$  - максимальное амплитудное значение тока.

$U_{обр макс} = f(t, ^{\circ}C)$  - максимальное обратное напряжение для нормальной температуры.

Это десятки – сотни вольт.

$I_{ср макс}$  - десятки мА – десятки А.

$T_{макс}$  - 70 – 85 для Ge и 120-170  $^{\circ}C$  для Si.

Если  $U_{обр макс}$  диодов меньше, чем  $U_{обр}$  в схеме, то применяют последовательное включение диодов.

Если  $I_{ср макс} < I_{ср}$  выпрямителя, то применяют параллельное включение диодов.

В выпрямителях, рассчитанных на большие средние токи, применяют теплоотводы.

$$R_t = \frac{\Delta t}{P}, \quad P_{\text{макс}} = \frac{t_{\text{макс}} - t}{R_t}$$

Значение  $R_t$  зависит от теплоотвода.

### Применение полупроводниковых диодов в выпрямителях.

а) Работа однополупериодного выпрямителя на емкостную нагрузку.

Одним из важных требований к источнику постоянного напряжения в целом ряде применений является малая величина пульсаций, которая количественно оценивается коэффициентом пульсаций:

$$K_n = \frac{U_{m1}}{U_0}, \quad \text{где } U_{m1} - \text{амплитуда первой гармоники переменной составляющей на}$$

выходе,  $U_0$  - постоянная составляющая выходного напряжения.

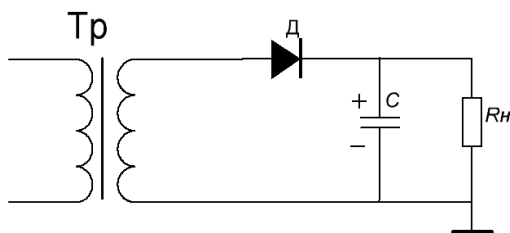
Если усилительные схемы питать от источника с большим  $K_n$ , то пульсирующее напряжение будет смешиваться с полезным сигналом и усиливаться наравне с ним, искажая полезный сигнал. Так в радиоприемнике это выразится в появлении неприятного звукового фона с частотой сети. В рассмотренном однополупериодном выпрямителе без фильтра:

$$K_n = \frac{U_{m1}}{U_0} = \frac{E_{2m}}{2} \cdot \frac{\pi}{E_{2m}} = \frac{\pi}{2} = 1,57$$

Подобное значение  $K_n$  в подавляющем большинстве случаев намного превышает допустимые значения. Поэтому применяют фильтры. Степень уменьшения пульсаций определяется коэффициентом сглаживания:

$$K_c = \frac{K_{n \text{ вх}}}{K_{n \text{ вых}}}$$

Простейшим сглаживающим фильтром является конденсатор, включенный параллельно выходным клеммам выпрямителя.



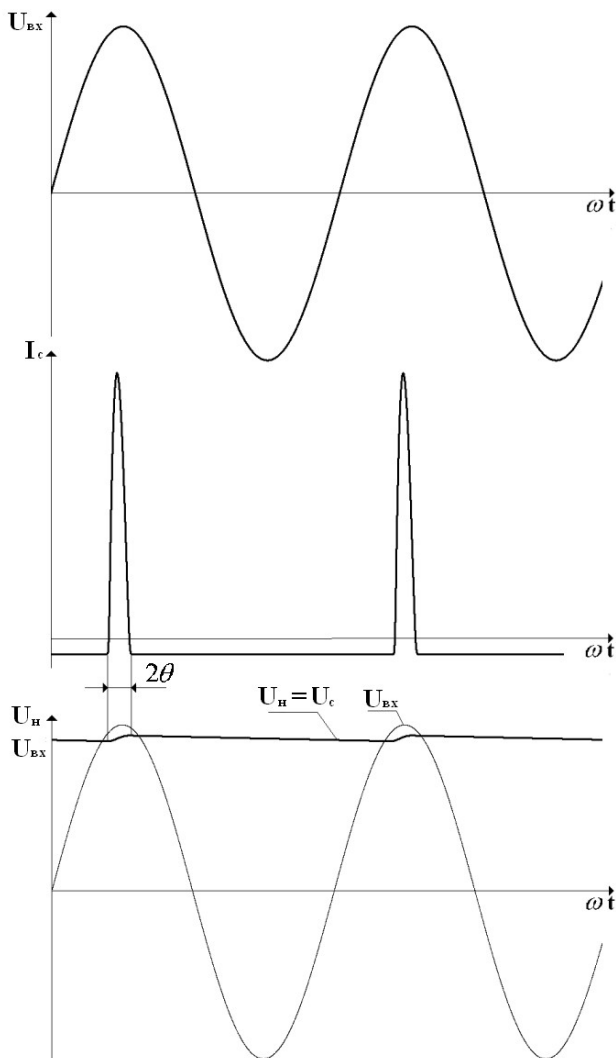
Наличие емкости существенно меняет картину процессов в схеме. Очевидно, что в положительный полупериод емкость заряжается большим током, а в отрицательный – разряжается через  $R_n$ , причем ток

разряда много меньше тока заряда. Это ясно из сопоставления постоянных времени заряда  $\tau_{зар}$  и разряда  $\tau_{раз}$ :

$$\begin{aligned}\tau_{зар} &= C \cdot [(R_{np} + R_{mp}) \parallel R_n] = C \cdot (R_{np} + R_{mp}), \\ \tau_{раз} &= C \cdot [(R_{обр} + R_{mp}) \parallel R_n] = C \cdot R_n, \\ R_n &\gg R_{np} + R_{mp},\end{aligned}$$

$R_{mp}$  - омическое сопротивление обмоток трансформатора, приведенное ко вторичной обмотке.

Следовательно, после включения в конденсаторе  $C$  накапливается заряд и создается падение напряжения  $U_c$  с полярностью, указанной на рисунке. В установившемся режиме заряд емкости протекает в течение малой части периода колебаний. Эту часть принято характеризовать углом отсечки тока  $\theta$ .  $\theta$  - это половина той части периода, когда диод открыт и емкость заряжается, выраженная в электрических градусах. Как видно из рисунка, пульсации значительно уменьшились. Наличие емкости приводит к изменению  $U_0$ , которое приближается к амплитудному значению напряжения во вторичной обмотке трансформатора  $E_2$ .



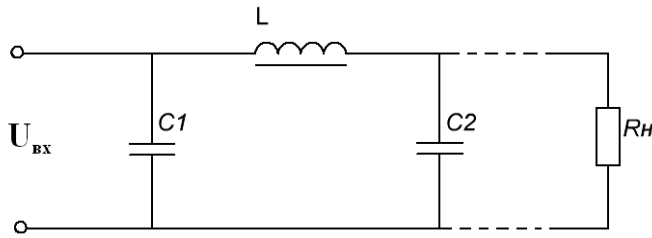
Контрольный вопрос:  $U_{сети} = 220B$ . Если коэффициент трансформации  $n = 1$ , можно ли получить  $U_0 > 220B$ ?

Ответ: Да, поскольку амплитудное значение  $E_{2m} = U_{сети} \cdot \sqrt{2} \cdot n = 220 \cdot \sqrt{2}B$

Ясно, что уменьшение  $K_n$  требует увеличения  $C$ . Однако,  $C$  можно увеличивать лишь до определенных пределов:

- 1) Увеличение  $C$  связано с увеличением габаритов.
- 2) Увеличение  $C$  увеличивает прямые токи через диод, что может привести к превышению предельно допустимой амплитуды тока через диод  $I_{т макс}$ .

Чтобы получить высокое сглаживание пульсаций, используют более сложные фильтры. В источниках питания радиоэлектронной аппаратуры чаще других используется П-образный фильтр.



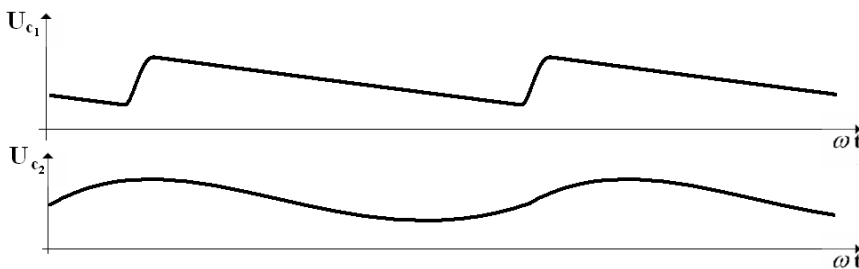
На конденсаторе  $C_1$  имеется выпрямленное напряжение с коэффициентом пульсаций  $K_{n_{ex}}$ . Это напряжение прикладывается к цепи  $L - C_2$ . Для постоянной

составляющей  $R_{op} \ll R_n$  и почти все постоянное напряжение со входа фильтра передается на выход. Для переменного напряжения сопротивление дросселя много больше сопротивления емкости  $C_2$  на выход это напряжение передается значительно ослабленным.

$K_c$  значительно больше 1. Следует отметить, что чем выше частота сети, тем выше  $K_c$ , т.к.

при этом повышается  $x_L = \omega L$  и уменьшается  $x_C = \frac{1}{\omega C}$ . По этой же причине, если на  $C_1$

пульсации имеют несинусоидальную форму (состоят из ряда гармоник), то на  $C_2$  пульсации уже практически синусоидальные, т.к. высокие гармоники отфильтровываются намного эффективнее.



Итак, наиболее типичным случаем работы выпрямителя является работа на емкостную нагрузку (С-фильтр, П-образный LC-фильтр).

## Основы расчета выпрямителей

Расчет выпрямителей должен обеспечивать получение следующих результатов:

- 1) Определить тип вентильного прибора. В начале расчета производится ориентировочный выбор, а в ходе расчета проверяется выполнение следующих условий:

$$|U_{обр}| < |U_{обр макс}|$$

$$I_{cp} < I_{cp макс}$$

$$I_m < I_m макс$$

- 2) Определить мощность трансформатора  $P$  и коэффициент трансформации  $n$ . По этим данным выбирается стандартный трансформатор или производится конструктивный расчет трансформатора, если нет подходящего стандартного.
- 3) Определить параметры деталей фильтра по заданному  $K_r$ , определить

$$R_{\text{вых.ист}} = -\frac{\partial I_0}{\partial U_0}.$$

Вопросы расчета выпрямителей остаются на самостоятельную работу. Достаточно в объеме учебника Виноградова. Можно воспользоваться также книгами Тереметьев «Электропитание радиоустройств», «Источники питания на полупроводниках» Додика и Гальперика. Здесь рассмотрим лишь принципиальную основу расчетных методик.

Расчет основан на определении коэффициентов, предложенных Тереметьевым. Эти коэффициенты зависят только от угла отсечки и определяют практически все основные параметры выпрямителей. Основные из этих коэффициентов:

$$A = \text{tg } \vartheta - \theta = \pi \cdot \frac{R_{\text{ном}}}{R_{\text{н}}}, \text{ где } R_{\text{ном}} = R_{\text{нр}} + R_{\text{ном.пр}}.$$

$$B = \frac{E_2}{U_0} - \text{эффективное значение напряжения на вторичной обмотке.}$$

$$D = \frac{I_2}{I_0} - \text{эффективное значение тока во вторичной обмотке.}$$

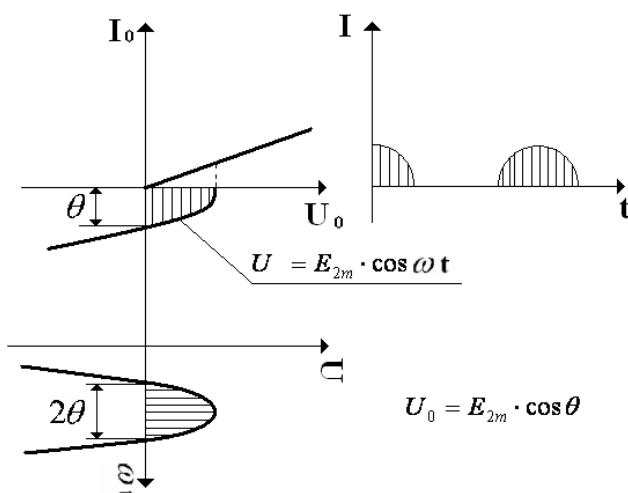
$$F = \frac{I_{2m}}{I_0} - \text{амплитудное значение тока через вентиль.}$$

Из (1) видно, что  $\theta$  практически не зависит от  $C$ , а определяется только значениями сопротивлений  $R_{\text{ном}}$  и  $R_{\text{н}}$ . Независимость от  $C$  справедлива, если емкость выбрана достаточно большой - такой, что за отрицательный полупериод она не успеет разрядиться до

нуля. Тогда очевидно, что  $\theta$  будет тем меньше,

чем меньше отношение  $\tau_{\text{зар}}$  к  $\tau_{\text{раз}}$ , т.е.  $\frac{R_{\text{ном}}}{R_{\text{н}}}$ .

Зависимость (1) получается следующим образом:



Из построения можно приблизительно принять, что

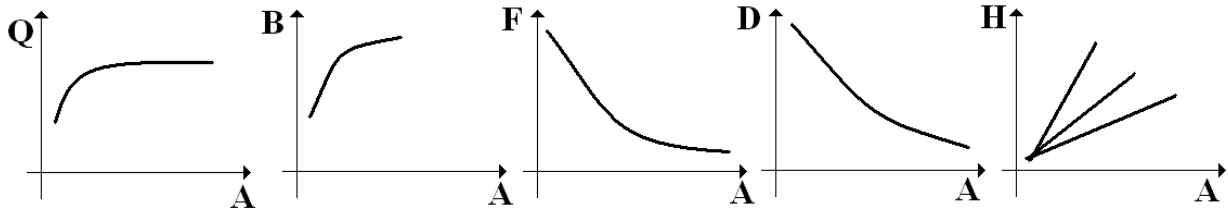
$$U_0 = E_{2m} \cdot \cos \theta$$

Далее: постоянная составляющая тока через диод равно постоянной составляющей тока в нагрузке.

Если  $\frac{1}{\omega C} \ll R_n \cdot R_{nom}$ , то справедливо:

$$I_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^\theta \frac{E_{2m} \cdot \cos \omega t - U_0}{R_{nom}} d(\omega t) = \frac{1}{\pi \cdot R_{nom}} \cdot (E_{2m} \cdot \sin \theta - U_0 \cdot \theta). \quad \text{Так как } E_{2m} = \frac{U_0}{\cos \theta}, \quad \text{то}$$

$$I_0 = \frac{U_0}{\pi \cdot R_{nom}} \cdot (\operatorname{tg} \theta - \theta) \quad \text{или} \quad A = \operatorname{tg} \vartheta - \theta = \frac{I_0}{U_0} \cdot \pi \cdot R_{nom} = \pi \cdot \frac{R_{nom}}{R_n}, \quad \text{т. к. } U_0 = I_0 \cdot R_i$$



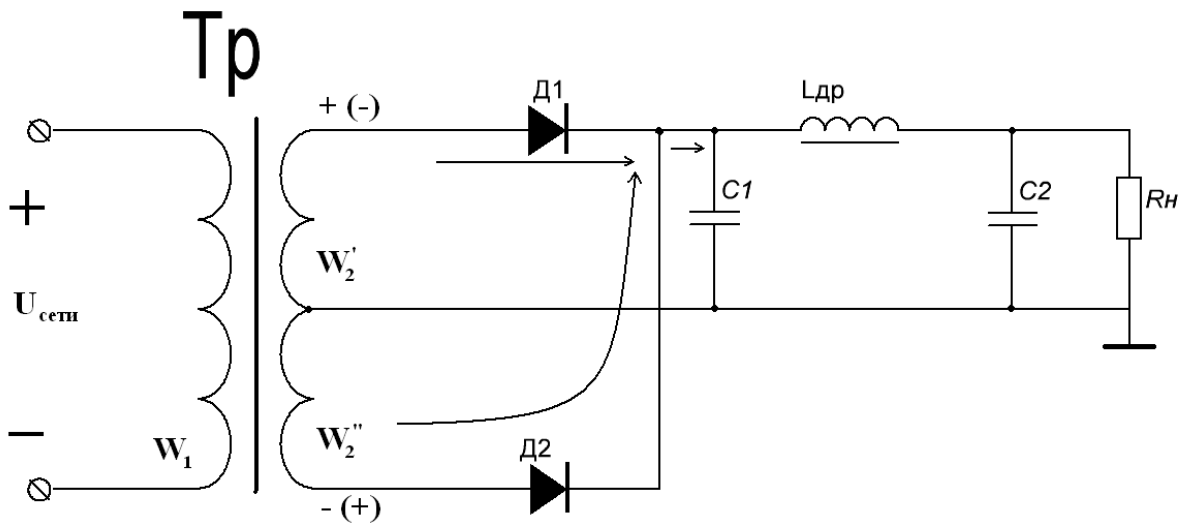
Можно получить аналитически выражения  $B = f_1(A)$ ,  $D = f_2(A)$ ,  $F = f_3(A)$ . Но из-за их громоздкости ими не пользуются, а в справочниках приводятся их графики.

Таким образом, по заданным  $U_0$  и  $I_0$  определяют  $R_i$  и рассчитывают А. Определяют В, D, F. Рассчитывают  $I_2$ ,  $E_2$ ,  $I_{2m}$ .  $I_2$  и  $E_2$  служат для определения Р трансформатора, но  $I_{2m}$  и  $I_2$  проверяют правильность выбора вентиля. Определяют  $U_{обр}$  и тоже проверяют правильность выбора вентиля. Нетрудно видеть, что для однополупериодного выпрямителя:

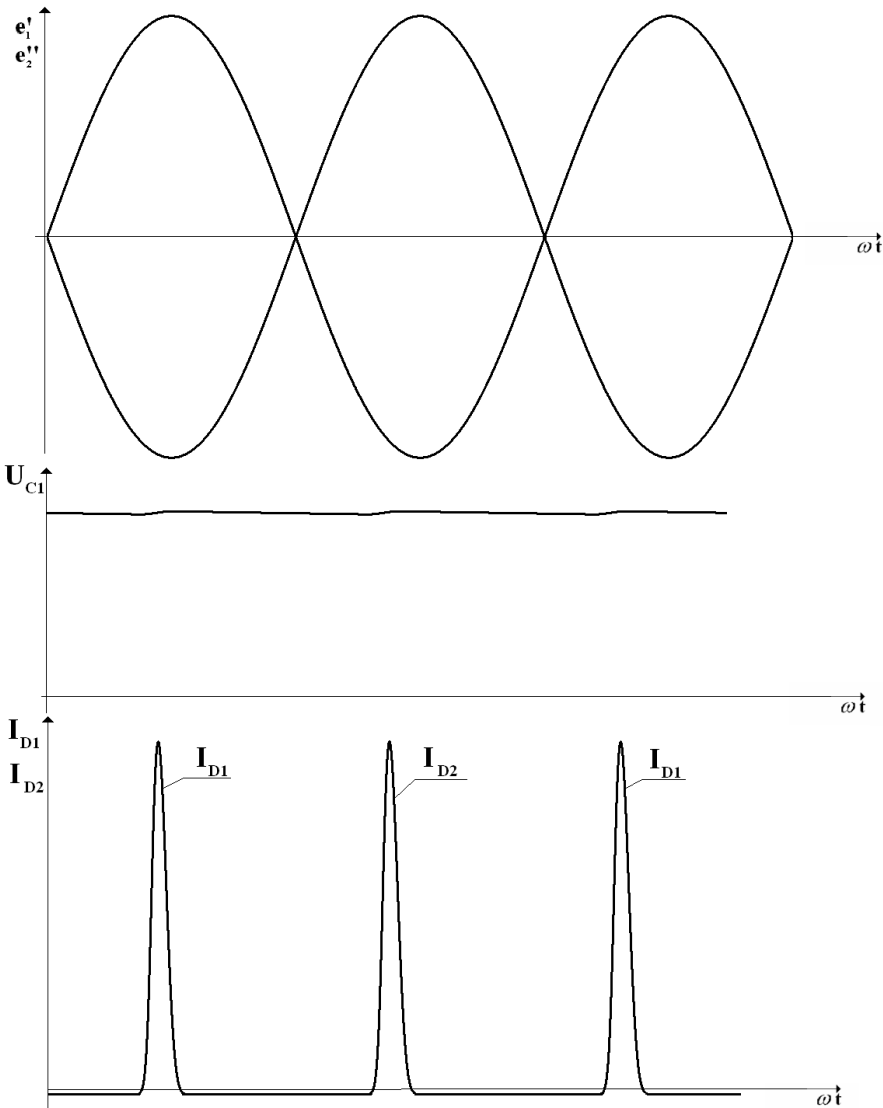
$$U_{обр} = U_0 + E_{2m} \cong 2 \cdot E_{2m} = \sqrt{2} \cdot 2 \cdot E_2 \cong 3 \cdot E_2 \cong 2 \cdot U_0$$

Конденсатор С выбирается из соотношения  $C = \frac{H}{K_n \cdot R_{nom}}$ , где  $H = f_4(A)$ .

1. Двухполупериодный выпрямитель:



$W_2' = W_2''$ ,  $E_{2m}' = E_{2m}'' = E_{2m}$ . Пути протекания токов показаны на рисунке. Работают оба полупериода. Поэтому частота пульсаций выше, а следовательно меньше  $K_n$  при том же фильтре.



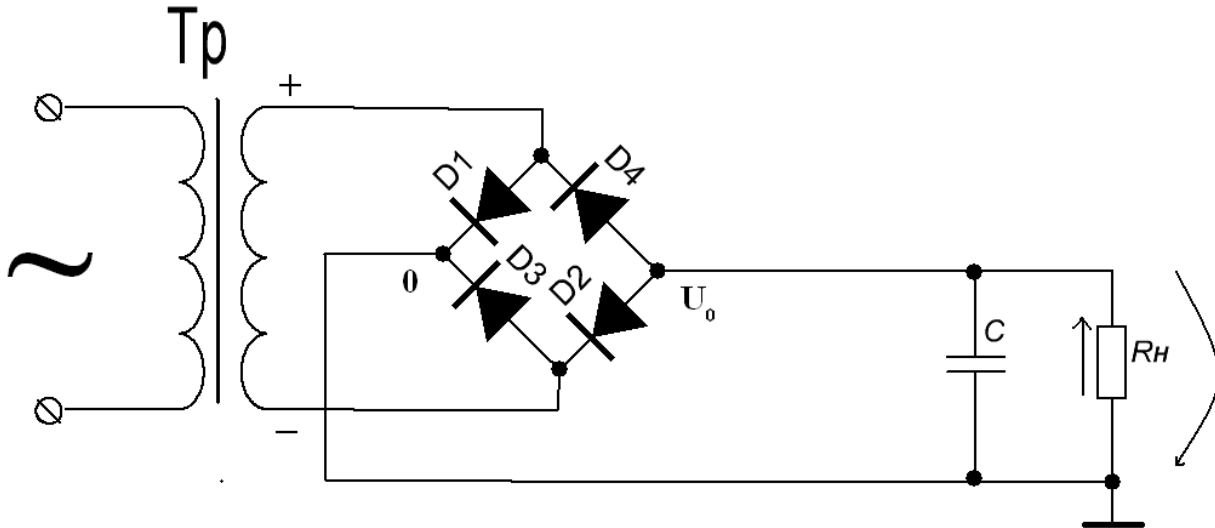
Лучше используется трансформатор, так как отсутствует подмагничивание во вторичной обмотке.

$$A = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{R_{nom}}{R_n}$$

$$U_{обр} \approx 2 \cdot E_{2m}$$

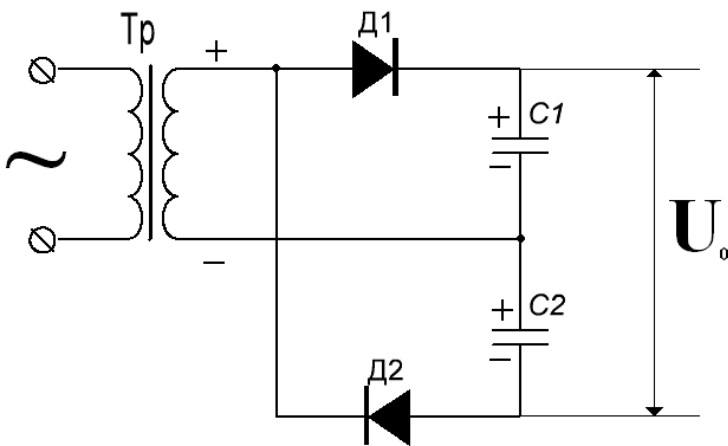
Недостаток: удвоенное число витков во вторичной обмотке.

## 2. Мостовая схема:



данной схеме число диодов больше, но  $U_{обр} \approx E_{2m}$ , т.к. Д3 и Д4 включены между точками 0 и  $U_0$ . (здесь пренебрегаем прямым падением напряжения на диодах Д1 и Д2 в положительный полупериод). Расчетная мощность меньше, чем в двухполупериодном выпрямителе.

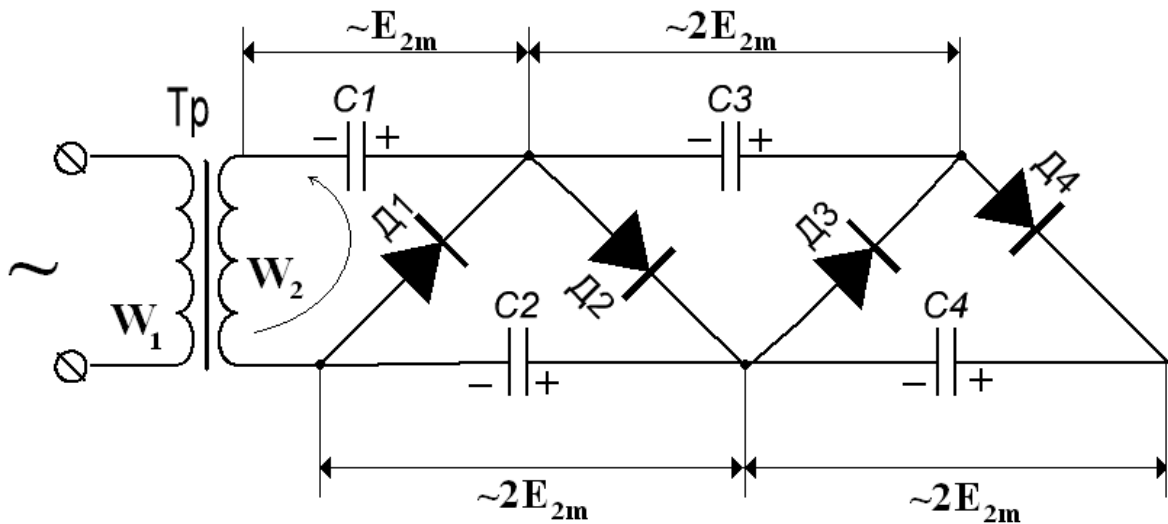
## 3. Схема удвоения напряжения:



Фактически это два однополупериодных выпрямителя, включенных последовательно, диоды в которых работают в разные полупериоды. На  $C1$  и  $C2$  выделяются напряжения  $\approx E_{2m}$ , поэтому на выходе удвоенное напряжения.

## 4. Схема умножения напряжения:





$C1$ ,  $D1$  и  $W2$  – обычный однополупериодный выпрямитель.  $C1$  заряжается до напряжения  $\approx E_{2m}$  в отрицательный полупериод работы выпрямителя. В положительный полупериод работает выпрямитель  $C2$  и  $D2$ , который запитывается напряжением  $e_2 + U_{c1}$ ;

$$U_{uctm} = E_{2m} \cdot (1 + \cos \omega t)$$

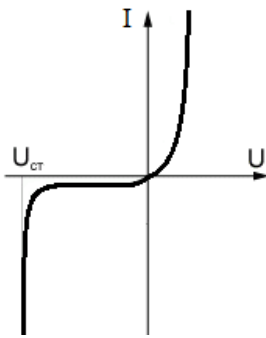
$C2$  сглаживает пульсации, и поэтому  $\theta_2$  мал, поскольку заряд конденсатора  $C2$  происходит до напряжения источника, то есть до  $\approx E_{2m}$ . Для следующего выпрямителя  $C3$  и  $D3$  источником выпрямляемого напряжения является:

$$U_{uctm3} = U_{C2} + e_2 - U_{c1} \cong E_{2m} + E_{2m} \cdot (1 + \cos \omega t)$$

## Полупроводниковые стабилитроны

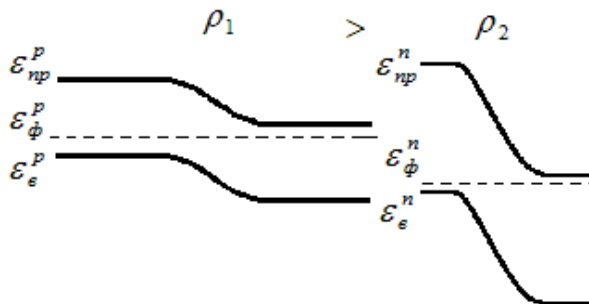


П/п стабилитроны - диоды с малым дифференциальным сопротивлением в области пробоя. Область пробоя используется для стабилизации напряжения. Существуют стабилитроны на разные  $U_{ст}$  от 3,5 до 200 В, на мощности от 250 мВт до 50 Вт



Обычно при  $U_{ст}$  в 3-7 В природа пробоя зеновская, в 15 В и выше - лавинная, в 7-15 В - имеет место смешанный характер пробоя. Природа лавинного пробоя: при больших напряженностях поля в полупроводниковом материале наблюдается резкое увеличение генерации подвижных носителей заряда (пар электрон-дырка). В стабилитроне обратное напряжение почти полностью падает на самом переходе (на обедненной области). Чем выше концентрация примесей (т.е. чем меньше  $\rho$ ), тем больше

напряженность электрического поля  $E$  в переходе, и тем при меньшем  $U_{обп}$  возникает пробой.



Генерация носителей (или лавинное умножение носителей) происходит вследствие выбивания электронов из оболочек атомов свободными электронами, приобретающими в поле перехода большую скорость. Вновь выбитые электроны также ускоряются полем и могут возбудить электроны у других атомов. Возникает лавинное размножение носителей. Необходимым условием возникновения лавины является достаточная ширина обедненной области, чтобы

электрон пролетая через нее успевал набрать достаточную скорость (и соответственно энергию). В узких переходах с большой напряженностью электрического поля происходит вырывание валентных электронов из электронных оболочек сильным электрическим полем ( $E > 7 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ ) - зеновский пробой.

### Параметры стабилитронов

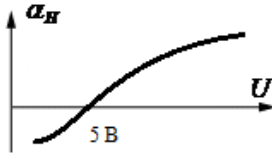
Напряжение стабилизации  $U_{ст}$  (в справочниках указывается  $U_{ст} = 7 \div 7,5 \text{ В}$  - это напряжение пробоя).

Динамическое сопротивление  $r_{ст} = \frac{\partial U}{\partial I}$  (на участке пробоя)

Статическое сопротивление  $R_{СТАТ} = \frac{U_{СТ}}{I_{СТ}}$

Коэффициент качества  $Q = \frac{R_{Д}}{R_{СТ}} = \frac{\partial U}{U_{СТ}} / \frac{\partial I}{I_{СТ}}$

ТКН  $\alpha_H = \frac{\partial U_{СТ}}{\partial T} \frac{\text{мВ}}{\text{град}}$



Тепловое сопротивление  $R_T = \frac{\Delta T \text{ град}}{P \text{ мВт}}$

$r_{СТ}$  = единицы – десятки Ом,  $R_{СТ}$  – сотни – тысячи Ом. Коэффициент качества определяется отношением. ТКН для низковольтных – отрицателен ( $< 5,4 \text{ В}$ ), для  $U_{СТ} > 5,4$  – положителен.

### Предельно-эксплуатационные параметры

$I_{б \text{ макс}}$  (иногда еще  $I_{б \text{ мин}}$ )

$P_{\text{макс}}$  ( $P_{\text{макс}} = \frac{T_{\text{макс}} - T}{R_T}$ ) Т.е. если окружающая температура равна максимальной, то

на стабилитроне не может рассеиваться мощность

$T_{\text{макс}}$

### Применения стабилитронов

Основное применение стабилитронов в стабилизаторах напряжения, назначение которых – поддерживать постоянным напряжение на нагрузке при изменениях тока нагрузки, входного напряжения. Стабилизаторы напряжения делятся на параметрические и компенсационные.

В параметрических стабилизаторах используются свойства вольтамперных характеристик электронных приборов.

Компенсационные стабилизаторы производят сравнение фактической величины выходного напряжения с эталонным значением его (заданным) и при возникновении разности между ними автоматически осуществляют воздействие на элементы схемы стабилизатора, направленное на уменьшение (компенсацию) этого расхождения.

$$U_{\text{вых}} = f(U_{\text{вх}}, I_{\text{н}}, T)$$

$$\Delta U_{\text{вых}} = \frac{\partial U_{\text{вых}}}{\partial U_{\text{вх}}} \Delta U_{\text{вх}} + \frac{\partial U_{\text{вых}}}{\partial I_{\text{н}}} \Delta I_{\text{н}} + \frac{\partial U_{\text{вых}}}{\partial T} \Delta T$$

Отсюда и основные параметры стабилизатора:

### Коэффициент нестабильности

$$G = \left. \frac{\partial U_{\text{вых}}}{\partial U_{\text{вх}}} \right|_{\Delta I_{\text{н}} = 0, \Delta T = 0}$$

$$G = \frac{1}{H}, \text{ где } H - \text{ абсолютный коэффициент стабильности.}$$

Часто используют вместо  $G$  понятие коэффициента стабилизации:

$$K_{\text{СТ}} = \frac{\partial U_{\text{вх}}}{\partial U_{\text{вых}}} \cdot \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} \cong \frac{\Delta U_{\text{вх}}}{U_{\text{вх}}} / \frac{\Delta U_{\text{вых}}}{U_{\text{вых}}} = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} \cdot \frac{1}{G}$$

$K_{\text{СТ}}$  показывает во сколько раз относительное изменение выходного напряжения меньше чем относительное изменение входного напряжения.

### Выходное сопротивление

$$R_{\text{вых}} = - \left. \frac{\partial U_{\text{вых}}}{\partial I_{\text{н}}} \right|_{\Delta U_{\text{вх}} = 0, \Delta T = 0} \quad - \text{ можно определить по наклону нагрузочной}$$

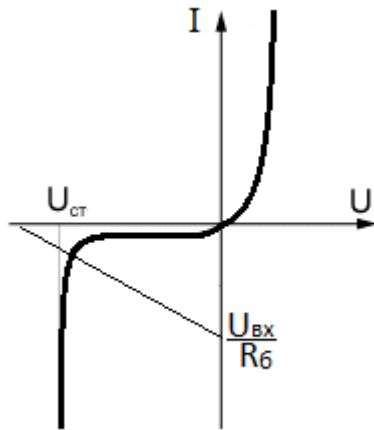
характеристики  $U_{\text{вых}} = f(U_{\text{вх}})$ .

Это два основных параметра стабилизатора. Кроме них используют:

а) КПД  $\eta = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}$  при  $I_{\text{н}} = I_{\text{макс}}$

б) ТКН  $\alpha_H = \frac{\partial U_{\text{вых}}}{\partial T}$  - характеризует так называемый температурный дрейф.

в) Допустимые диапазоны изменения  $U_{\text{ex}}$  и  $I_H$

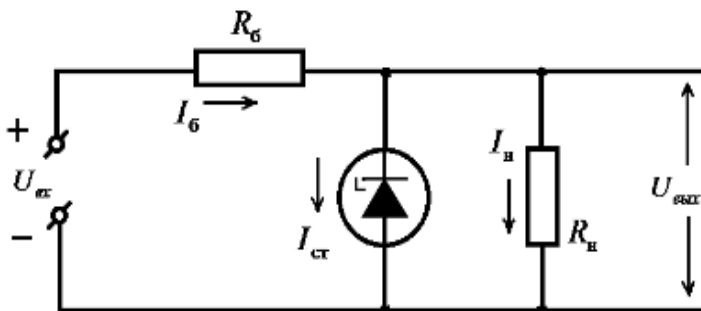


$\Pi^{oi}$  з-н Кирхгофа:  $U_{\text{ex}} = I_{\sigma} R_{\sigma} + U_{\text{ст}}$

$I^{bii}$  з-н Кирхгофа:  $I_{\sigma} = I_{\text{ст}} + I_H$

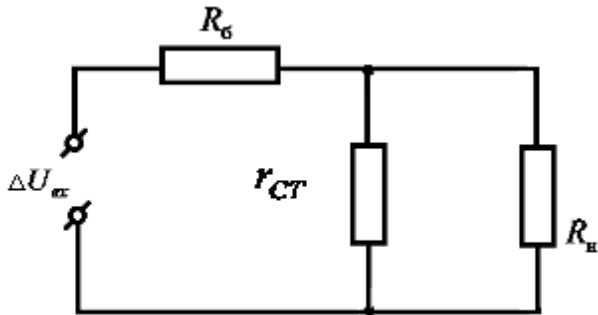
$tg(\alpha) \cong R_{\sigma}$

**Параметрический стабилизатор**



Очевидно, что  $I_{\sigma} = \frac{U_{\text{ex}} - U_{\text{вых}}}{R_{\sigma}}$ . Если увеличивать  $U_{\text{ex}}$ , то растет  $I_{\sigma}$ , но  $U_{\text{вых}}$  остается неизменным.  $U_{\text{вых}} = I_H R_H$ , т.к. увеличение  $I_{\sigma}$  переходит в увеличение  $I_{\text{ст}}$

. Покажем это.



Эквивалентная схема в приращениях

Из эквивалентной схемы следует, что

$$\Delta I_{\sigma} = \frac{\Delta U_{\text{вх}}}{R_{\sigma} + r_{\text{СТ}} \parallel R_{\text{H}}}, \text{ но } r_{\text{СТ}} \ll R_{\text{H}}, \quad r_{\text{СТ}} \ll R_{\sigma}, \text{ тогда}$$

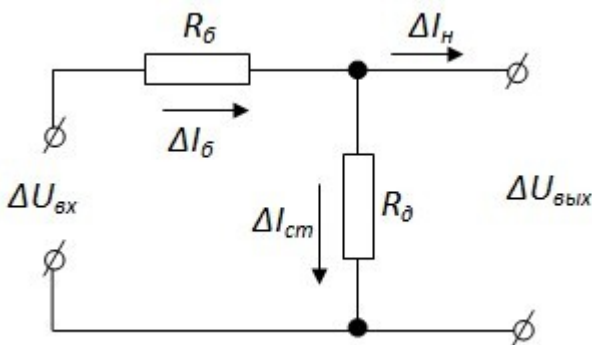
$$\Delta I_{\sigma} = \frac{\Delta U_{\text{вх}}}{R_{\sigma}}, \text{ которое замыкается через } r_{\text{СТ}} \text{ в силу}$$

условия  $r_{\text{СТ}} \ll R_{\text{H}}$ . Или:

$$G = \left. \frac{\partial U_{\text{вых}}}{\partial U_{\text{вх}}} \right|_{\Delta I_{\text{H}} = 0} = \frac{\Delta U_{\text{вых}}}{\Delta U_{\text{вх}}} = \frac{\Delta U_{\text{вх}} (r_{\text{СТ}} \parallel R_{\text{H}})}{(R_{\sigma} + r_{\text{СТ}} \parallel R_{\text{H}}) \Delta U_{\text{вх}}} \approx \frac{r_{\text{СТ}}}{R_{\sigma}} \text{ отсюда: } K_{\text{СТ}} = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} \cdot \frac{R_{\sigma}}{r_{\text{СТ}}}$$

Отсюда видно, что чем больше  $R_{\sigma}$ , тем больше  $K_{\text{СТ}}$ , однако при этом ухудшается  $\eta$ , требуется повышение  $U_{\text{вх}}$ . Это ограничивает  $R_{\sigma}$  сверху.

### Выходное сопротивление



$$R_{\text{вых}} = - \left. \frac{\partial U_{\text{вых}}}{\partial I_{\text{H}}} \right|_{\Delta U_{\text{вх}} = 0}$$

$$\Delta I_{\sigma} = \Delta I_{\text{СТ}} + \Delta I_{\text{H}}$$

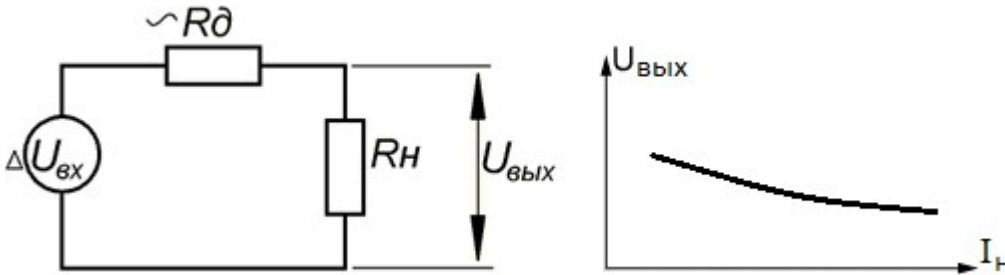
$$\Delta U_{\text{вых}} = \Delta I_{\text{СТ}} \cdot R_{\delta}$$

$$\Delta I_{\text{СТ}} = \frac{\Delta I_{\text{H}} \cdot R_{\sigma}}{R_{\sigma} + R_{\delta}}$$

Отсюда  $R_{\text{вых}} = \frac{\Delta U_{\text{вых}}}{\Delta I_H} = \frac{\Delta I_H \cdot R_{\sigma} \cdot R_{\partial}}{(R_{\sigma} + R_{\partial}) \Delta I_H} = R_{\sigma} \parallel R_{\partial} \sim R_{\partial}$  т.к.  $R_{\sigma} \gg R_{\partial}$

С другой стороны на основе теоремы Тевенина:

$$R_{\text{вых}} = \frac{U_{XX}}{I_{K3}} \frac{\Delta U_{\text{вых}}}{\Delta I_H} = \frac{\Delta U_{\text{ex}} \cdot R_{\partial} \cdot R_{\sigma}}{(R_{\sigma} + R_{\partial}) \Delta U_{\text{ex}}} = R_{\sigma} \parallel R_{\partial} \sim R_{\partial}$$



Т.о. для большей стабильности  $U_{\text{вых}}$  необходим меньший наклон  $U_{\text{вых}} = f(I_H)$  т.е. меньшее  $R_{\text{вых}}$ .

### Влияние температуры

Изменение температуры непосредственно влияет на  $U_{\text{вых}}$ , т.к.  $\Delta U_{\text{вых}} = \alpha_H \cdot \Delta T$  при  $\Delta U_{\text{ex}}$  и  $\Delta I_H$  равных нулю. В то же время при  $T_{\text{опр.ср}} = \text{const}$  температура перехода может меняться из-за изменения мощности рассеивания, что, в свою очередь, вызывает  $\Delta I_H$ , т.е.

$$\Delta T = R_t \cdot \Delta P \cong R_t \cdot \Delta I_{\text{ст}} U_{\text{ст}} = -R_t \cdot \Delta I_H U_{\text{ст}}$$

Тогда  $\Delta U_{\text{вых } T} = \alpha_H \cdot \Delta T = -\alpha_H \cdot R_t \cdot \Delta I_H U_{\text{ст}}$ .

Отсюда тепловое выходное сопротивление:  $R_{\text{вых } T} = \frac{-\Delta U_{\text{вых } T}}{\Delta I_H} = \alpha_H \cdot \Delta T = \alpha_H \cdot U_{\text{ст}} \cdot R_t$  - это

дополнительное изменение  $R_{\text{вых}}$  за счет изменения температуры перехода при изменении  $I_H$ , откуда следует, что  $R_{\text{вых}} = R_{\partial} + R_{\text{вых } T}$ , а  $R_{\text{вых}} \sim R_{\partial}$ .

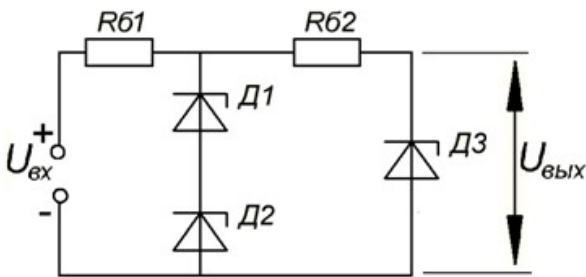
### Разновидности параметрических стабилизаторов



а) для компенсации колебаний  $U_{вых}$  при изменениях температуры окружающей среды используется то свойство стабилитрона, что ТКН прямой ветви и обратной ветви имеет разные знаки.

б) для получения больших  $U_{вых}$ , чем  $U_{ст}$  можно использовать последовательное включение стабилитронов

в) для повышения  $K_{стаб}$  используется последовательное каскадное включение стабилизаторов.



Недостатки параметрических стабилизаторов:

1. Малое  $I_H$ . Действительно,  $I_H$  не может превысить  $I_{ст макс}$ , т.к.  $\Delta I_H = -\Delta I_{ст}$ , т.е. диапазон изменения  $I_H$  совпадает с диапазоном изменения

$I_{ст}$ .

2. Невозможность плавной регулировки  $U_{вых}$

3. Недостаточные значения  $K_{ст}$  и  $R_{вых}$

Эти недостатки устраняются в компенсационных стабилизаторах.

### Блок-схема



Опорное напряжение получается с помощью параметрического стабилизатора. Отклонение  $U_{вых}$  (или его части) от  $U_{он}$  усиливается и воздействует на регулирующий элемент,



изменяя падение напряжения на нем.  $U_{вх} \uparrow$   $U_{вых} \uparrow$   $U_{вых} - U_{он} \uparrow$   $U_{рег} \uparrow$ , что тормозит увеличение  $U_{вых}$ .

## Высокочастотные и импульсные диоды

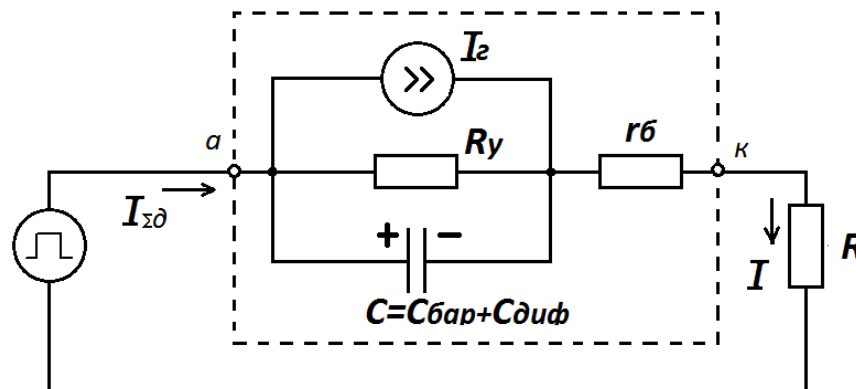
Высокочастотные. Система параметров та же, что и у выпрямительных. Отличия:

а) В численных значениях  $f_{\delta}$  много больше,  $I_{ср\ макс}$  и  $I_{м макс}$  много меньше.

б) Параметр  $f_{\delta}$  не всегда удобен. Поэтому в справочниках может приводиться непосредственно барьерная емкость перехода  $C_{\delta}$  (при оговоренном  $U_{обр}$ ).

Импульсные. Система параметров иная, отражает свойство диода при его импульсном включении и выключении.

Рассмотрим работу диода в простейшей цепи при передаче прямоугольного импульса. Эквивалентная схема этой цепи получается заменой диода его эквивалентной схемой:



$r_{\delta}$  - объединенное сопротивление тела базы.

$$r_{\delta} \sim \rho = \frac{1}{q \cdot (\mu_n n + \mu_p p)}; \quad i_c = C \frac{dU_c}{dt};$$

При инжекции дырок в n-базу  $p = p_0 + p_{инж}$ , или  $Q = Q_0 + Q_{инж}$ , т.о.  $r_{\delta} = \frac{1}{K_1 + K_2 \cdot Q}$ .

$$\frac{dU_C}{dt} = \frac{i_C}{C} = \frac{I - (I_r + I_y)}{C} = \frac{I - I_{акт}}{C}$$

$$\tau = C \cdot \left[ (r_{\delta} + R) \parallel R_y \parallel \frac{U_C}{I_{\Gamma}} \right]; \quad I = \frac{E - U_C}{r_{\delta} + R}$$

Прямое сопротивление устанавливается, а обратное восстанавливается на сразу.

### Параметры

$t_{уст}$  - время от момента подачи отпирающего перепада до момента, когда напряжение на диоде упадет до 1,2 установившегося значения.

$t_{восст}$  - время от подачи запирающего перепада до момента, когда  $I_{обр}$  достигает заданного значения. При этом оговаривается и это значение и условия, при которых происходят измерения.

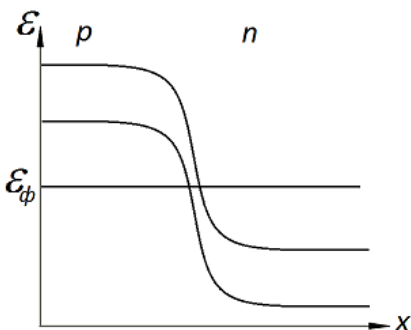
$R_{npИмм} = \frac{U_{gm}}{I_{di}}$  - прямое импульсное сопротивление

$$R_{npИ} > R_{np}$$

Остальные параметры:

$U_{np}$  (или  $R_{np}$ ),  $I_{обр}$  (или  $R_{обр}$ ),  $U_{обр макс}$ ,  $I_{np макс}$ ,  $R_t$ ;  $T_{макс}$  - те же, что и у диодов других типов.

Очевидно, что  $t_{уст}$ ,  $t_{восст}$  и  $R_{np}$  характеризуют работу диода лишь при заданных фиксированных условиях переключения. Изменение  $E$  изменит и эти параметры. Поэтому при точных расчетах предполагают использовать в качестве параметров  $\tau$ ,  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $C_{\delta}$ ,  $I_{\Gamma}$ ,  $m\phi_{\Gamma}$ . К сожалению, эти параметры труднее измерять, в связи с чем они обычно в справочниках не приводятся.



### Туннельные диоды

Туннельный эффект связан с тем, что вероятность нахождения электрона в запрещенной зоне отлична от нуля. Эта вероятность быстро падает до нуля по мере удаления от

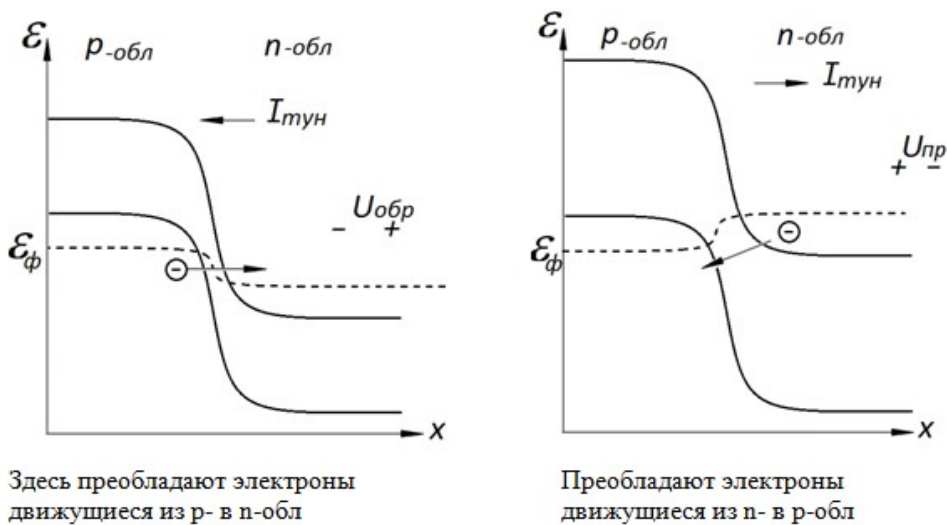
границ разрешенной зоны. Рассмотрим диаграмму обратно-смещенного  $p$ - $n$  перехода. Валентная зона в  $p$ -области и зона проводимости в  $n$ -области разделены узкой запрещенной зоной. Электрон в  $p$ -области с  $\varepsilon = \varepsilon_1$  может проникнуть в запрещенную зону и если она узка – достигать  $n$ -области. Следовательно, при определенных условиях через  $p$ - $n$  переход, кроме дрейфового и диффузионного токов, может протекать также и туннельный ток.

### Эти условия:

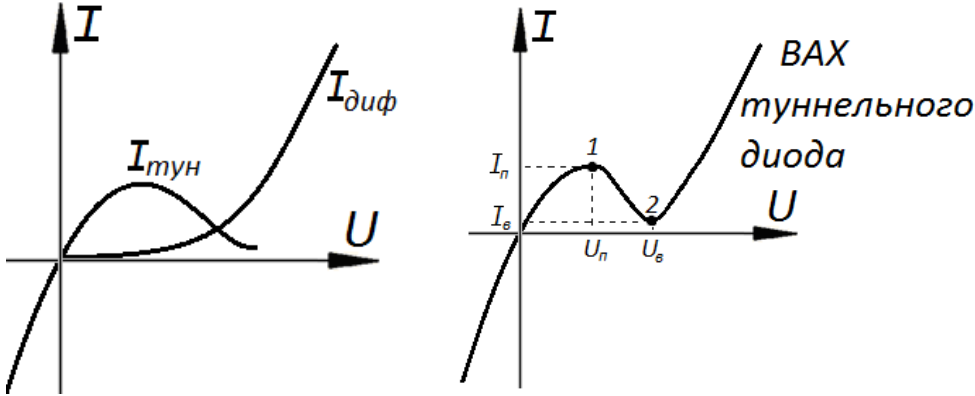
Сильное легирование полупроводника или большое  $U_{обр}$  – которые приводят к уменьшению ширины запрещенной зоны в районе потенциального барьера.

В обычных диодах легирование сравнительно слабое и достичь  $U_{обр}$ , при которых появится туннельный ток (туннельный пробой), не удастся, т.к. раньше наступает лавинный пробой. В низковольтных стабилитронах легирование сильное и раньше наступает туннельный пробой. Если еще сильнее легировать полупроводник, то туннельный ток может возникнуть даже при прямых смещениях. Это и есть туннельные диоды.

Случай  $U = 0$ . Количество туннельных электронов, идущих из  $n$  в  $p$  одинаково, т.к. вероятность нахождения их на энергетических уровнях слева и справа от узкой запрещенной зоне одинаково.  $I_{тун} = 0$ . Смещение перехода в ту или иную сторону нарушает это равновесие и начинает протекать туннельный ток.



$I_{\text{тун}} = 0$  при  $U_{np}$ , когда сравнивается  $\epsilon_e$  p-обл. и  $\epsilon_{np}$  n-обл.



1) Как распределены в валентной зоне вакантные для электронов и заполненные электронами энергетические уровни мы обсудили.

$S_n(\epsilon)$  - распределение энергетических уровней, которые может занимать электрон.

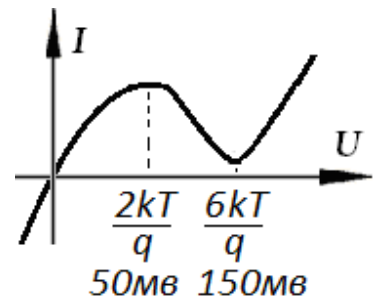
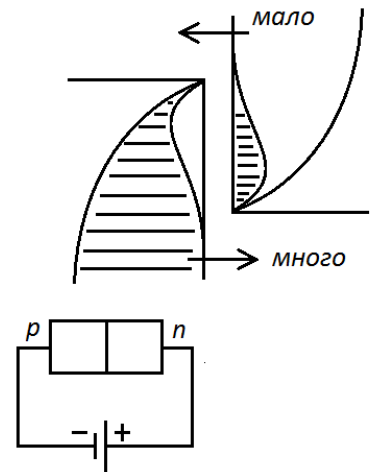
$f_n(\epsilon)S_n(\epsilon)$  - распределение занятых электронами энергетических уровней в зоне проводимости.

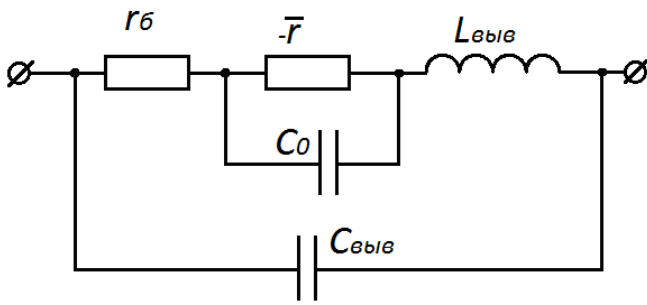
$[1 - f_n(\epsilon)]S_n(\epsilon)$  - ил. распределение свободных энергетических уровней.

$f_p(\epsilon)S_p(\epsilon)$  - ил. распределение свободных энергетических уровней.

$[1 - f_p(\epsilon)]S_p(\epsilon)$  ил. распределение занятых энергетических уровней.

$$f_n(\epsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_\phi}{kT}\right) + 1}; \quad f_p(\epsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon_\phi - \epsilon}{kT}\right) + 1}$$





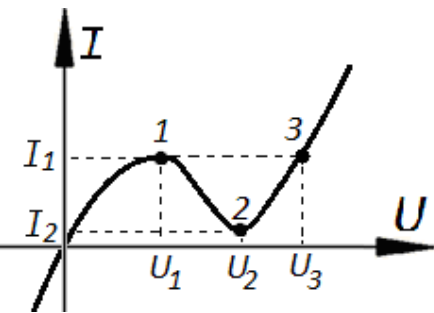
$r_б = 0,1 - 1 \text{ Ом}$

$\bar{r} = 10 - 100 \text{ Ом}$

$C_0 = 10 - 50 \text{ пф}$

$$f_{\text{гд.макс}} = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{мин}}} = \frac{1}{2\pi\bar{r}C_0} \sqrt{\frac{\bar{r}}{r_б} - 1}$$

$C_0 \downarrow \frac{\bar{r}}{r_б} \uparrow$

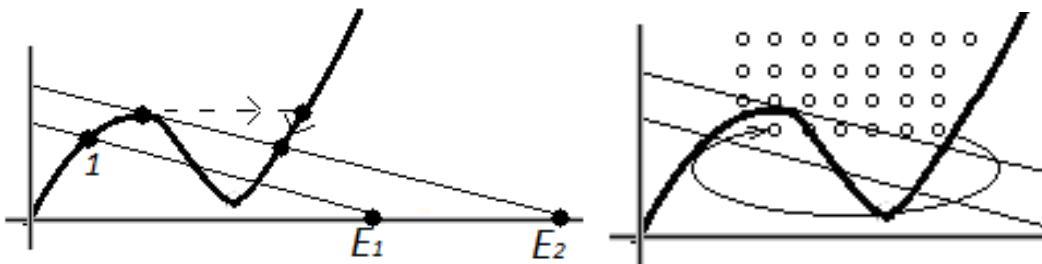


$\bar{r}_{\text{ср}} = \frac{U_2 - U_1}{I_1 - I_2}$ , а  $U_2 - U_1 \approx \text{const}$ , то надо чтобы  $\frac{I_1}{I_2}$  было как

можно больше. Рабочая температура  $T = 200 - 400^\circ\text{C}$  и более.

Это объясняется тем, что собственная концентрация носителей заряда станет за счет легирования очень высокой.

$v_{\text{ср}} = \mu E \quad t = \frac{L}{v_{\text{ср}}}$

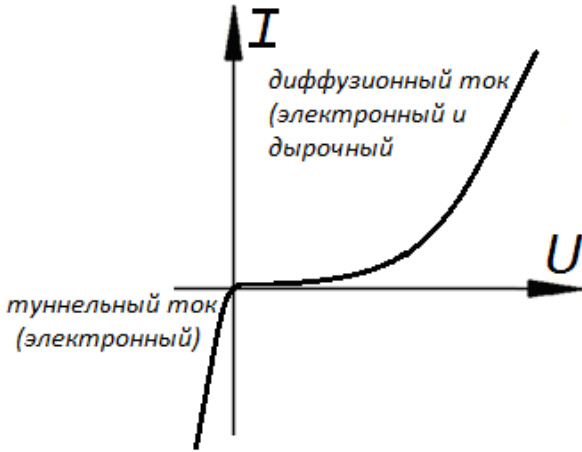


Параметры: это координаты точек 1 и 2 (точка пика и точка впадины) -  $U_{\text{П}}$

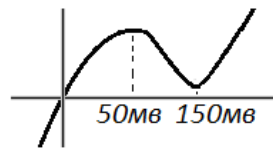
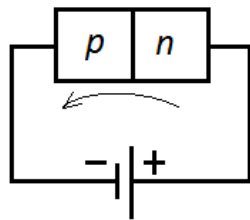
,  $U_{\text{В}}$ ,  $I_{\text{П}}$ ,  $I_{\text{В}}$ , а также дифференциальное сопротивление (отрицательное) на падающем участке ВАХ. Именно наличие отрицательного сопротивления обуславливает специфические свойства туннельных диодов, позволяя применять

их в схемах генераторов и усилителей. Остальные параметры такие же, как и у других диодов

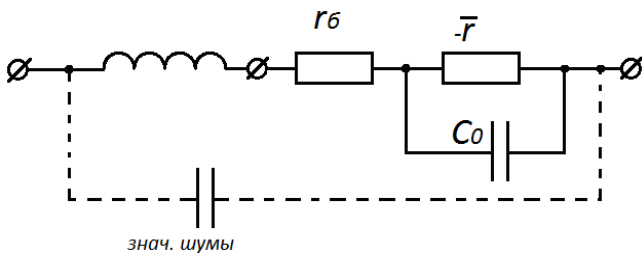
Обращенные диоды получают, если степень легирования p- и n-областей такова, что зоны проводимости и валентная не перекрываются.



При обратных смещениях зоны проводимости и валентная начинают перекрываться и перекрываются сильнее с увеличением  $U_{обр}$ . Возникает значительный (по природе туннельный) электрический ток. Причем будут переходить электроны из валентной зоны p-области в зону проводимости n-область. Т.е. ток будет иметь отрицательное направление в схеме.



Эквивалентная схема Т.Д:



$$f_{\text{макс}} = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{мин}}} = \frac{1}{2\pi r C_0} \sqrt{\frac{r}{r} - 1}$$

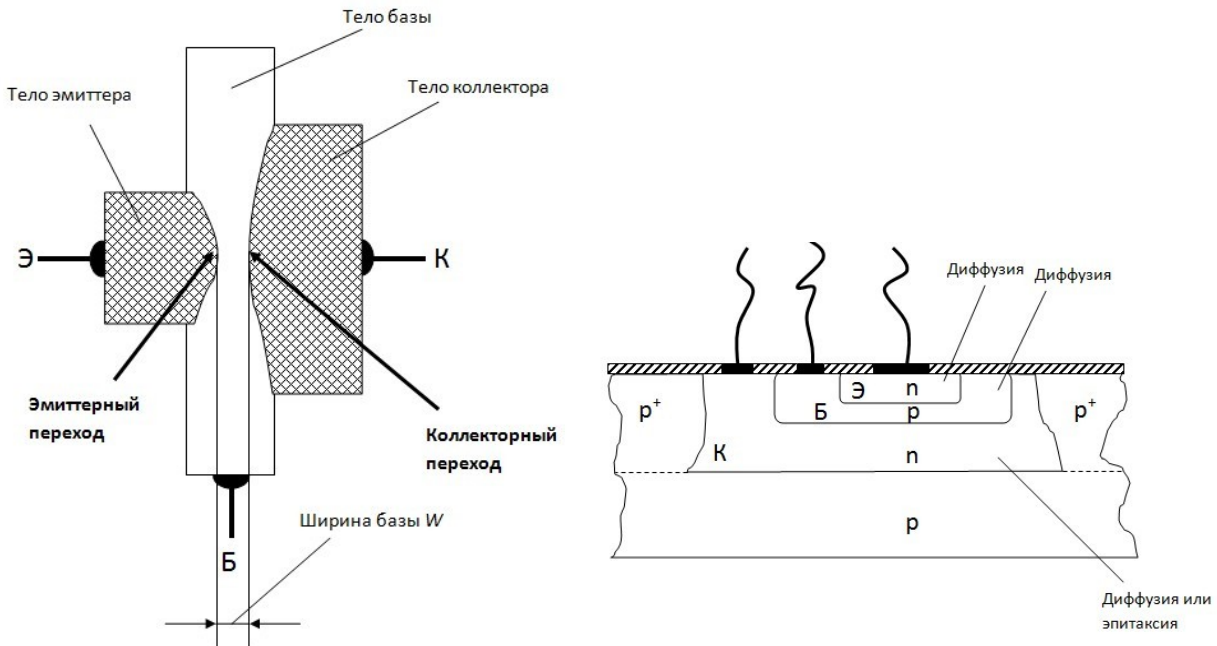


# Часть II. ТРАНЗИСТОРЫ.

## Вольт-амперные характеристики транзисторов.

### Транзистор как усилительный прибор.

На рисунках ниже представлено схематическое устройство транзистора.

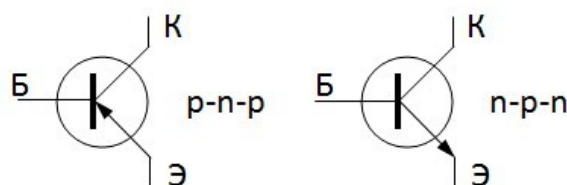


Транзистор – усилительный прибор, один из электродов которого всегда подключается так, что является общим по отношению ко входу и выходу, другой электрод – управляющий, а третий включён в цепь нагрузки. Малые значения напряжения  $u$  или тока  $i$  управляющего электрода вызывают значительно большие изменения напряжения  $u$  и  $I$  выходного электрода.

#### Различают транзисторы:

- р-п-р и п-р-п типов;
- германиевые ( $Ge$ ) и кремниевые ( $Si$ );
- точечные и плоскостные;
- биполярные и униполярные (полевые);
- дрейфовые и бездрейфовые.

Для транзисторов р-п-р и п-р-п типов введены отличающиеся условные графические изображения (УГО), которые представлены на рисунке.





**Биполярные бездрейфовые р-п-р транзисторы.**

Включение источников питания.

РИСУНОК. В усилительных схемах на электроды транзистора подаётся напряжение питания (?) определённой полярности. Такая схема питания (см. рисунок) обеспечивает отрицательное напряжение на переходе «коллектор-база» (далее – К-Б) и положительное – на переходе «эмиттер-база» (далее – Э-Б). Для п-р-п транзисторов питание имеет другую полярность.

Если эмиттерный переход транзистора закрыт, а коллекторный открыт, то говорят о том, что *транзистор находится в активной области работы*. Эмиттер инжектирует дырки (неосновной носитель заряда для базы) в базу, а база – электроны в эмиттер. С пользой используются в транзисторе только дырки, инжектированные в базу. Электронный ток стремятся сделать пренебрежимо малым. Дырки проникают в базу и создают там заряд

$$Q_{инж} = qS \int_0^w p(x) dx$$

. Однако база остаётся электрически нейтральной, так как через время релаксации ( $10^{-11} - 10^{-13}$  с.) в базу через её вывод поступает такое количество электронов,

$$Q_{инж}$$

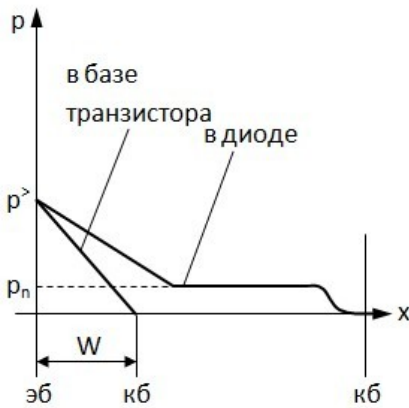
которое может скомпенсировать внесённый в базу заряд дырок . Но электроны с дырками рекомбинируют не мгновенно, а стремятся к равновесной для данной температуры

$$\tau_p$$

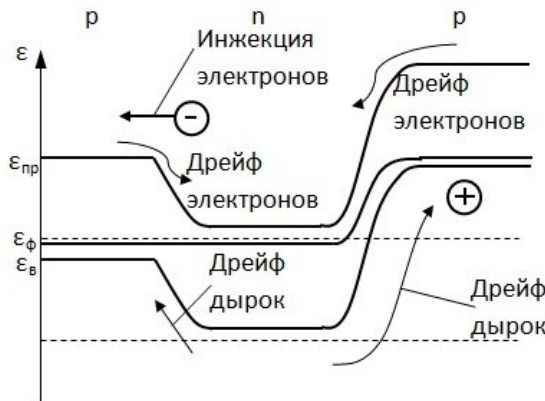
концентрации с постоянной времени (среднее время жизни дырок в области базы). Впрыснутые со стороны эмиттера дырки начинают диффундировать вглубь базы, двигаясь в направлении коллекторного перехода и создавая диффузионный ток, который пропорционален

$$\frac{dp}{dx}$$

градиенту концентрации (выражение для одномерного случая).

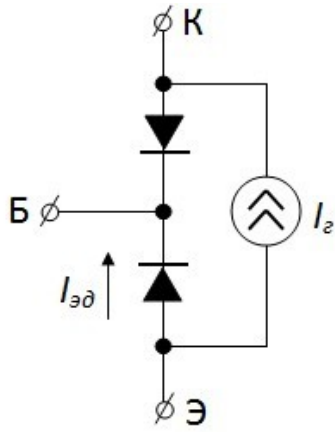


Если  $W \ll h$ , то лишь небольшая часть дырок (из всех, что поступили из эмиттера в базу) рекомбинирует на пути к коллектору. Большая их часть достигает коллекторного перехода. Потенциальный барьер обратного смещённого коллекторного перехода является барьером лишь для основных носителей тока в базе – для электронов. Дырки же, наоборот, попадают в ускоряющее поле перехода и выбрасываются в коллектор. Иллюстрацией для этого процесса является энергетическая диаграмма (см. рисунок).



Теперь сравним ток коллектора  $I_k$  и  $I_b$  между собой.  $I_k$  протекает через  $I_b$  - входной ток.  $I_b$  создаётся

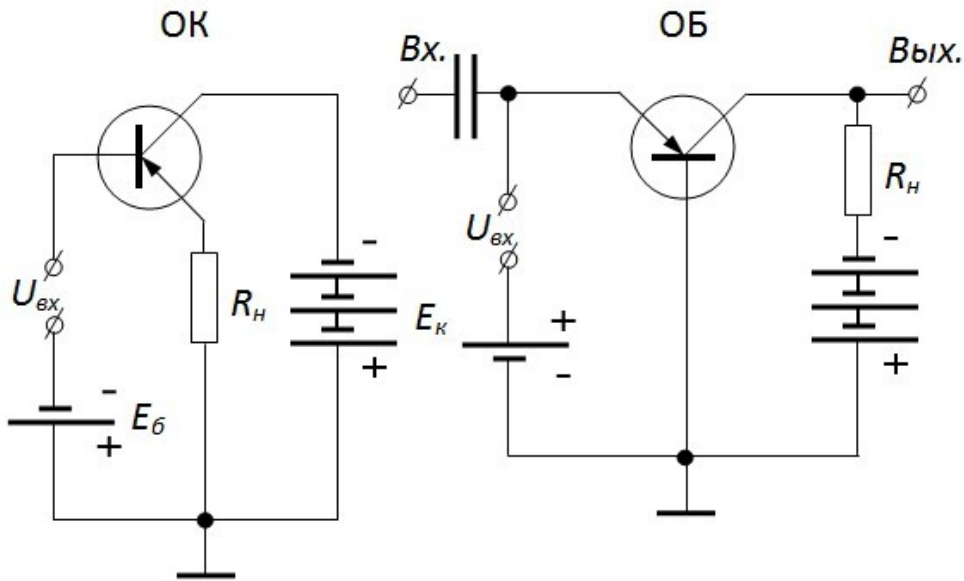
ток базы на нагрузку,



электронами, идущими на рекомбинацию инжектированных дырок,  $I_k$  – нерекомбинированными дырками. Так как рекомбинирует лишь малая часть дырок, то  $I_k \gg I_{\delta}$ . Если  $I_{\delta}$  меняется во времени (т.е. в базу подаётся сигнал), то  $I_{\delta} = I_{\delta A} + i_{\delta}$  ( $I_{\delta A}$  – постоянная составляющая,  $i_{\delta}$  – переменная составляющая тока базы) и соответственно будет меняться во времени коллекторный ток  $I_k = I_{kA} + i_k$ . Между переменными составляющими также выполняется соотношение  $i_k \gg i_{\delta}$ . Следовательно, произошло усиление тока. Нетрудно добиться и усиления напряжения, если включить в коллекторную цепь резистор  $R_n$  с сопротивлением, большим сопротивления открытого перехода Э-Б транзистора, т.е. будет иметь место неравенство:  $u_n \gg u_{\delta\delta}$ . В действительности  $r_{\delta\delta}$

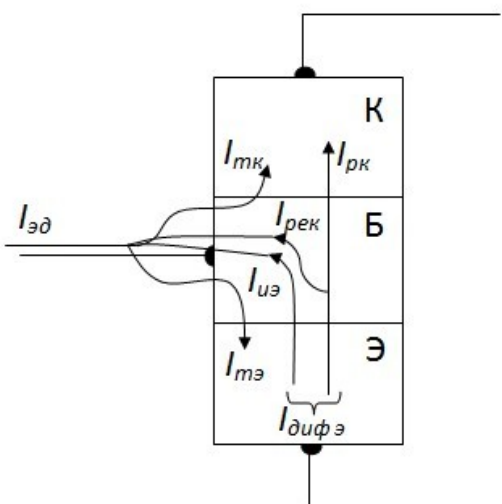
мало, и поэтому, как правило, удаётся получить усиление по напряжению. Таким образом, из равенств  $u_n = i_k R_n$  и  $u_{\delta\delta} = u_{\delta\delta} = i_{\delta} r_{\delta\delta}$  следует, что  $u_n \gg u_{\delta\delta}$ . Отсюда также следует  $P_n \gg P_{\delta\delta}$ , т.е. усиление по мощности.

В рассматриваемой нами схеме общим электродом является эмиттер. Такая схема называется схемой с общим эмиттером (далее – ОЭ). Иногда прибегают к схемам с общим коллектором (ОК) и общей базой (ОБ). Усиление по мощности при использовании включений по схемам ОБ или ОК ниже, чем в случае с ОЭ, но достигается улучшение некоторых других характеристик.



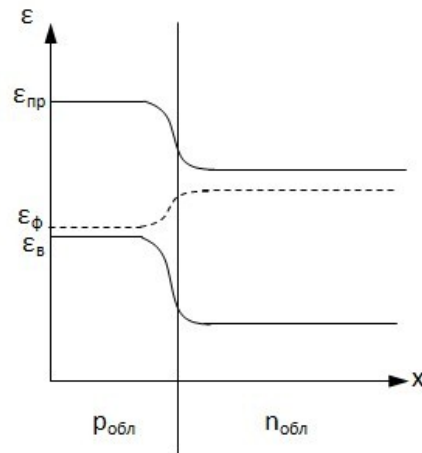
Таким образом, для большего усиления необходимо:

- 1) уменьшить электронный ток эмиттерного перехода;
- 2) уменьшить рекомбинационный ток базы.



**Схема токов через выводы транзистора.**

При рассмотрении модели транзистора обратными токами мы пренебрегаем. Эти токи (ток  $I_{иэ}$  и ток рекомбинации  $I_{рек}$ ) необходимо уменьшить. Ток  $I_{иэ}$  снижают, легируя базу значительно слабее эмиттера.



В соответствии с функцией распределения Ферми, концентрация дырок в эмиттере будет значительно выше, чем электронов в базе, т.е.  $p_p \gg n_n$ . Это приводит к тому, что  $I_{pэ} \gg I_{nэ}$  и

$$\gamma = \frac{I_{pэ}}{I_{diffэ}} \cong 1$$

- коэффициент инжекции (эффективность эмиттера).

$I_{рек}$  снижают при помощи уменьшения ширины базы:  $W \ll L$ .

$$\beta = \frac{I_{рк}}{I_{pэ}} \cong 1$$

$I_{рек} \ll I_{рк}$  и - коэффициент переноса.

$$\alpha = \frac{I_{Г}}{I_{diffэ}} = \frac{I_{к}}{I_{э}}$$

$$\alpha = \frac{I_{рк}}{I_{pэ}} \cdot \frac{I_{pэ}}{I_{diffэ}} = \gamma \cdot \beta \cong 1 = \frac{I_{к} - I_{ко}}{I_{э}}$$

Определим  $\alpha$  как . Величина называется коэффициентом усиления по току транзистора, включённого по схеме ОБ. Практическое значение этого коэффициента лежит в пределах 0,9 – 0,995.

Коэффициент усиления по току в схеме ОЭ определяется следующим образом:

$$B = \frac{I_{к} - I_{ко}}{I_{б} + I_{ко}} = \frac{I_{к} - I_{ко}}{I_{э} - (I_{к} - I_{ко})} \quad B = \frac{I_{к}/I_{э}}{1 - I_{к}/I_{э}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

, так как  $I_{э} = I_{к} + I_{б}$ , причём коэффициент обычно лежит в пределах от 9 до 300.

Теперь учтём обратный ток:  $I_{ко} = I_{тк} + I_{ук}$ ,  $I_{эо} = I_{тэ} + I_{уэ}$ . Обычно  $I_{ко} \gg I_{эо}$  и  $I_{эо}$  пренебрегают, тогда

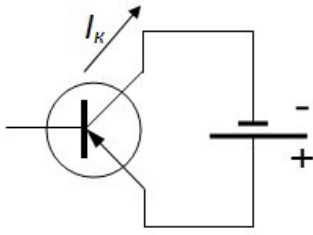
$$\alpha = \frac{I_{рк}}{I_{diffэ}} \cong \frac{I_{к} - I_{ко}}{I_{э}}; I_{к} = \alpha \cdot I_{э} + I_{ко} \quad I_{к} = \alpha \cdot (I_{к} + I_{б}) + I_{ко} \rightarrow (1 - \alpha) \cdot I_{к} = \alpha \cdot I_{б} + I_{ко}$$

ИЛИ

$$I_{к} = B \cdot I_{б} + (B + 1) \cdot I_{ко}$$

. Обратный ток  $I_{ко}$  вреден (его величина составляет от пикоампер до десятков микроампер).

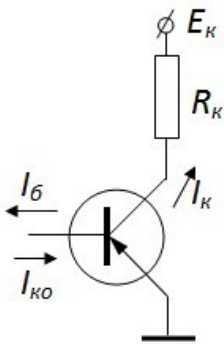
## Контрольные вопросы.



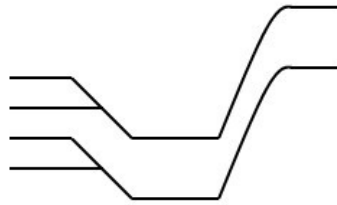
1. База оборвана. Чем определяется  $I_K$ ?
2. Есть ли усиление по току в схемах ОБ и ОК?
3. Нарисуйте энергетические диаграммы транзистора в схеме при обоих закрытых переходах.

## Области работы.

Отсечка:  $I_{\bar{b}} = -I_{K0}$ .

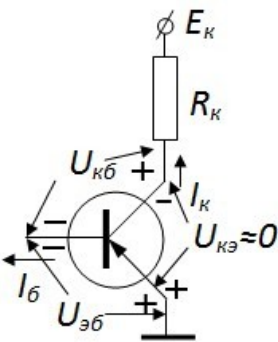


Энергетические диаграммы.

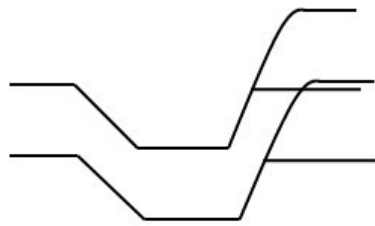


В этой области работы усилительных свойств у транзистора нет.

Насыщение:  $U_{кэ} = U_{вых} = U_{кб} - U_{эб} \cong 0$ .

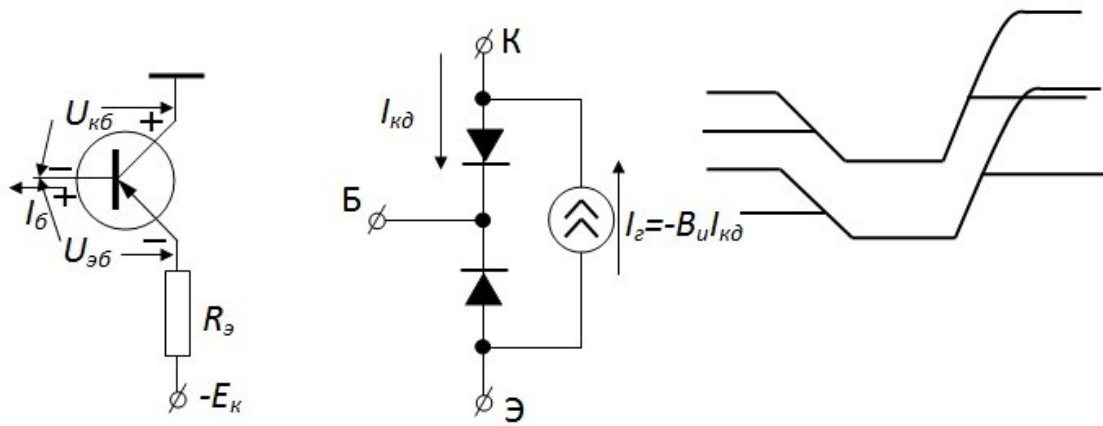


Изменения  $I_{\bar{b}}$  не приводят к изменениям  $U_K$ , а значит изменениям  $I_K$ .



Инверсная активная область (ИАО):

$U_{кб} > 0$ ,  $U_{эб} < 0$ , транзистор работает как бы в обращённом режиме: функции эмиттера выполняет коллектор, а коллектора – эмиттер.



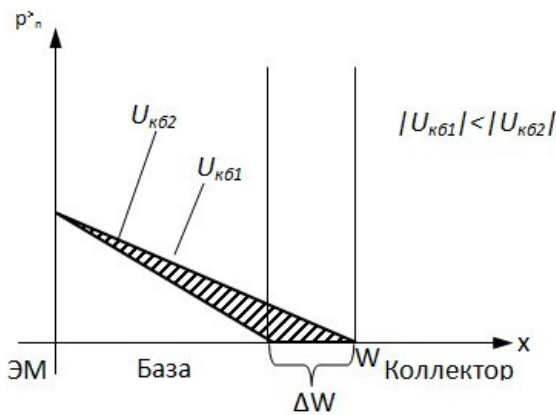
В этом режиме соответственно и изменяется коэффициент усиления по току в схемах ОБ и ОЭ  $\alpha_{и}$  и  $\beta_{и}$  (лежат в пределах 0,001 – 0,95 и 0,001 – 20 соответственно).

**Модуляция базы.**

Ранее установлено, что при изменении напряжения, приложенного к р-п переходу, изменяется ширина обеднённой области. Распространение её происходит в основном в сторону области полупроводникового материала с меньшей концентрацией примесей. Так как база менее легирована, чем коллектор, то при изменении  $U_{кб}$  (оно обычно велико) происходит изменение ширины базовой области.

Следует рассматривать этот процесс при двух различных режимах работы эмиттерного перехода.

а) Эмиттерный переход питается от источника напряжения.



С увеличением  $|U_{кб}|$  уменьшается ширина базы,

$$\frac{\partial p_n^>}{\partial x}$$

растёт градиент концентрации примесей, а, следовательно, плотность дырочного тока через

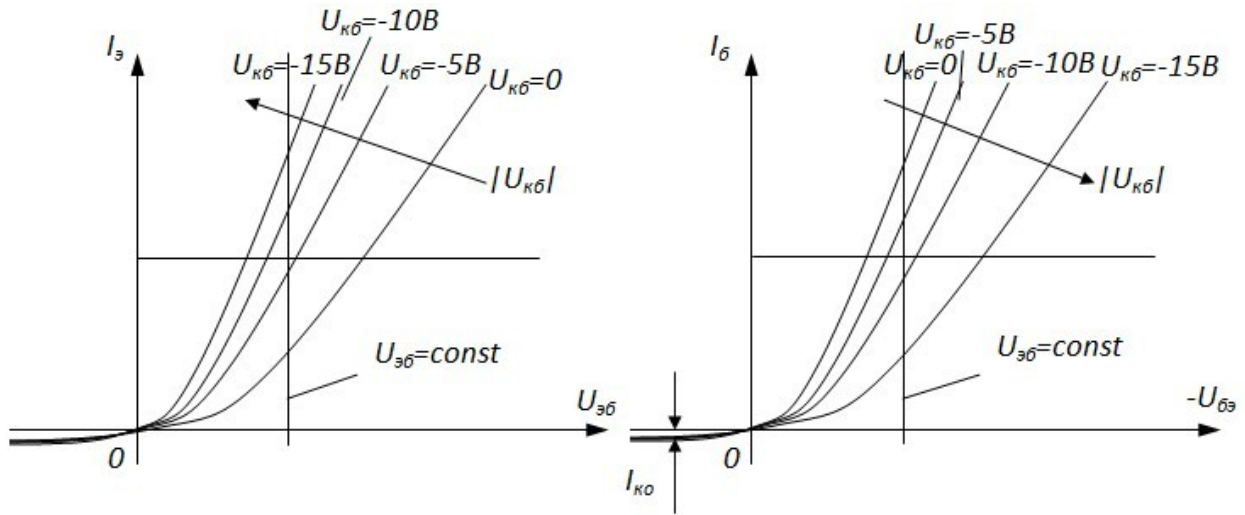
$$j_p = -q \cdot D_p \cdot \frac{dp_n^>}{dx}$$

эмиттерный переход равна:

$$I_{дифэ} = S \cdot j_p$$

следовательно, и сам ток

Кроме того, так как уменьшается ширина базы, уменьшается количество рекомбинировавших дырок на пути их движения к коллектору, следовательно, растёт коэффициент переноса  $\beta$ , а вместе с ним  $\alpha$  и  $B$ . Отсюда следует, что связь между токами эмиттера или базы и напряжением  $U_{эб}$  можно выразить семейством вольт-амперных характеристик.

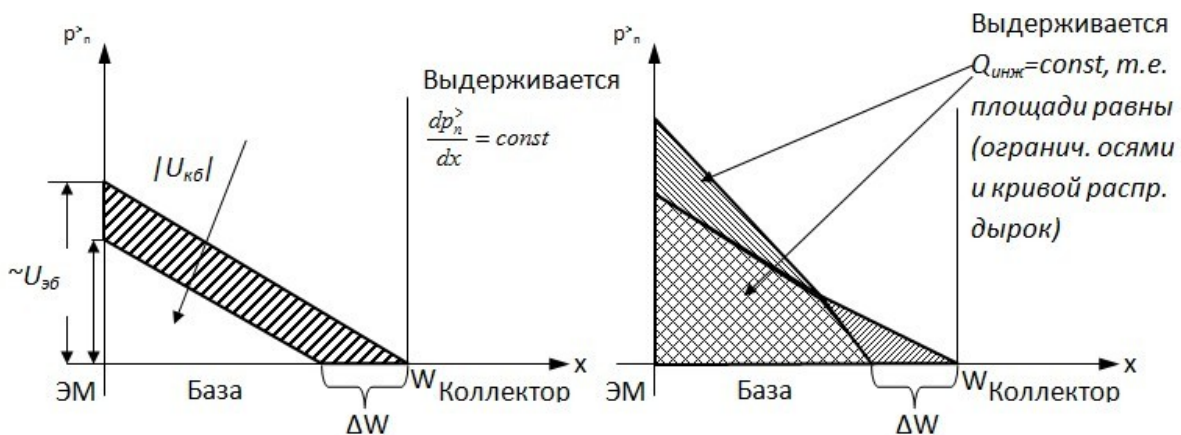


$$I_{\bar{o}} = I_{\text{рек}} = \frac{Q_{\text{инж}}}{\tau_p}$$

так как

б) Эмиттерный переход питается от источника тока.

- 1) Генератор тока стоит в цепи эмиттера. 2) Генератор тока стоит в цепи базы.



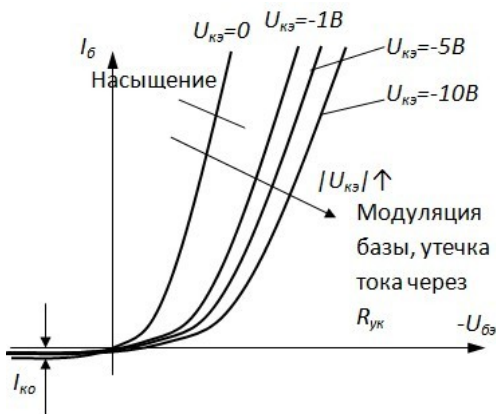
### Статические вольт-амперные характеристики транзистора.

Транзистор, независимо от его схемы включения, можно охарактеризовать четырьмя семействами статических характеристик (семействами, а не отдельными характеристиками, так как состояния выхода влияют на вход и наоборот). Эти семейства:

- 1)  $I_{\text{вх}} = f_1(U_{\text{вх}}) |_{U_{\text{вых}}=\text{const}}$  - семейство входных характеристик.
- 2)  $I_{\text{вых}} = f_2(U_{\text{вых}}) |_{I_{\text{вх}}=\text{const}}$  - семейство выходных характеристик.
- 3)  $I_{\text{вых}} = f_3(I_{\text{вх}}) |_{U_{\text{вх}}=\text{const}}$  - семейство передаточных характеристик по току.
- 4)  $U_{\text{вх}} = f_4(U_{\text{вых}}) |_{I_{\text{вх}}=\text{const}}$  - семейство передаточных характеристик по напряжению.

В зависимости от схемы включения транзистора к входным токам можно отнести  $I_b$  (в схеме ОБ) или  $I_b$  (в схемах ОК или ОЭ); к выходным токам –  $I_k$  (схемы ОБ, ОЭ) или  $I_c$  (в схеме ОК); ко входным напряжениям –  $U_{эб}$  (для всех схем включения); к выходным напряжениям –  $U_{кб}$  (схема ОБ) или  $U_{кэ}$  (схемы ОЭ и ОК). Таким образом, мы имеем дело с шестью переменными ( $I_b, I_k, I_c, U_{эб}, U_{кб}, U_{кэ}$ ), из которых лишь две являются независимыми, а остальные – функции двух независимых переменных. Следствием этого является то, что семейства входных и выходных характеристик могут быть перестроены в оба семейства передаточных характеристик.

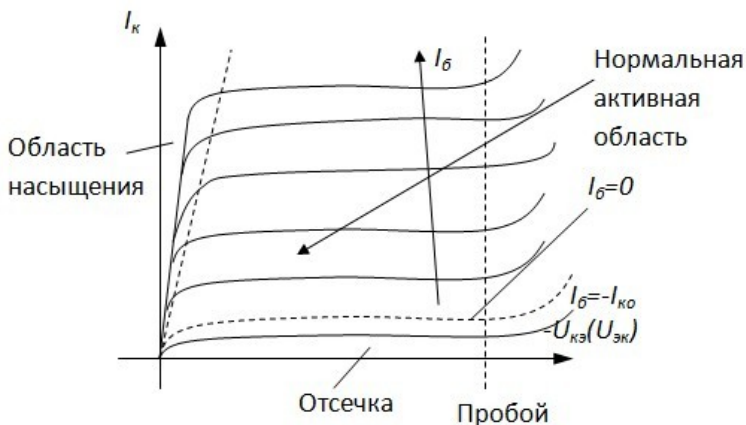
Наиболее широкое распространение получили семейства входных и выходных характеристик для схемы ОЭ включения транзистора.



До тех пор, пока  $|U_{кэ}| < U_{эб}$ , происходит значительное смещение вольт-амперных входных характеристик вправо с увеличением  $|U_{кэ}|$ , так как это режим насыщения и в нём преобладает ток базы, ток прямосмещённого коллекторного перехода. Как только  $|U_{кэ}|$  становится больше  $U_{эб}$ , смещение характеристик вправо определяется преимущественно эффектом Эрли и утечками.

При обратных смещениях перехода Э-Б ток базы остаётся постоянным и равным  $-I_{к0}$ .

Характеристики схемы ОЭ.



Отсечка:  $I_k = I_{к0}, I_b = -I_{к0}$ . При  $I_b = 0$   $I_k = (B+1)I_{к0}$  и транзистор уже в активной области.

Насыщение:  $U_{кэ}$  составляет десятые (сотые) доли вольта. В насыщении возрастание  $I_b$  не приводит к увеличению  $I_k$ , так как:

$$I_k = I_{кн} = \frac{E_k - U_{кэ}}{R_k} \cong \frac{E_k}{R_k}$$

При  $|U_{кэ}| > |U_{кэ, макс}|$  возможен пробой коллекторного перехода с резким возрастанием  $I_k$ .

$$I_k = B \cdot I_b + (B+1) \cdot I_{к0}$$

Для активной области:

Каждая из характеристик имеет наклон, что означает зависимость (хоть и слабую) выходного тока  $I_k$  от выходного напряжения. Это объясняется наличием утечки ( $R_y$ ) тока обратносмещённого перехода и эффектом Эрли (уменьшение ширины базы с увеличением  $U_{кэ}$ , вследствие чего возрастает  $B$ ).

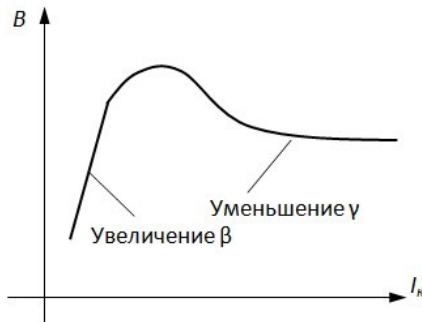
Эту зависимость можно учесть добавлением в формулу для тока  $I_k$  дополнительного члена. Тогда она приобретает вид:



$$I_k = B \cdot I_o + (B + 1) \cdot I_{ko} + \frac{\Delta U_{кэ}}{r_{кэ}}$$

$$r_{кэ} = - \frac{\partial U_{кэ}}{\partial I_k} \Big|_{I_o = const}$$

где  $r_{кэ}$  - выходное сопротивление транзистора, включённого по схеме ОЭ;  $B$  и  $I_{ko}$  определяются для  $U_{кэ} = U_{кэА}$ ,  $U_{кэА}$  - напряжение в рабочей точке А, принимаем  $B = const$ ,  $I_{ko} = const$ ,  $\Delta U_{кэ}$  - отклонение  $U_{кэ}$  от  $U_{кэА}$ .



Кроме зависимости  $B$  от  $U_{кэ}$ , имеет место зависимость  $B$  от  $I_k$ , что выражается в неодинаковости расстояния между соседними выходными характеристиками. На рисунке показана типичная зависимость для бездрейфовых транзисторов.

С ростом тока коллектора  $I_k$  (тока эмиттера  $I_o$ ) коэффициент переноса  $\beta$  увеличивается за счёт того, что заряд электронов, компенсирующий заряд дырок, приходит через вывод базы и распределяется в ней неравномерно, повторяя закон распределения дырок. Это эквивалентно тому случаю, когда область базы легирована неравномерно. При неравномерном легировании базы в ней появляется ускоряющее поле для неосновных носителей, которые теперь пролетают базу быстрее и меньшая их часть успевает рекомбинировать на пути к коллектору. Чем больше ток коллектора  $I_k$  (эмиттера  $I_o$ ), тем больше поле.

Однако с ростом  $I_k$  (уровня инжекции) растёт концентрация основных носителей в области базы, что ведёт к падению коэффициента  $\gamma$  (эффективность эмиттера), так как возрастает электронная составляющая (бесполезная) в диффузионном токе эмиттерного перехода. При малых  $I_k$  прирост  $\beta$  больше уменьшения  $\gamma$ , при средних и больших  $I_k$  наоборот.

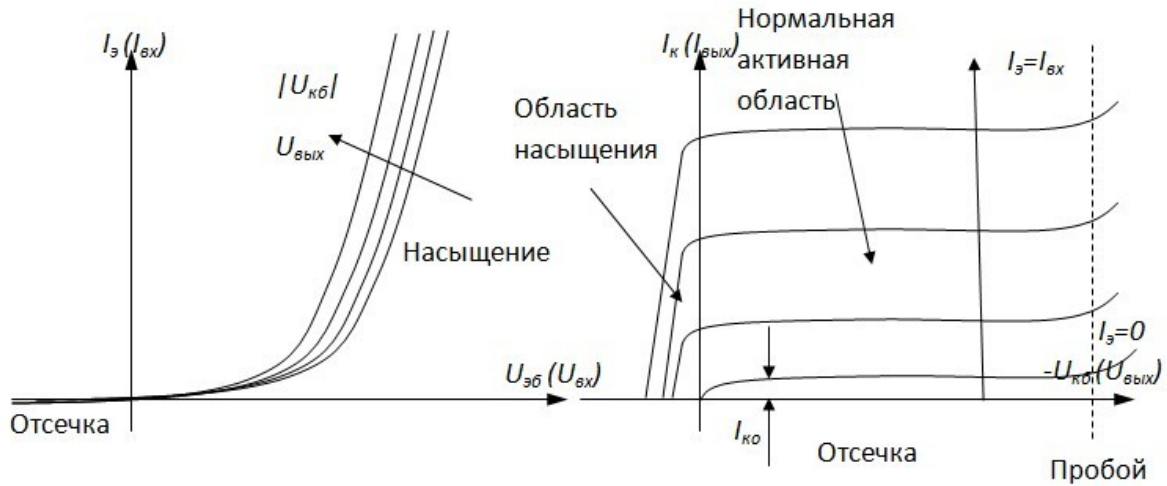
В большинстве практических случаев зависимость  $B$  от  $U_{кэ}$  и  $I_k$  не учитывают, принимая  $B = const$ . При более точных расчётах эту зависимость необходимо учитывать.

Меньшее распространение получили характеристики транзистора при включении его по схеме ОБ (см. рисунки).

Входные характеристики ОБ.

Выходные характеристики ОБ.





Сравнение характеристик ОБ с характеристиками ОЭ:

- Меньшая зависимость входного тока  $I_э$  от выходного напряжения  $U_{кб}$ .
- Выходные характеристики заходят в область, где  $U_{кб} > 0$  (насыщение).
- Меньший наклон выходных характеристик:

$$I_к = \alpha \cdot I_э + I_{к0} + \frac{\Delta U_{кб}}{r_{кб}}$$

$$r_{кб} = - \left. \frac{\partial U_{кб}}{\partial I_к} \right|_{I_э = const}$$

где  $r_{кб}$  - выходное сопротивление транзистора, включённого по схеме ОБ.

### Динамические характеристики транзистора.

Динамические характеристики связывают между собой напряжения и токи транзисторного каскада, а не транзистора, то есть они снимаются при определённом сопротивлении  $R_к$  в цепи коллектора транзистора.

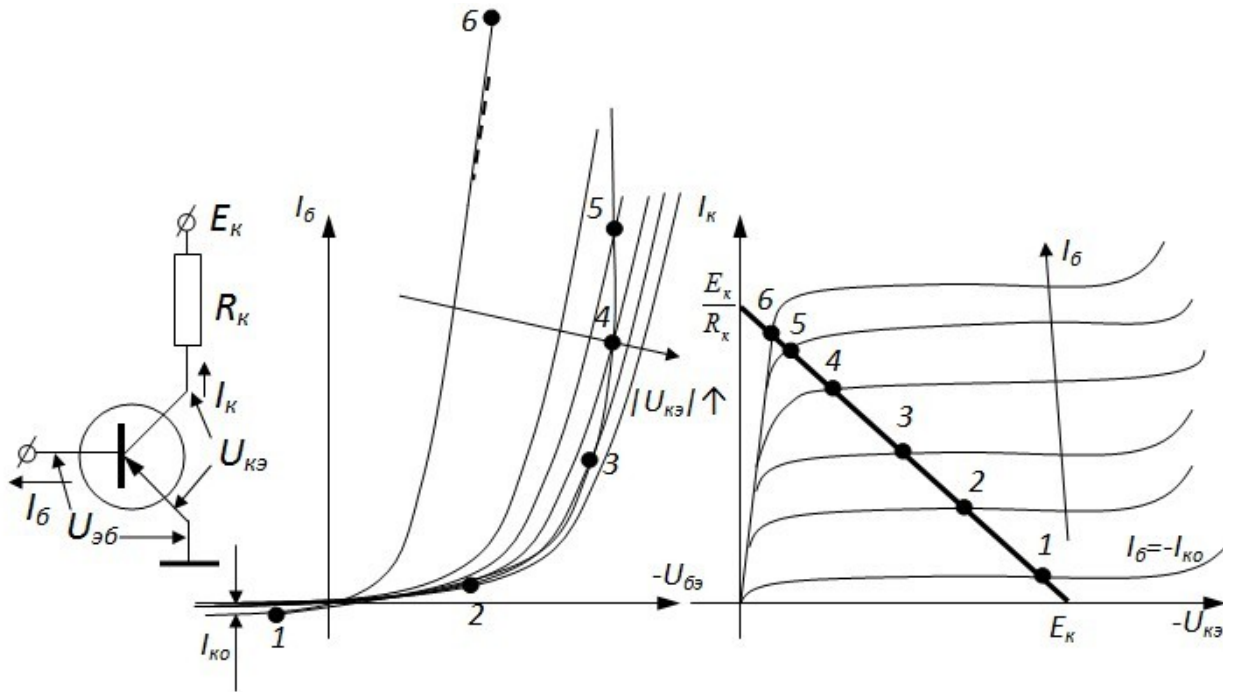
Например, для схемы ОЭ входная и выходная характеристики есть функции входного и выходного напряжений при  $R_к = const$ .

$$I_э = f_1(U_{эб})$$

при  $R_к = const$ .

$$I_к = f_2(U_{кэ})$$

при  $R_к = const$ .



Характеристика соединяет между собой точки статических характеристик, соответствующие заданному  $I_b$  и получающейся при этом разности напряжений между коллектором и эмиттером, т.е.  $U_{кэ}$ .

Действительно:

$$U_{эб} \uparrow \rightarrow I_b \uparrow \rightarrow I_k \uparrow \rightarrow U_{кэ} \downarrow$$

, так как  $|U_{кэ}| = |E_k| - I_k R_k$ ,

то есть для каждого нового  $U_{бэ}$  при  $R_k = const$  мы переходим на новую статическую характеристику

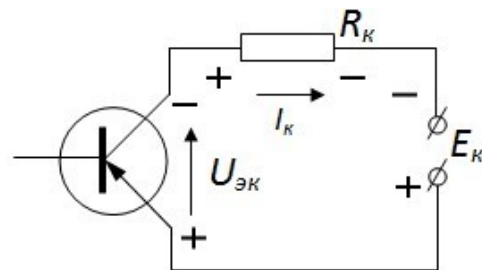
$$I_b = f(U_{бэ}, U_{кэ})$$

Выходная динамическая характеристика транзисторного каскада представляет собой прямую линию. Её уравнение получается на основании второго закона Кирхгофа для контура ( $E_k, U_{R_k}, U_{кэ}$ ).

$$E_k = U_{R_k} + U_{кэ} = I_k \cdot R_k + U_{кэ}$$

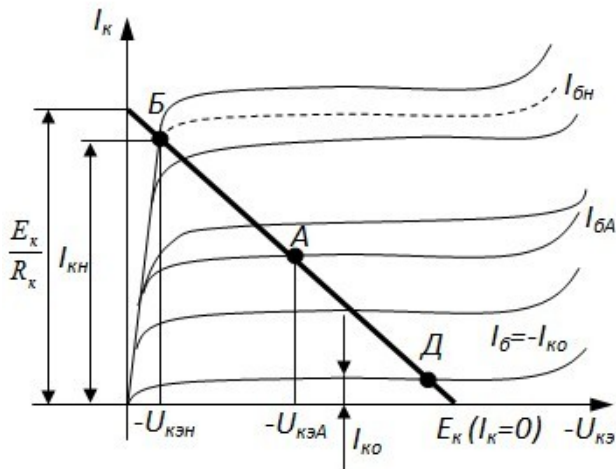
откуда

$$I_k = \frac{E_k - U_{кэ}}{R_k}$$

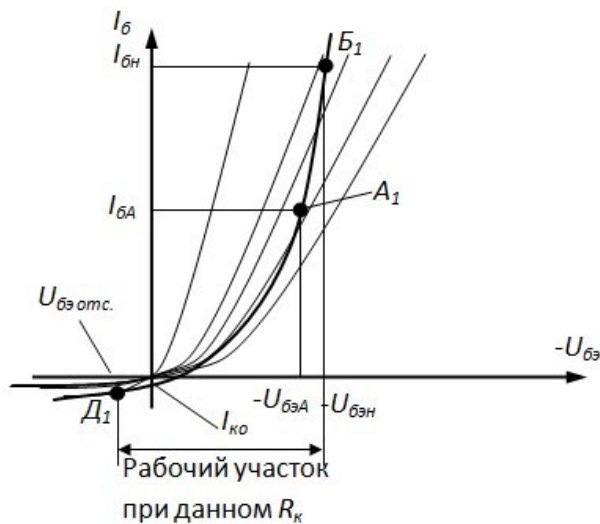


Это уравнение также называют уравнением нагрузочной прямой.  $E_k$  и  $U_{кэ}$  – абсолютные величины, соответствующие напряжению.

Построение нагрузочных прямых (характеристик) и анализ схем с их помощью очень распространены.



работы схемы ОЭ при усилении синусоидального сигнала имеют вид, представленный на рисунке.



РИСУНОК

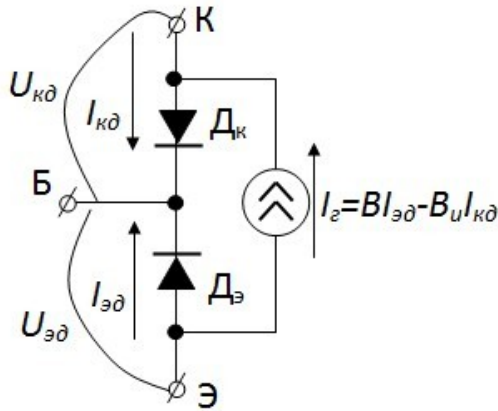
При сравнительно малых амплитудах входного сигнала усиление происходит почти без искажений (небольшие искажения связаны с непостоянством  $\beta$  и непрямолинейностью входных характеристик).

## Эквивалентные схемы транзисторов.

Методы анализа электрических цепей, с помощью которых выполняется анализ электронных схем, предполагают представление электронной схемы в виде электрической цепи, состоящей из  $R$ ,  $L$ ,  $C$  компонентов, источников тока и напряжения. Для этого диоды и транзисторы электронной схемы должны быть заменены в ней своими эквивалентными схемами. Чем точнее и полнее отражены в эквивалентной схеме свойства реального компонента, тем точнее анализ и расчёт, но тем заметнее вычислительные трудности.

### Нелинейная эквивалентная схема транзистора (для больших сигналов)

Впервые нелинейная эквивалентная схема транзистора была предложена Эберсом и Моллом в 1954 году. В дальнейшем появилось большое количество модификаций этой эквивалентной схемы, одну из которых мы и рассмотрим.



$$I'_z = B \cdot I_{\text{эδ рекомб}}$$

$$I_z = B \cdot I_{\text{эδ}} - B_u \cdot I_{\text{кδ}}$$

Такая модель отражает все четыре области работы транзистора и получена путём последовательного рассмотрения активного и инверсного активного режимов работы транзистора и их суперпозиции (что допустимо, так как процессы в базе описываются линейными уравнениями). Для нормальной активной

$$I''_z = B_u \cdot I_{\text{кδ рекомб}}$$

области:  $I'_z = B \cdot I_{\text{эδ рекомб}}$ , для инверсного активного режима:  $I''_z = B_u \cdot I_{\text{кδ рекомб}}$ . В эквивалентной схеме рассматриваются полные токи соответствующих диодов

$$I_{\text{эδ}} = I_{\text{эδ рекомб}} - I_{\text{дрейф}} = I_{\text{тэ}} \left( \exp \frac{U_{\text{эδ}}}{m \cdot \varphi_{\text{тэ}}} - 1 \right); \quad I_{\text{кδ}} = I_{\text{тк}} \left( \exp \frac{U_{\text{кδ}}}{m \cdot \varphi_{\text{тк}}} - 1 \right)$$

отличающиеся от рекомбинационных токов на величину дрейфового тока. Согласно принципу взаимности,

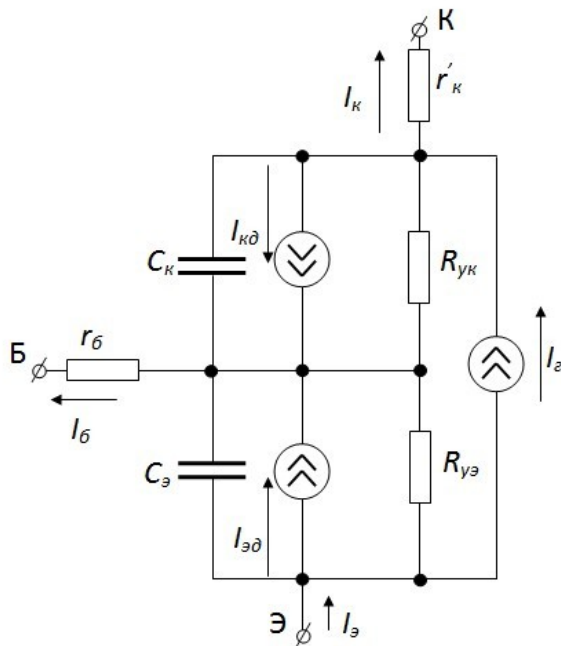
доказанному Шокли, в транзисторах должно

$$B \cdot I_{\text{тэ}} = B_u \cdot I_{\text{тк}}$$

выполняться соотношение:

откуда следует, что  $I_z$  можно выразить как  $I_z = B \cdot I_{\text{эδ}} - B_u \cdot I_{\text{кδ}}$

Теперь необходимо представить диоды их полными эквивалентными схемами, при этом будут учтены инерционные свойства транзисторов.



Здесь  $r_б$  и  $r'_к$  – объединённые сопротивления тел базы и коллектора транзистора. Для сплавных транзисторов сопротивлением  $r'_к$  можно пренебречь.  $C_э$  и  $C_k$  – ёмкости соответствующих р-п переходов, включающие зарядную и диффузную составляющие. Таким образом, получаем постоянные составляющие токов через выводы транзистора:

$$I_{\text{бсм}} = I_{\text{эδ}} + \frac{U_{\text{эδ}}}{R_{\text{уэ}}} + I_{\text{кδ}} + \frac{U_{\text{кδ}}}{R_{\text{ук}}}$$

$$I_{\text{эсм}} = I_{\text{эδ}} + \frac{U_{\text{эδ}}}{R_{\text{уэ}}} + I_z = (B + 1) \cdot I_{\text{эδ}} - B_u \cdot I_{\text{кδ}} + \frac{U_{\text{эδ}}}{R_{\text{уэ}}}$$

$$I_{\text{ксм}} = -I_{\text{кδ}} - \frac{U_{\text{кδ}}}{R_{\text{ук}}} + I_z = B \cdot I_{\text{эδ}} - (B_u + 1) \cdot I_{\text{кδ}} - \frac{U_{\text{кδ}}}{R_{\text{ук}}}$$

Кроме того, при воздействии на транзистор малого переменного тока, а также в переходных режимах, через каждый из выводов добавится ёмкостная составляющая:

$$I_{\tilde{\delta c}} = C_{\delta} \frac{dU_{\delta\delta}}{dt} + C_{\kappa} \frac{dU_{\kappa\delta}}{dt}; \quad I_{\tilde{\delta c}} = C_{\delta} \frac{dU_{\delta\delta}}{dt}; \quad I_{\tilde{\kappa c}} = C_{\kappa} \frac{dU_{\kappa\delta}}{dt}$$

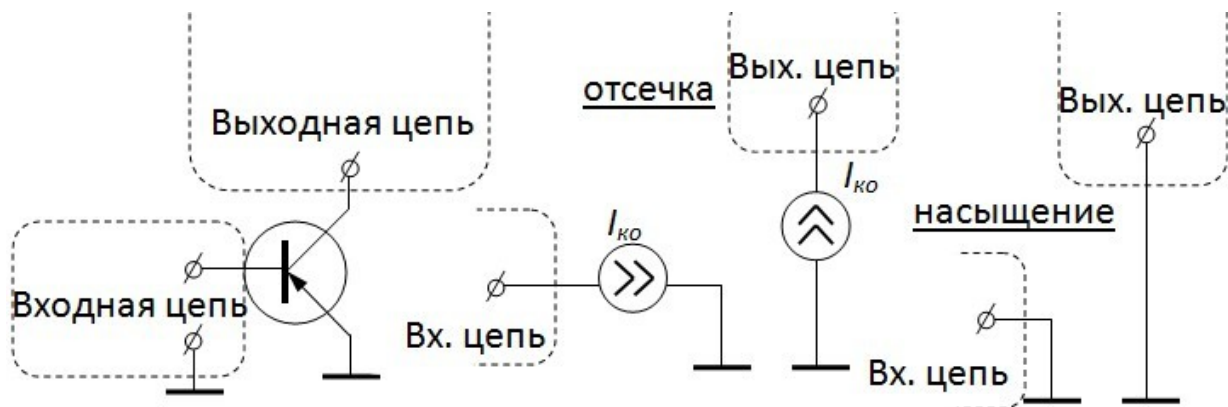
$$I_{\tilde{\delta}} = I_{\delta_{cm}} + I_{\tilde{\delta c}}; \quad I_{\tilde{\delta}} = I_{\delta_{cm}} + I_{\tilde{\delta c}}; \quad I_{\tilde{\kappa}} = I_{\kappa_{cm}} + I_{\tilde{\kappa c}}$$

Таким образом, параметрами транзистора в этой эквивалентной схеме являются:  $I_{m\delta}$ ,  $I_{m\kappa}$ ,  $m\varphi_{m\delta}$ ,  $m\varphi_{m\kappa}$ ,  $r_{\delta}$ ,  $r_{\kappa}$ ,  $C_{\delta\delta}$ ,  $C_{\delta\kappa}$ ,  $\tau$  (постоянная времени накопления заряда, связанного с эмиттерным переходом),  $\tau_u$  (постоянная времени накопления заряда, связанного с коллекторным переходом),  $B$ ,  $B_u$ ,  $R_{y\delta}$ ,  $R_{y\kappa}$ . Если учитывать зависимости  $C_{\delta\delta}$ ,  $C_{\delta\kappa}$ ,  $B$ ,  $B_u$ ,  $\tau$ ,  $\tau_u$ ,  $r_{\delta}$ ,  $r_{\kappa}$  от режима ( $I$ ,  $U$ ), то число параметров увеличится: ими становятся коэффициенты аппроксимации указанных зависимостей. Использование этой схемы приводит к заметным вычислительным трудностям, которые можно преодолеть только с помощью ЦВМ. Поэтому эта схема используется при машинных методах анализа ЭС.

При ручных методах анализа необходимы упрощения этой эквивалентной схемы.

Возможности упрощения открываются при работе транзистора в малосигнальном режиме. Тогда можно ограничиться отражением в эквивалентной схеме только активной области работы и, во-вторых, использовать в модели дифференциальные параметры, что линеаризуют схему. Линейная задача, как известно, решается значительно проще.

В ключевом режиме упрощение возможно только за счёт потери точности. Один из возможных вариантов – отдельный анализ для каждой области работы транзистора. Например:



То

есть транзистор стягивается в точку (это применимо только для германиевых транзисторов). В активной области транзистор заменяется малосигнальной эквивалентной схемой.

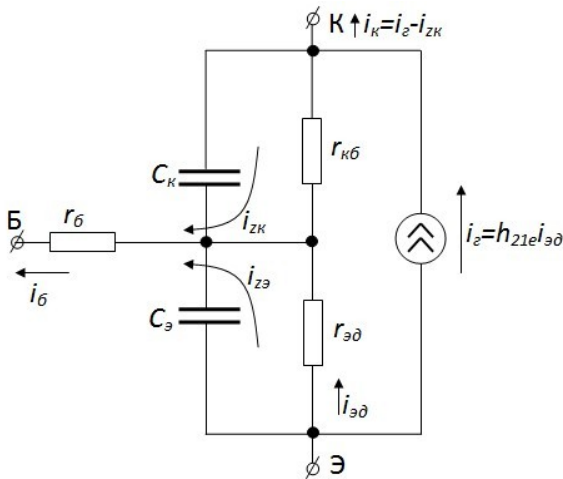
### Т-образная малосигнальная эквивалентная схема.

Основные предпосылки для упрощения полной эквивалентной схемы транзистора, работающего в малосигнальном режиме:

- 1) Транзистор может находиться только в активной области. Следовательно,  $I_{\kappa\delta} = -I_{m\kappa} = const$ ,  $C_{\kappa} = C_{\kappa\delta}$ .
- 2) Рассмотрение только малых переменных составляющих токов и напряжений означает переход к дифференциальным параметрам, тогда схема становится линейной. При этом:

$$r_{\varepsilon\delta} = \frac{dU_{\varepsilon\delta}}{dI_{\varepsilon\delta}} = \frac{m\varphi_{m\varepsilon}}{I_{\varepsilon\delta}}$$

где  $I_{\varepsilon\delta}$  – постоянная составляющая тока через диод  $D_{\varepsilon}$  в рабочей точке.  $R_{y\varepsilon}$  пренебрегаем, так как  $r_{\varepsilon\delta} \ll R_{y\varepsilon}$ .  $r_{k\delta} = R_{yк}$  (член, учитывающий модуляцию базы).



Можно показать, что  $r_{кб}$  определяется по наклону выходных характеристик транзистора, включённого по схеме ОБ.

Доказательство.

Из выходных характеристик схемы ОБ следует,

$$I_k = \alpha \cdot I_{\varepsilon} + I_{к0} + \frac{U_{кб}}{r_{кб}}$$

что . Переходя к приращениям, имеем:

$$i_k = \alpha_o \cdot i_{\varepsilon} + \frac{u_{кб}}{r_{кб}}$$

или

$$i_k = \frac{B_o}{B_o + 1} \cdot (i_{\varepsilon\delta} + B_o \cdot i_{\varepsilon\delta}) + \frac{u_{кб}}{r_{кб}} = B_o \cdot i_{\varepsilon\delta} + \frac{u_{кб}}{r_{кб}}$$

Из эквивалентной схемы следует:

$$i_k = B_o \cdot i_{\varepsilon\delta} + \frac{u_{кб}}{r_{кб}}$$

Одинаковость результатов свидетельствует о том, что  $r_{кб}$  в эквивалентной схеме есть введённое ранее дифференциальное сопротивление коллекторного перехода. Конец доказательства.

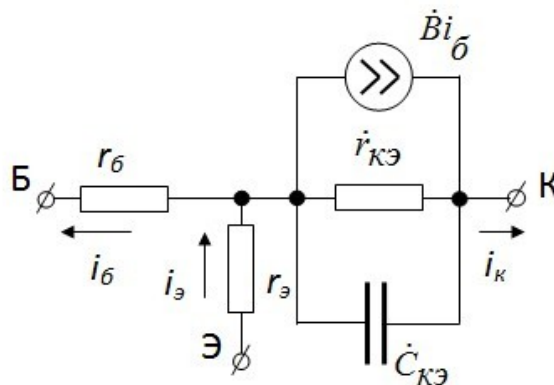
$$h_{21\beta} = \frac{i_k}{i_{\varepsilon\delta}} \cong \frac{i_k}{i_{\varepsilon\delta}}$$

- дифференциальный коэффициент усиления тока в схеме ОЭ.

$C_k = C_{зк}$ ;  $C_{\varepsilon} = C_{\varepsilon\delta} + C_{диф\ \varepsilon}$  определяются в РТ и считаются постоянными.

Таким образом, получен один из вариантов малосигнальной эквивалентной схемы транзистора.

В практике инженерных расчётов большее распространение получила несколько иная малосигнальная эквивалентная схема, называемая Т-образной (см. рисунок).



Преимущества этой схемы заключаются в том, что зависимый источник тока выражен через входной для схемы ОЭ ток базы, т.е. очевиднее основная функция транзистора – усиление

входного тока. Переход от схемы с источником  $B_0 i_{эд}$  к схеме с источником  $\dot{B} \cdot i_{\delta}$  вызывает попутно следующие изменения:

- 1) Вместо постоянного параметра  $B_0$  фигурирует зависящий от частоты учитываемых сигналов комплексный коэффициент  $\dot{B}$ . Далее будет показано, что

$$\dot{B} = \frac{B_0}{1 + j \cdot f / f_6}$$

где  $f_6$  – параметр транзистора, называемый высшей граничной частотой коэффициента усиления транзистора  $\dot{B}$ . Частотная зависимость коэффициента  $\dot{B}$  в Т-образной эквивалентной схеме отражает те же свойства транзистора, которые в предыдущей схеме отражала ёмкость  $C_3$ . Поэтому в Т-образной схеме ёмкость  $C_3$  отсутствует.

- 2) Параметры  $r_{кб}$  и  $C_k$  заменяются соответствующими комплексными параметрами:

$$\dot{r}_{кб} = \frac{r_{кб}}{B+1} \quad \dot{C}_k = C_k (\dot{B} + 1)$$

и

### Процедура получения Т-образной эквивалентной схемы транзистора.

Рассмотрим подробнее переход к Т-образной схеме. Вначале заменим  $i_{эд}$  на  $i_{\delta}$  в выражении зависимого источника тока:

$$i_{эд} = i_{\delta} - i_{с3} - i_{зк}; \quad i_2 = B_0 \cdot i_{эд} = B_0 \cdot (i_{\delta} - i_{с3} - i_{зк})$$

(1)

$$r_{кб} \parallel \frac{1}{j\omega C_k}$$

где  $i_{с3}$  – ток через  $C_3$ ,  $i_{зк}$  – ток через

Ток  $i_{с3}$  связан с током  $i_{\delta}$  следующим образом:

$$(i_{\delta} - i_{зк}) \cdot \left( r_{эд} \parallel \frac{1}{j\omega C_3} \right) = i_{с3} \cdot \frac{1}{j\omega C_3}$$

, то есть

$$i_{с3} = \frac{(i_{\delta} - i_{зк}) \cdot r_{эд}}{1 + j\omega \cdot r_{эд} \cdot C_3} \cdot j\omega C_3$$

Нетрудно убедиться в том, что

$$r_{эд} C_3 \cong \frac{m\varphi_{мэ}}{I_{эд}} \cdot \frac{\tau}{m\varphi_{мэ}} \cdot I_{эд} = \tau$$

$$C_3 = C_{33} + C_{диф3} \approx C_{диф3} \quad (C_{диф3} \gg C_{33})$$

(приближение имеет место, так как



Тогда

$$i_{c3} = (i_{\phi} - i_{zk}) \cdot \frac{j\omega\tau}{1 + j\omega\tau} \quad (2)$$

Подставим (2) в (1):

$$i_z = B_o \cdot \left[ i_{\phi} \cdot \left( 1 - \frac{j\omega\tau}{1 + j\omega\tau} \right) - i_{zk} \left( 1 - \frac{j\omega\tau}{1 + j\omega\tau} \right) \right] = \dot{B} \cdot (i_{\phi} - i_{zk})$$

$$\dot{B} = \frac{B_o}{1 + j\omega\tau}$$

где

Теперь составим уравнение для тока коллектора:

$$i_k = B_o i_{\phi\partial} - i_{zk} = \dot{B} \cdot (i_{\phi} - i_{zk}) - i_{zk} = \dot{B} \cdot i_{\phi} - (\dot{B} + 1) \cdot i_{zk}$$

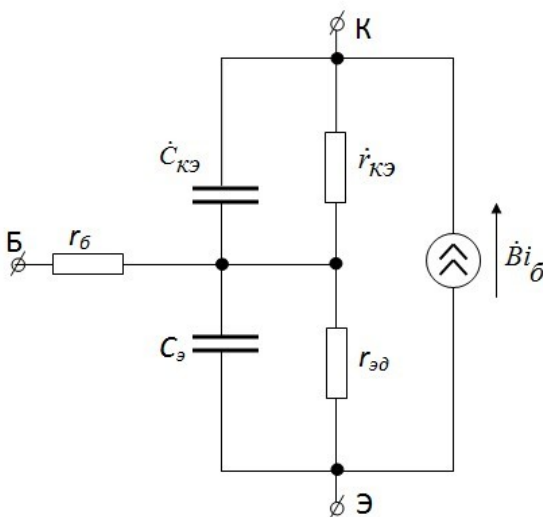
$$\dot{B} \cdot i_{\phi} \qquad (\dot{B} + 1)$$

Отсюда видно, что замена  $B_o i_{\phi\partial}$  на  $\dot{B} \cdot i_{\phi}$  требует увеличение тока  $i_{zk}$  в  $(\dot{B} + 1)$  раз. Следовательно, имеем:

$$\dot{i}_{k3} = \frac{r_{кб}}{\dot{B} + 1} \quad \dot{C}_{к3} = C_k \cdot (\dot{B} + 1)$$

и

Итак, мы получили схему, изображённую на рисунке.



эквивалентной схемы.

Окончательный переход к Т-образной системе осуществляется следующим образом:

- 1) Пренебрегаем  $C_3$ , поскольку её основное влияние учтено в частотной зависимости  $\dot{B}$ .

Если бы мы пренебрегли ёмкостью  $C_3$  до замены  $B_o i_{\phi\partial}$  на  $\dot{B} \cdot i_{\phi}$ ,

то получили бы, что ток зависимого источника был бы в  $B_o$  раз больше  $i_{\phi}$  во всём диапазоне частот, что не соответствует действительности.

Сейчас пренебрежение  $C_3$  не приводит к заметному уменьшению точности

- 2) Переносим источник  $\dot{B} \cdot i_{\phi}$ : подключаем его между узлом «К» и средним узлом схемы. При этом через сопротивление  $r_{\phi\partial}$  потечёт ток примерно в  $(\dot{B} + 1)$  раз больший, то

есть для сохранения прежних падений напряжения нужно сопротивление  $r_{\varepsilon 0}$  уменьшить в  $(\dot{B} + 1)$  раз:

$$r_{\varepsilon} = \frac{r_{\varepsilon 0}}{\dot{B} + 1}$$

### Параметры малосигнальной Т-образной схемы.

$$f_{\varepsilon} = \frac{1}{2\pi\tau}$$

Коэффициент усиления по току равен  $B_0$ , а  $\dot{B}$  для  $\dot{B}$  и её графического отображения (см. рисунок).

РИСУНОК.

$$\dot{B} = \frac{B_0}{1 + j\omega\tau} = \frac{B_0}{1 + j \cdot \frac{\omega}{\omega_{\varepsilon}}} = \frac{B_0}{1 + j \cdot \frac{f}{f_{\varepsilon}}}$$

$$\omega_{\varepsilon} = \frac{1}{\tau}$$

где  $\omega_{\varepsilon}$  (часто эффективное время жизни неосновных носителей в базе  $\tau$  обозначают  $\tau_{\varepsilon}$  и называют постоянной времени коэффициента  $B$ ).

Модуль  $|\dot{B}|$  определяется так:

$$|\dot{B}| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{\varepsilon}}\right)^2}}$$

$r_{\varepsilon}$  обычно рассчитывают по формуле:

$$r_{\varepsilon} = \frac{m\varphi_{m\varepsilon}}{I_{\varepsilon A}}$$

где  $I_{\varepsilon A}$  – постоянная составляющая тока эмиттера в рабочей точке А. Частотной зависимостью  $r_{\varepsilon}$  пренебрегают.

И, наконец, параметры  $r_{\varepsilon 0}$ ,  $r_{\kappa 0}$  и  $C_{\kappa}$ , смысл которых был пояснён ранее.

Порядки численных значений параметров представлены ниже.

$B_0$  – десятки,  $f_{\varepsilon}$  – десятки килогерц (у бездрейфовых транзисторов) и до 100 МГц (у современных дрейфовых), т.е. различаются у разных типов на 3-4 порядка.

$r_{\varepsilon}$  сильно зависит от  $I_{\varepsilon A}$ . Для маломощных транзисторов типичны  $I_{\varepsilon A} = 0,5 - 5$  мА. Поэтому:

$$r_{\varepsilon} = \frac{26 мВ}{I_{\varepsilon A}}$$

составляет единицы – десятки Ом.

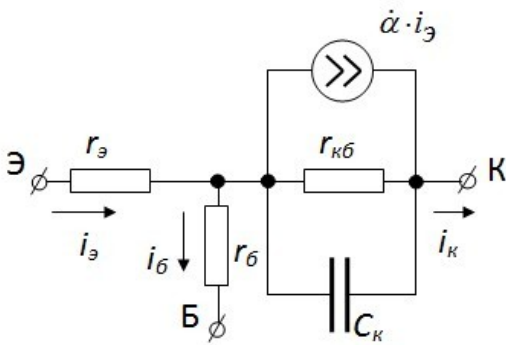
$r_{кб}$  – сотни кОм – мегаомы.

$C_k = C_{\varepsilon k}$  – единицы – десятки пФ.

$r_{\delta}$  – 20 – 200 Ом.

### Варианты Т-образной схемы с источником $\dot{\alpha} \cdot i_{\varepsilon}$ .

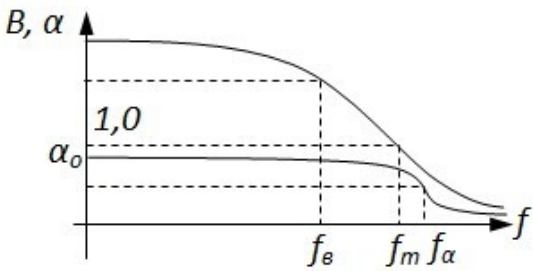
Эта разновидность эквивалентной схемы удобнее, если анализируется схема ОБ.



Частотная зависимость  $\alpha$  также является следствием наличия диффузионной ёмкости эмиттерного перехода.

$$\alpha = \frac{\dot{B}}{\dot{B} + 1} = \frac{B_o}{\left(1 + j \cdot \frac{f}{f_s}\right) \cdot \left(\frac{B_o}{1 + j \cdot \frac{f}{f_s}} + 1\right)} = \frac{B_o}{B_o + 1 + j \cdot \frac{f}{f_s}} = \frac{B_o}{(B_o + 1) \cdot \left(1 + j \cdot \frac{f}{(B_o + 1)f_s}\right)} =$$

$$= \frac{\alpha_o}{1 + j \cdot \frac{f}{f_\alpha}}, \text{ где } f_\alpha = (B_o + 1)f_s$$



Высшая граничная частота коэффициента  $\alpha$  в  $B_o + 1$  раз выше частоты  $f_s$ , что и объясняет лучшие частотные свойства схемы ОБ по сравнению со схемой ОЭ в тех случаях, когда постоянным является ток входного электрода, т.е. на входе схемы включен генератор тока ( $R_{\text{вх}} \ll R_c$ ). По аналогии с формулой

$$f_s = \frac{1}{2\pi\tau_s} \qquad f_\alpha = \frac{1}{2\pi\tau_\alpha}$$

вводится формула и тогда

$$\tau_\alpha = \frac{\tau_s}{B_o + 1}$$

- постоянная времени коэффициента  $\alpha$ .

Иногда в справочниках вместо  $f_\alpha$  или  $f_s$  приводится так называемая частота усиления  $f_m$ .

Это частота, на которой модуль коэффициента равен 1.  $f_m$  несколько меньше  $f_\alpha$ .

Таким образом, частотные свойства транзистора характеризуются одним из следующих параметров:  $f_s, f_\alpha, f_m, \tau_s, \tau_\alpha$ , которые могут быть пересчитаны один в другой, а также ёмкостью  $C_\kappa$ . Желание характеризовать частотные свойства одним параметром привело к появлению параметра  $f_{\text{макс}}$  – высшей частоты генерации. Это такая частота, на которой транзистор ещё может давать усиление по мощности:

$$f_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{\alpha_o f_\alpha}{30 \cdot r_\delta C_\kappa}}$$

Соотношения между  $f_s, f_\alpha, f_m$ :

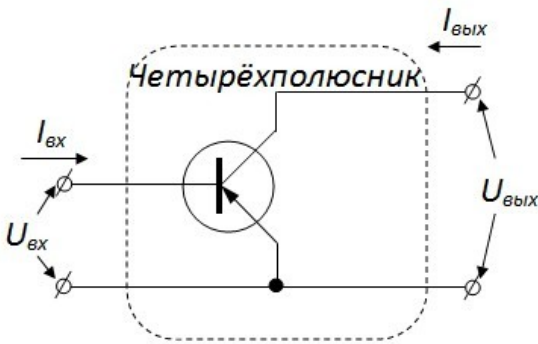
$$f_m = f_\epsilon \sqrt{B_o^2 - 1} \approx B_o f_\epsilon \quad \tau_\epsilon = \frac{1}{2\pi \cdot f_\epsilon} \quad f_m = |\dot{B}| \cdot f_{uзм}$$

$$f_\alpha = (B_o + 1) \cdot f_\epsilon \quad f_m \cong \alpha_o \cdot f_\alpha \quad \tau_\alpha = \frac{1}{2\pi \cdot f_\alpha} \quad \tau_\epsilon \cong \frac{B_o}{2\pi \cdot f_m} \quad \tau_\alpha = \frac{\tau_\epsilon}{1 + B}$$

**Транзистор как линейный четырёхполюсник.  
Схемы замещения транзистора.**

Рассмотренные в предыдущих параграфах эквивалентные схемы могут быть названы физическими или моделирующими по той причине, что их структура и параметры получены из физических соображений, путём моделирования электрическими цепями тех или иных процессов в приборах.

Возможен и другой чисто феноменологический подход. Транзистор представляется как линейный четырёхполюсник (это возможно на малом сигнале). Четырёхполюсник, как известно, характеризуется четырьмя параметрами. Эти параметры определяются экспериментально. Схема замещения – это представление четырёхполюсника некоторой электрической цепью, параметры которой определяются указанными четырьмя параметрами четырёхполюсника ( $R_{вх}, R_{вых}, K_1, K_2$ ). Приведём в качестве примера схему ОЭ.



Переменные:  $U_{вх}, I_{вх}, U_{вых}, I_{вых}$ . Две из них – независимые, а две остальные связаны с ними функционально. Эти функциональные зависимости устанавливаются опытным путём. Какие же переменные выбрать в качестве независимых?

Так как рассматриваемая схема имеет сравнительно небольшое входное и достаточно высокое выходное сопротивления, то удобнее всего выбрать как независимые  $I_{вх}$  (легко может выполняться условие генератора тока на входе, т.е.

$R_{ист} \gg R_{вх}$ ) и  $U_{вых}$  (на высокоомном выходе легко установить нужное напряжение). Присвоим входным переменным индекс 1, а выходным – индекс 2. Тогда:

$$\begin{aligned} U_1 &= f_1(I_1, U_2) \\ I_2 &= f_2(I_1, U_2) \end{aligned} \tag{1}$$

Перейдём от (1) к приращениям.

$$\begin{cases} u_1 = \frac{\partial U_1}{\partial I_1} \cdot i_1 + \frac{\partial U_1}{\partial U_2} \cdot u_2 \\ i_2 = \frac{\partial I_2}{\partial I_1} \cdot i_1 + \frac{\partial I_2}{\partial U_2} \cdot u_2 \end{cases} \tag{2}$$

При малом сигнале зависимости считаются линейными, а потому частные производные постоянны и их можно рассматривать как параметры транзистора:

$$h_{11} = \left. \frac{\partial U_1}{\partial I_1} \right|_{u_2=0}$$

- входное сопротивление (режим короткого замыкания на выходе);

$$h_{12} = \left. \frac{\partial U_1}{\partial U_2} \right|_{i_1=0}$$

- характеризует внутреннюю обратную связь по напряжению (режим холостого хода на входе);

$$h_{21} = \left. \frac{\partial I_2}{\partial I_1} \right|_{u_2=0}$$

- коэффициент усиления по току;

$$h_{22} = \left. \frac{\partial I_2}{\partial U_2} \right|_{i_1=0}$$

- выходная проводимость.

Или в виде системы:

$$\begin{cases} u_1 = h_{11} \cdot i_1 + h_{12} \cdot u_2 \\ i_2 = h_{21} \cdot i_1 + h_{22} \cdot u_2 \end{cases}$$

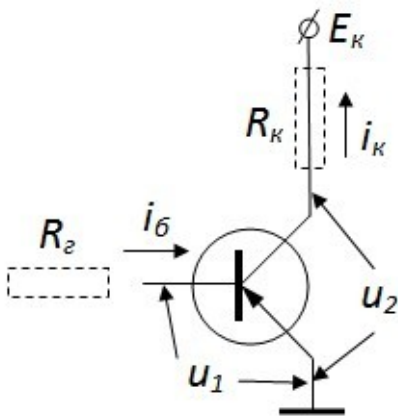
(3)

Будем называть коэффициенты, являющиеся параметрами четырёхполюсника, *h*-параметрами.

Эти параметры зависят:

- от положения рабочей точки;
- от частоты выходного сигнала и на высоких частотах становятся комплексными;
- от схемы включения транзистора;
- от температуры.

### Экспериментальное определение *h*-параметров.



$$h_{11\beta} = \frac{u_{\beta\alpha}}{i_{\beta}}$$

при коротком замыкании выхода, то есть при отсутствии в цепи коллектора сопротивления.

$$h_{21\beta} = \frac{i_{\kappa}}{i_{\beta}}$$

при коротком замыкании выхода, то есть при отсутствии в цепи коллектора сопротивления.

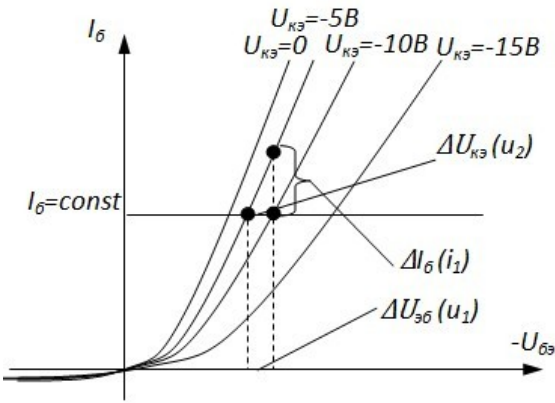
$$h_{12\beta} = \frac{u_1}{u_2}$$

при холостом ходе на входе, то есть при  $I_{\beta} = const$ , что обеспечивается при большом внутреннем сопротивлении источника сигнала.

$$h_{22\vartheta} = \frac{i_k}{u_2}$$

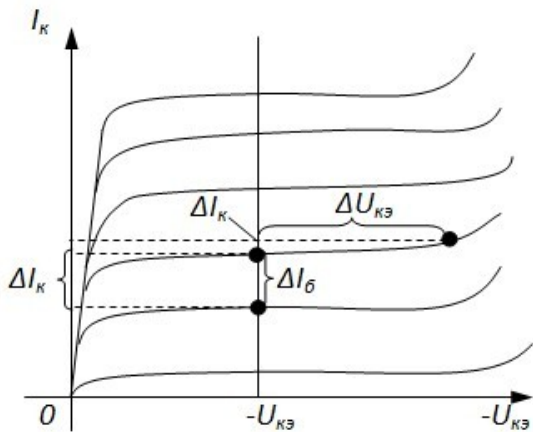
при холостом ходе на входе, то есть при  $I_{\delta} = const$ , что обеспечивается при большом внутреннем сопротивлении источника сигнала.

**Определение h-параметров по характеристикам.**



$$h_{11\vartheta} = \left. \frac{\Delta U_{\delta\vartheta}}{\Delta I_{\delta}} \right|_{\Delta U_{k\vartheta}=0; U_{k\vartheta}=const}$$

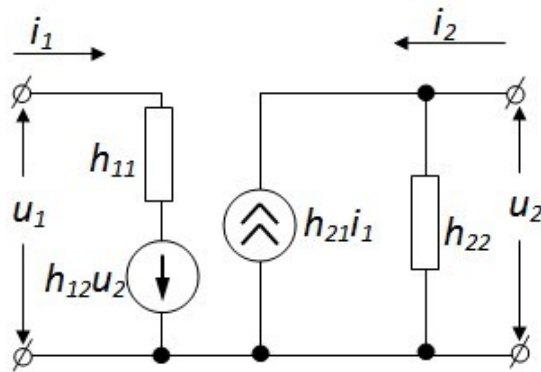
$$h_{12\vartheta} = \left. \frac{\Delta U_{\delta\vartheta}}{\Delta U_{k\vartheta}} \right|_{\Delta I_{\delta}=0; I_{\delta}=const}$$



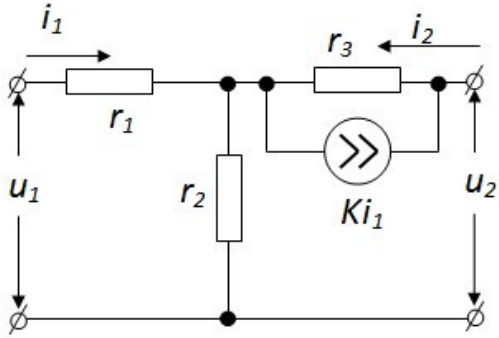
$$h_{21\vartheta} = \left. \frac{\Delta I_k}{\Delta I_{\delta}} \right|_{U_{k\vartheta}=const}$$

$$h_{22\vartheta} = \left. \frac{\Delta I_k}{\Delta U_{k\vartheta}} \right|_{I_{\delta}=const}$$

На рисунке ниже приведена эквивалентная схема, составленная по уравнениям системы (3).



Можно составить и другие схемы замещения транзистора как четырёхполюсника. Например, Т-образная схема транзистора для низких частот. В этой схеме  $r_1, r_2, r_3$  и  $K$  нужно получить не из физических соображений, а выразить их через  $h$ -параметры.

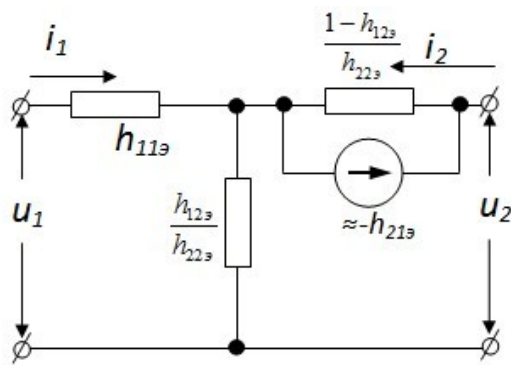


а) 
$$h_{11э} = \left. \frac{u_1}{i_1} \right|_{u_2=0} = r_1 - (K-1) \cdot \frac{r_2 \cdot r_3}{r_2 + r_3}$$

б) 
$$h_{12э} = \left. \frac{u_1}{u_2} \right|_{i_1=0} = \frac{r_2}{r_2 + r_3}$$

в) 
$$h_{21э} = \left. \frac{i_2}{i_1} \right|_{u_2=0} = -K + (K-1) \cdot \frac{r_2}{r_2 + r_3}$$

г) 
$$h_{22э} = \left. \frac{i_2}{u_2} \right|_{i_1=0} = \frac{1}{r_2 + r_3}$$



$$r_2 = \frac{h_{12э}}{h_{22э}}$$

$$r_3 = \frac{1 - h_{12э}}{h_{22э}}$$

Из б) и г) имеем, что  $h_{12э} = h_{22э} \cdot r_2$ . Из г) получаем  $h_{22э} = \frac{1}{r_2 + r_3}$ . Из в) определяем  $K$ :

$$K = -\frac{h_{21э} + h_{12э}}{1 - h_{12э}} \approx -h_{21э} \quad r_1 = h_{11э} - \frac{h_{12э} \cdot (-h_{21э} + 1)}{h_{22э}}$$

. И, наконец, из а) получаем:

. Таким образом:

$$r_б = h_{11э} - \frac{h_{12э} \cdot (-h_{21э} + 1)}{h_{22э}}$$

$$r_э = \frac{h_{12э}}{h_{22э}}$$

$$B = -h_{21э}$$

$$r_{кэ} \cong \frac{1}{h_{22э}}$$

**у-параметры.**



Другой употребимой системой параметров являются у-параметры. Они получаются, если выразить в качестве независимых переменных  $U_1$  и  $U_2$ :

$$\begin{cases} I_1 = f_1(U_1, U_2) \\ I_2 = f_2(U_1, U_2) \end{cases} \quad \begin{cases} u_i = \frac{\partial I_1}{\partial U_1} \cdot u_1 + \frac{\partial I_1}{\partial U_2} \cdot u_2 \\ i_2 = \frac{\partial I_2}{\partial U_1} \cdot u_1 + \frac{\partial I_2}{\partial U_2} \cdot u_2 \end{cases}$$

Откуда имеем у-параметры:

$$y_{11} = \left. \frac{\partial I_1}{\partial U_1} \right|_{U_2 = \text{const}, u_2 = 0}$$

- входная проводимость (короткое замыкание на выходе).

$$y_{12} = \left. \frac{\partial I_1}{\partial U_2} \right|_{U_1 = \text{const}, u_1 = 0}$$

- проходная проводимость (короткое замыкание на входе).

$$y_{21} = \left. \frac{\partial I_2}{\partial U_1} \right|_{U_2 = \text{const}, u_2 = 0}$$

- переходная проводимость, иногда называемая крутизной переходной характеристики  $I_{\text{вых}} = f(U_{\text{вх}})$  (короткое замыкание на выходе).

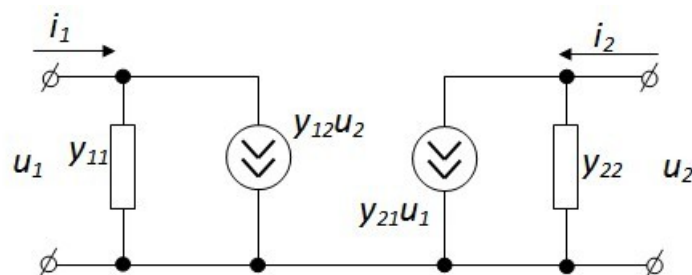
$$y_{22} = \left. \frac{\partial I_2}{\partial U_2} \right|_{U_1 = \text{const}, u_1 = 0}$$

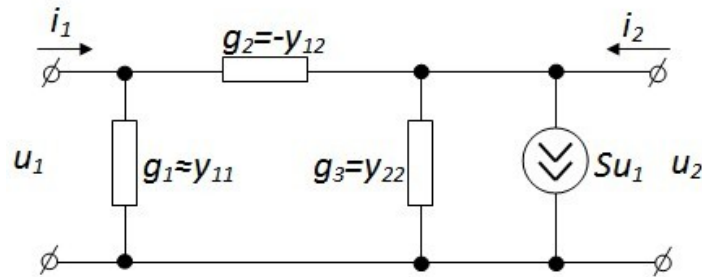
- выходная проводимость (короткое замыкание на входе).

$$y_{22} \neq h_{22}$$

, так как измеряются при различных условиях (короткое замыкание и холостой ход на входе).

В соответствие с у-параметрами можно построить двухгенераторную схему замещения.





Более удобной является П-образная схема замещения, в которой проводимости  $g_1$ ,  $g_2$ ,  $g_3$  и  $S$  выражаются через у-параметры.

$$g_1 = y_{11} + y_{12} \cong y_{11}$$

$$g_2 = -y_{12}$$

$$g_3 = y_{22} + y_{12} \cong y_{22}$$

$$S = y_{21} - y_{12} \cong y_{21}$$

у-параметры также как и h-параметры зависят от схемы включения транзистора, положения рабочей точки, частоты и температуры.

Между h- и у-параметрами существует следующая связь:

$$\begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{h_{11}} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -h_{12} \\ h_{21} & \Delta h \end{bmatrix} \quad \Delta h = h_{11} \cdot h_{22} - h_{21} \cdot h_{12} \quad y_{11} = \frac{1}{h_{11}} \quad y_{12} = -\frac{h_{12}}{h_{11}} \quad y_{21} = \frac{h_{21}}{h_{11}}$$

(то есть коэффициент усиления по току есть крутизна, умноженная на входное сопротивление);

$$y_{22} = \frac{\Delta h}{h_{11}}$$

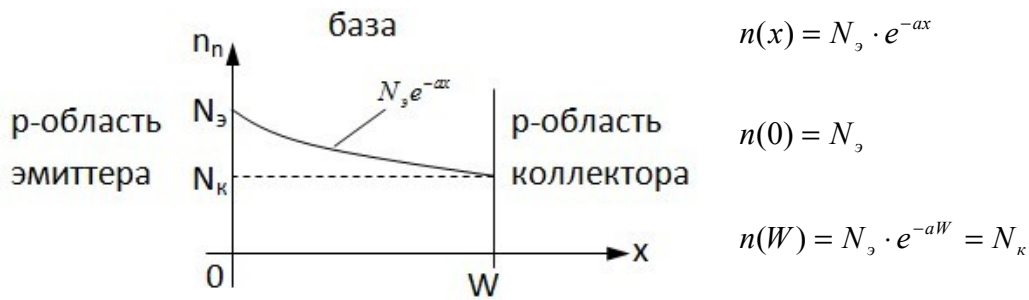
Следовательно, всегда можно справочные h-параметры пересчитать в у-параметры.

### **Сравнение формальных и физических моделей.**

1. Если h-параметры измерены в том режиме, в котором работает реальная схема, то они точнее характеризуют транзистор. В противном случае предпочтение следует отдать Т-образной физической малосигнальной схеме, так как зависимости её параметров от режима известны, а для h- или у-параметров они могут быть получены только путём трудоёмких экспериментов.
2. На высших частотах h- и у-параметры становятся комплексными – их измерение и использование затрудняются. Поэтому в этом случае лучше использовать физическую модель.

### **Дрейфовые транзисторы.**

Транзисторы, изготовленные по диффузионной технологии, имеют неоднородное (неравномерное) распределение примесей в базе. Это приводит к возникновению в базе электрического поля, направленного в р-п-р транзисторах от эмиттера к коллектору и, следовательно, ускоряющего движение инжектированных дырок. Также транзисторы, у которых неосновные носители тока в базе перемещаются преимущественно под действием сил дрейфа в электрическом поле, называются дрейфовыми.



$$a = \frac{1}{W} \cdot \ln \frac{N_э}{N_к}$$

$$j_n = j_{\text{диф}} + j_{\text{дрейф}} = qD_n \frac{dn}{dx} + q\mu_n nE = 0$$

, откуда следует, что напряжённость поля в базе будет равна

$$E = -\frac{D_n}{\mu_n n} \cdot \frac{dn}{dx} = -\varphi_m \frac{d \ln n}{dx}$$

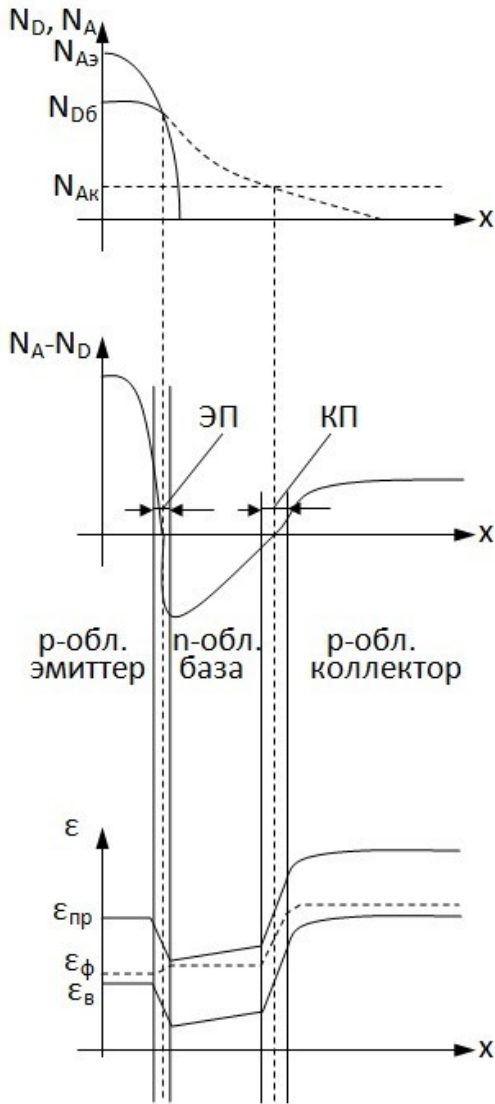
$$\ln n = \ln N_э e^{-ax} = \ln N_э - ax$$

$$E = \varphi_m a, \text{ где } a = \frac{1}{W} \cdot \ln \frac{N_э}{N_к}$$

Таким образом, поле в базе постоянно, то есть не зависит от координаты  $x$  при экспоненциальном распределении примесей.

$$E = \frac{\varphi_m}{W} \cdot \ln \frac{N_э}{N_к} \quad a = \frac{E}{\varphi_m}$$

, где  $a$  называется коэффициентом поля.



Концентрация доноров в базе возле эмиттера больше, чем возле коллектора, а это приводит к наклону энергетических уровней. Ясно, что такой наклон энергетических уровней способствует движению дырок к коллектору.

Результат: время пролёта дырок через базу (ранее обозначенное как  $\tau_a$ ) уменьшается, а  $f_a$  растёт. Более быстрый перенос дырок через базу способствует увеличению коэффициента переноса  $\beta$ , а следовательно и  $\alpha$  с  $B$ . Однако увеличение  $f_a$  происходит быстрее, чем  $B$ , поэтому у дрейфовых транзисторов более высокими оказываются и значения  $f_e$ .

$$f_e = \frac{f_a}{B + 1}$$

Таким образом, отличия дрейфовых транзисторов от бездрейфовых заключаются в лучших числовых значениях ряда параметров, а системы параметров и эквивалентные схемы остаются прежними.

Для того, чтобы сделать транзистор более высокочастотным, нужно увеличивать коэффициент поля, но этому препятствует уменьшение эффективности эмиттера  $\gamma$  (при увеличении  $N_e$ ) и невозможность уменьшения  $N_k$ , так как при этом снижается рабочий диапазон температур. Можно уменьшать толщину базы, но только лишь до тех пор, пока это допускают требуемые пробивные напряжения коллекторного перехода (чтобы не было перекрытия базы).

### Предельные эксплуатационные параметры транзистора.

$T_{\text{макс}}$  – максимальная температура (в градусах Цельсия), при которой может работать транзистор.

$$T_{\text{макс}} = 70 - 100^\circ\text{C}$$

$$T_{\text{макс}} \cong 120 - 200^\circ\text{C}$$

Для германиевых транзисторов

, для кремниевых

$P_{\text{макс}}$  – максимальная мощность, рассеиваемая прибором. Складывается из  $P_{\text{э макс}}$  и  $P_{\text{к макс}}$ . Но, обычно  $P_{\text{к}} \gg P_{\text{э}}$ , и при расчётах выбирают транзистор по  $P_{\text{к}}$ :

$$P_{\text{к}} < P_{\text{к макс}}$$

$$P_{\text{макс}} = \frac{T_{\text{макс}} - T_{\text{окр}}}{R_t}$$

- ограничение по мощности связано с нагревающим прибором из-за рассеивания мощности и нужно, чтобы при этом  $T < T_{\text{макс}}$ .

В числителе приведено допустимое приращение  $T$  из-за выделения мощности,  $R_t$  –

тепловое сопротивление.  $T_{\text{окр}} \uparrow$ , допустимое приращение  $T \downarrow$  и  $P_{\text{макс}} \downarrow$ . То есть  $P_{\text{макс}}$  – функция

$T_{окр}$ .  $R_t$  у маломощных транзисторов примерно равно нескольким десяткам градусов на милливатт. Пусть в справочнике для МП20 дано:

$$T_{макс} = 85^{\circ}C; R_t = 0,33 \frac{^{\circ}C}{mW}; P_{макс} = 150 mW \quad T_{окр} > 35^{\circ}C$$

$T_{окр} = 70^{\circ}C$  (при  $T_{окр} > 35^{\circ}C$ ). Транзистор работает при

. Необходимо, чтобы:

$$P_k < \frac{85^{\circ}C - 70^{\circ}C}{0,33 \frac{^{\circ}C}{mW}} = 45 mW$$

Для мощных транзисторов важно уменьшать  $R_t$ . Так, для П210:  
 $T_{макс} = 70^{\circ}C; R_t = 0,001 \frac{^{\circ}C}{mW} \quad T_{окр} = 70^{\circ}C$

. Следовательно, при

$$P_{макс} = \frac{70^{\circ}C - 25^{\circ}C}{0,001 \frac{^{\circ}C}{mW}} = 45 W$$

Снижение  $R_t$  обеспечивается увеличением поверхности корпуса, её чернением, применением дополнительных теплоотводов (радиаторов). Корпус транзистора монтируется на радиаторы

$$R_t < 0,001 \frac{^{\circ}C}{mW}$$

через изоляционную прокладку (с  $0,1 \frac{^{\circ}C}{W}$ ). Если изолируется тонким слоем

$$0,1 \frac{^{\circ}C}{W}$$

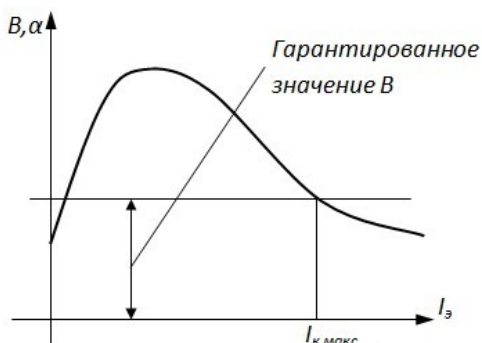
эпоксидной смолы, то можно получить

**Предельные напряжения.** Чаще всего указывается  $U_{кэ макс}$ . Ограничения объясняются двумя причинами:

1. При запириании перехода область пространственного заряда распространяется в основном в менее легированную базовую область. То же происходит и со стороны эмиттера. Эти области могут соединиться (прокол базы). Транзистор теряет свои свойства и, если нет ограничивающих сопротивлений, выходит из строя.
2. В широких переходах (образуются при больших обратных смещениях) возможен так называемый внешний пробой.

Иногда назначают  $U_{кб макс}$  и  $U_{эб макс}$ .

**Предельные токи.** Ограничения на токи назначают по следующим причинам: внутри корпуса могут перегореть тонкие выводы электродов. У мощных транзисторов ограничения на ??? меньше (?) коэффициента усиления по току  $B$ .



В импульсе допускаются большие значения тока в режиме переключения.

### Обозначения транзисторов.

При выборе типов транзисторов для разрабатываемой схемы инженеру в первую очередь нужно знать параметры  $P_{\max}$  и  $f_a$  (или  $f_v$ , или  $f_{\max}$ ).

Обозначения транзисторов связаны с их классификацией по частоте и мощности. Кроме того, в обозначении указывается тип полупроводника.

Первый символ: Г (или 1) – германий, К (или 2) – кремний, А (или 3) – арсенид галлия.

Второй символ: Т – транзистор, Д – диод, Ф – фотоприбор, И – туннельный диод, С – стабилитрон, Н – неуправляемый многослойный переключательный прибор, У – управляемый многослойный переключательный прибор (тиристор).

Далее идёт число (трёхразрядное), которое говорит о  $P_{\max}$  и  $f_a$ . Ниже приведена таблица этих чисел в зависимости от  $P_{\max}$  и  $f_a$ .

	Малая мощность $P_k < 0,3 \text{ Вт}$	Средняя мощность $0,3 \text{ Вт} < P_k < 1,5 \text{ Вт}$	Большая мощность $P_k > 1,5 \text{ Вт}$
Низкая частота $f_a < 3 \text{ МГц}$	101-199	401-499	701-799
Средняя частота $3 \text{ МГц} < f_a < 30 \text{ МГц}$	201-299	501-599	801-899
Высокая частота $f_a > 30 \text{ МГц}$	301-399	601-699	901-999

Последний символ: буква (её может и не быть) – номер модификации.

Например, 2Т319 или КТ319 – кремниевый транзистор (маломощный, высокочастотный).

Такая система обозначений была введена в 1964 г. Приборы более ранних разработок обозначаются иначе. Транзисторы имеют в обозначении букву П (что означает плоскостный тип) и число. Например, П13А, МП42, П416Б (число здесь не связано с приведённой выше таблицей).

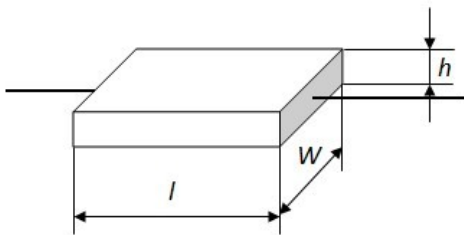
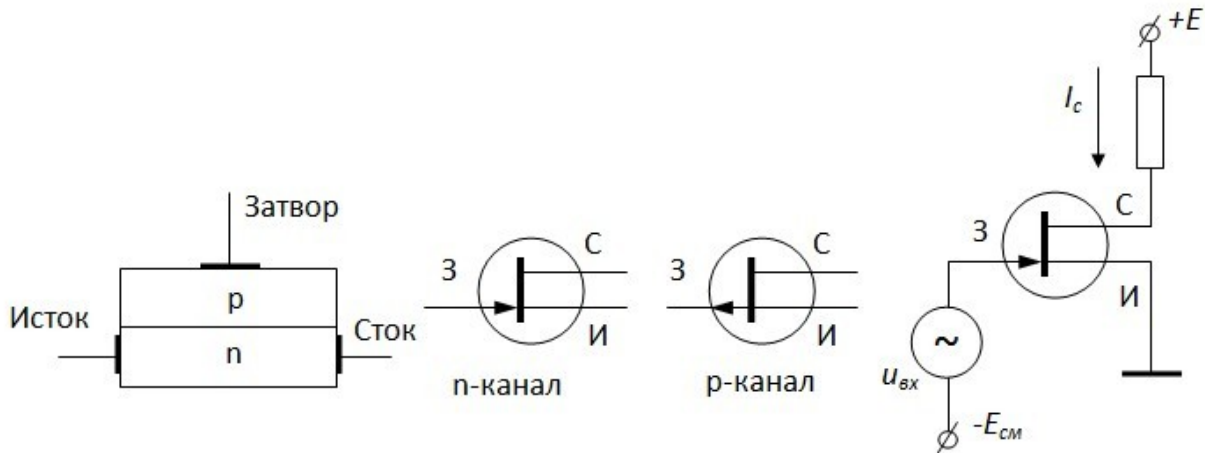
## **Униполярные (полевые) транзисторы.**

### **Полевой транзистор с управляющим р-п переходом.**

Изучаемые нами в этой главе транзисторы называются униполярными, так как в них происходит управление движением носителей одинаковых знаков.

Принцип действия таких транзисторов основан на изменении проводимости узкого полупроводникового канала под воздействием напряжения на управляющем электроде. Различают полевые транзисторы с затвором на р-п переходе и с изолированным затвором.

Полевой транзистор с р-п переходом был разработан в 1952 году, но широкого распространения не получил из-за технологических трудностей и невысоких предельных частот, коэффициента усиления. В интегральной электронике эти недостатки в значительной степени уменьшены у транзисторов с изолированным затвором. Ряд положительных свойств униполярных транзисторов приводит к тому, что в настоящее время усиленно разрабатываются схемы на таких транзисторах. Рассмотрим вначале принципы работы полевых транзисторов с р-п затвором.

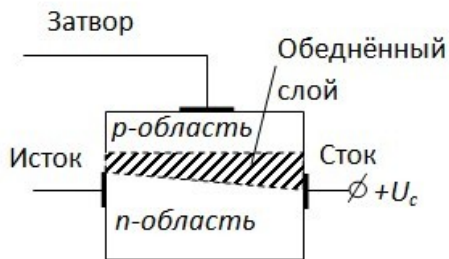


Сопротивление канала пропорционально величине  $\rho \cdot \frac{l}{W \cdot h}$ , где  $\rho = \frac{1}{qn\mu_n}$  создаётся электронами тока. Таким образом, сопротивление канала:

$$R_{\text{кан}} = \frac{l}{qn\mu_n W \cdot h} \sim \frac{1}{h}$$

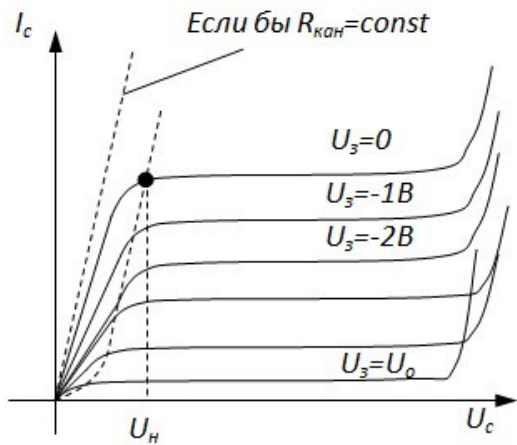
Принцип работы полевого транзистора основан на управлении сопротивлением канала путём изменения  $h$ .

Рассмотрим зависимость  $I_c = f(U_c)$  при  $U_s = 0$ .



$U_c$  падает на  $R_{\text{кан}}$ : потенциал около истока равен нулю, а около стока равен  $+U_c$ . Следовательно, р-п переход вблизи стока заперт обратным напряжением  $U_c$ . Поэтому ширина области пространственного заряда (обеднённой подвижными носителями тока) изменяется (увеличивается) по мере приближения к стоку. Так как в области пространственного заряда подвижные носители отсутствуют (заряд образуют неподвижные ионы, а электроны выбрасываются из этой области), то ток может

протекать только через ту область (часть) канала, которая не принадлежит к области пространственного заряда (только через незаштрихованную часть). Очевидно, что  $h$  уменьшается с увеличением координаты вдоль канала. Кроме того,  $h$  уменьшается с увеличением  $U_c$ , следовательно сопротивление канала растёт.



Если бы с увеличением  $U_c$  сопротивление канала оставалось бы постоянным, то характеристика  $I_c = f(U_c)$  при  $U_3 = const$  была бы линейной. Но возрастание сопротивления канала с возрастанием  $U_c$  приводит к тому, что ток  $I_c$  растёт медленнее, чем при  $R_{кан} = const$ .

При некотором  $U_c = U_n$  (напряжение насыщения) рост  $I_c$  практически прекращается, так как любое увеличение  $U_c$  вызывает такое же увеличение  $R_{кан}$ . Практически рост  $I_c$  при  $U_c > U_n$  есть, но он незначителен. Наконец, при дальнейшем росте  $U_c$  может наступить пробой р-п перехода и ток стока  $I_c$

резко возрастёт.

Если на затвор подать некоторое «смещение» и увеличивать его, то р-п переход запирается сильнее, «h» уменьшается и зависимости  $I_c = f(U_c)$  пойдут ниже, чем при  $U_3 = 0$ . При некотором  $U_3 = U_0$  (напряжение отсечки) канал полностью перекрывается областью

$$I_c \cong 0$$

пространственного заряда и  $|U_n| = |U_0| - |U_3|$ .

**Параметры полевых транзисторов.**

Важнейшими параметрами являются:

Напряжение отсечки  $U_0$  (пороговое напряжение). Желательно, чтобы оно было небольшим, так как основная рабочая область характеристик – это область насыщения тока стока.

Входное сопротивление – это сопротивление закрытого р-п перехода (при включении полевого транзистора по схеме с общим истоком). Желательно для большинства применений, чтобы  $R_{вх}$  было большим, дабы не нагружать источник сигнала. В этом отношении полевые транзисторы имеют существенное преимущество перед биполярными транзисторами. Высокое входное сопротивление позволяет рассматривать полевой транзистор как прибор, управляемый напряжением (на входе обычно выполняется условие генератора напряжения:  $R_{вх} \gg R_2$ , а у биполярных транзисторов –  $R_{вх} \ll R_2$ ). Поэтому параметром, характеризующим усилительные свойства, является не коэффициент усиления тока, а крутизна зависимости  $I_c$  от  $U_3$ .

$$S = \left. \frac{\partial I_c}{\partial U_3} \right|_{U_c = const} = y_{21u}$$

- крутизна (переходная проводимость)

$$10 \frac{mA}{B}$$

Чем больше  $S$ , тем лучше усилительные свойства.  $S$  составляет от десятых долей до

$$U_{вых} = i_c \cdot R_n$$

Чем больше  $S$ , тем больше  $i_c$  при одном и том же  $U_3$ , а следовательно, и

Частотные свойства определяются ёмкостью закрытого р-п перехода затвора.  $C_3 = 2 - 40$  пФ. Такие значения  $C_3$  приводят к тому, что на частотах в сотни кГц и выше усиления от полевого транзистора получить не удаётся.

По частотным свойствам полевые транзисторы уступают биполярным.

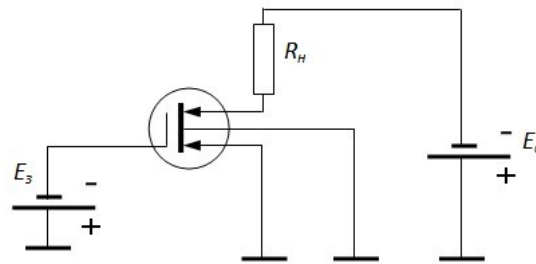
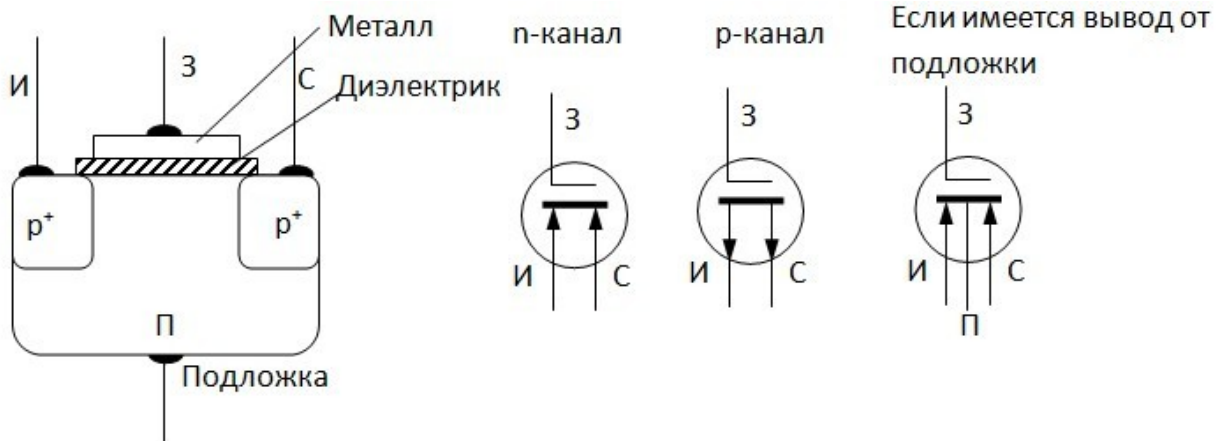
**Предельные эксплуатационные параметры:**



К этим параметрам относятся допустимые напряжения и токи. Важнейший из них – максимальный ток стока  $I_{c \text{ макс}}$ , лежащий в пределах от десятых долей, до десятков мА. Также важно напряжение  $U_{зс}$ .

Полная система параметров:  $U_{си \text{ макс}}$ ,  $U_{зс \text{ макс}}$ ,  $U_{зи \text{ макс}}$ ,  $I_{c \text{ макс}}$ ,  $P_{\text{расс}}$  (рассеиваемая мощность),  $T_{\text{макс}}=70-100^\circ\text{C}$ .

### МДП-транзисторы с индуцированным каналом.

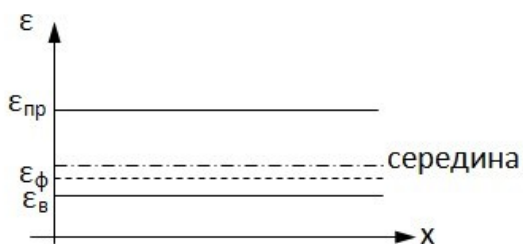


В цепь затвора кроме  $E_з$  включают источник переменного сигнала.

Принцип работы. В цепи сток-исток имеются два р-п перехода, причём один из них обязательно закрыт (в данном случае закрыт преход сток-подложка).  $I_c \cong 0$

Рассмотрим энергетические диаграммы для этого случая для п-полупроводника.

Пусть  $E_з=0$ .

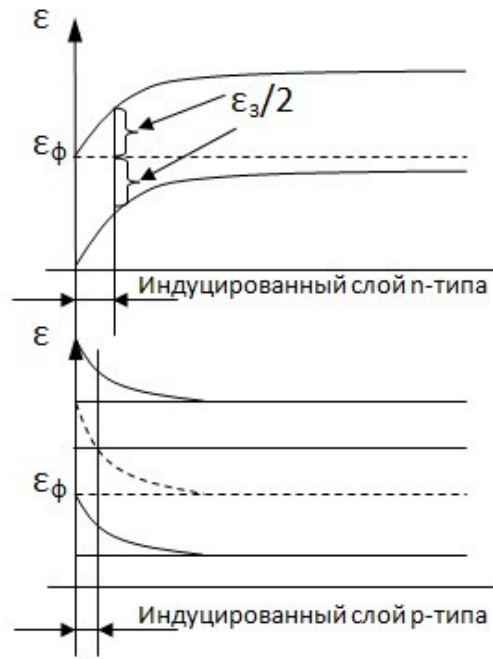


( $x$  – направление, перпендикулярное к поверхности затвора).

Таким образом, между стоком и истоком имеется п-область, в которой очень мало дырок, и поэтому ток стока почти равен нулю (тепловому току – току неосновных носителей).

Если  $E_з < 0$ .

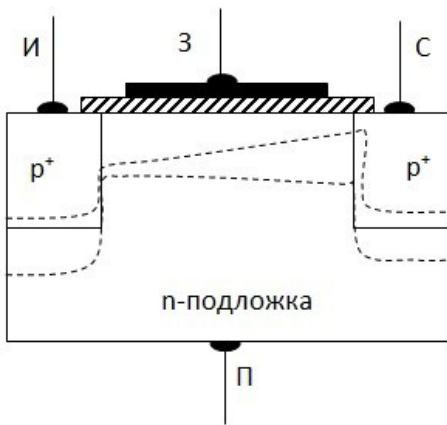
Тогда в направлении  $x$  действует электрическое поле, под воздействием которого электроны уходят в глубь п-полупроводника. На границе с диэлектриком в п-полупроводнике энергетические зоны искривляются вверх.



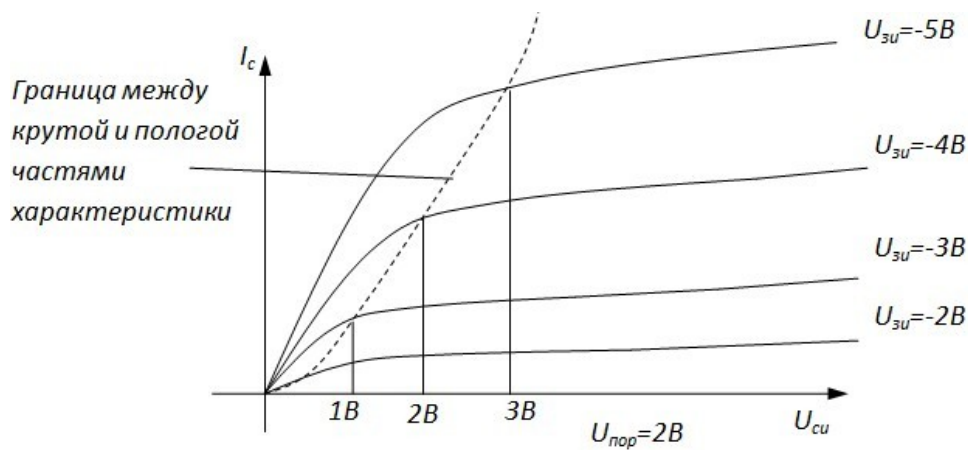
Образовался канал р-типа, который соединяет области р<sup>+</sup> стока и истока. Появился ток стока  $I_c$ , величина которого зависит от сопротивления канала, а сопротивление канала, в свою очередь, зависит от

$U_3 \uparrow \rightarrow$   
его толщины, т.е. от  $U_3$ . То есть толщина  
 $\uparrow \rightarrow R_{кан} \downarrow \rightarrow I_c \uparrow$   
канала

$I_c$  зависит не только от  $U_{зи}$ , но и от  $U_{си}$ . Зависимость  $I_c=f(U_{си})$  при  $U_{зи}=const$  аналогична такой же зависимости у полевых транзисторов с управляющим р-п переходом. Действительно, при большом  $U_{зи}$  и  $U_{си}=0$  канал широкий, увеличение  $|U_{си}|$  приводит к расширению обеднённой области вокруг р-п перехода между каналом и подложкой.

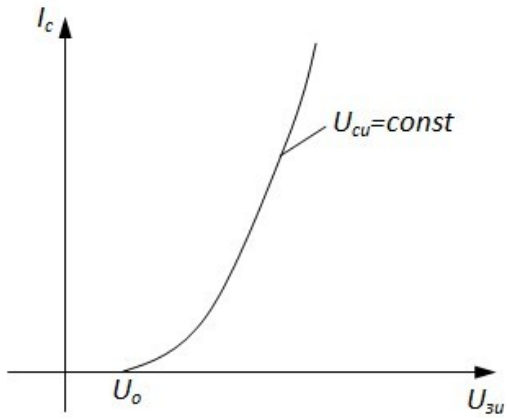


$U_c \uparrow$   $h \downarrow$   
То есть , толщина канала , характеристика  $I_c=f(U_{си})$  переходит из крутой области в пологую.



$$U_n = U_{зи} - U_{пор}$$

Для пологой части характеристики большой интерес представляет зависимость  $I_c$  от  $U_{зи}$ . Это так называемые стоко-затворные характеристики.



Зависимость  $I_c$  от  $U_{зи}$  – квадратичная: при  $U_{зи} > U_o$

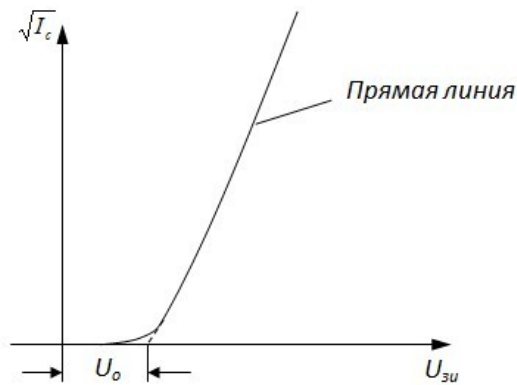
$$I_c = \frac{b}{2} \cdot (U_{зи} - U_o)^2$$

. Эта формула справедлива только для пологой части характеристик. В ней  $U_o$  – пороговое напряжение на затворе, соответствующее началу проводимости. Его более точное определение представлено при помощи рисунка.

неодинакова в разных рабочих точках слева.

В приведённой выше формуле  $b$  – зависящая от геометрических размеров подвижности носителей в канале, диэлектрика и его диэлектрической проницаемости.

Таким образом,  $U_o < 0$  (нужно  $U_{зи} < 0$ , чтобы образовался канал), малых отрицательных напряжениях  $U_{зи} > U_o$  ток стока ещё равен нулю (точнее тепловому току).



Крутизна на графике

константа, затвора, толщины

подать поэтому при

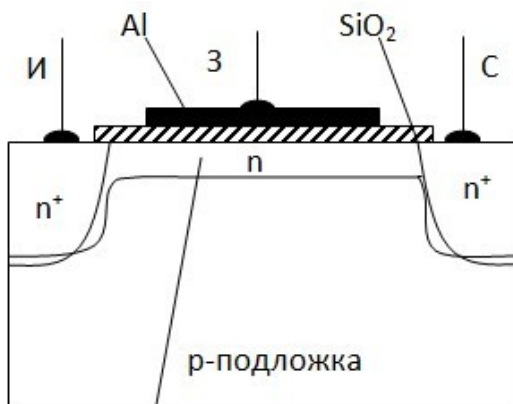
Граница между крутой и пологой частями характеристик  $I_c = f(U_{зи})$  задаётся соотношением:

$$U_n = U_{зи} - U_o$$

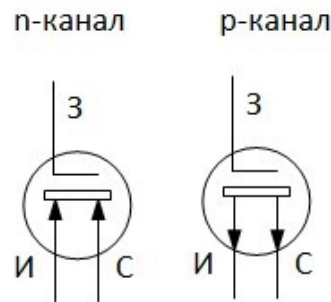
Если изменить напряжение  $U_{подл}$ , то подложка действует аналогично управляющему p-n переходу, то есть изменяет  $U_o$ .

**МДП-транзисторы со встроенным каналом.**

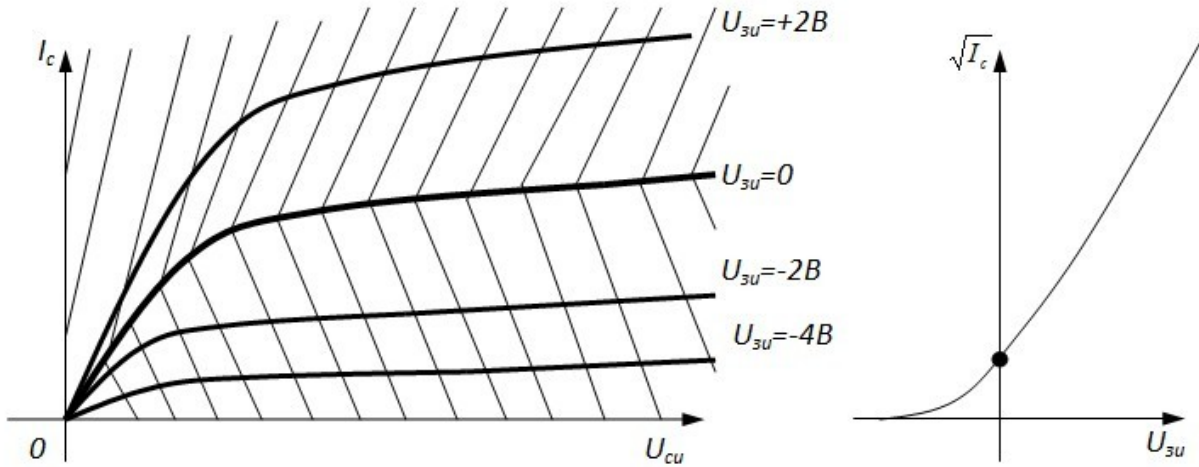
Здесь уже при изготовлении транзистора создаётся тонкий канал.



Встроенный канал n-типа

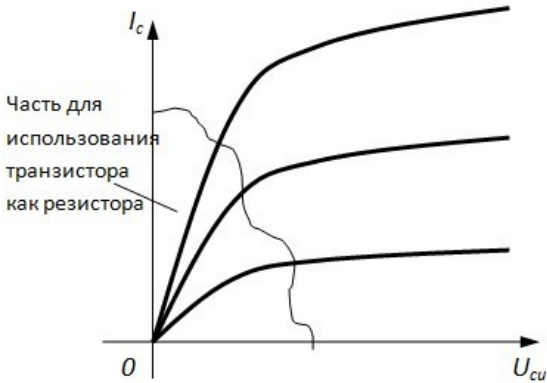


Очевидно, что характеристики прибора остаются прежними, только изменяется пороговое напряжение. При  $I_c \neq 0$ . Увеличение  $U_{зи}$  увеличивает  $I_c$  (как и было раньше). Уменьшение  $U_{зи}$  приводит к спаду  $I_c$ .



**Пара**

**метры и эквивалентные схемы МДП-транзисторов.**



Эквивалентные схемы и параметры у МДП-транзисторов те же ( $U_{зи0}$ ,  $R_{ex}$ ,  $S$ ,  $C_з$ ), что и у полевых транзисторов с управляющим р-п переходом. Роль параметра  $U_{зи0}$  теперь выполняет  $U_{пор0}$ . Но у МДП изменяются численные значения ряда параметров. Это, во-первых,  $U_{пор}$ , которое можно менять в широких пределах, используя режим обогащения или обеднения. Значительно выше  $R_{ex}$  (до  $10^{15}$  Ом). Уменьшаются ёмкости затвора. МДП-транзисторы нашли широкое применение в интегральной электронике. Подобные приборы

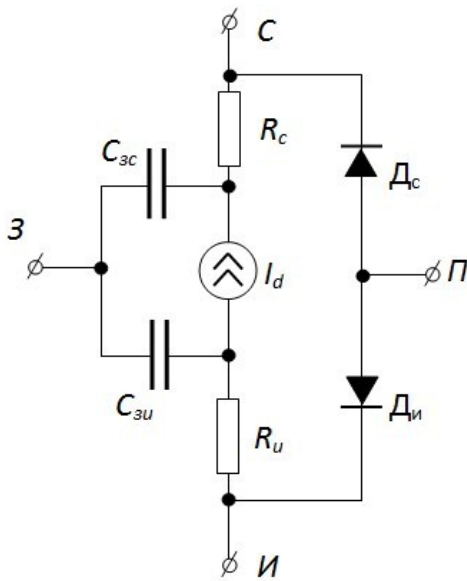
можно использовать и как нагрузочные резисторы, управляемые напряжением  $U_{зи}$ . В этом случае длина канала выбирается большей, чем в приборе, выполняющем функции транзистора (25-50 мкм против 5 мкм).

$$I_c = b \cdot \left[ (U_{зи} - U_{пор}) \cdot U_{cu} - \frac{1}{2} U_{cu}^2 \right]$$

- для крутой части характеристик

(справедливо, если  $U_c < U_з - U_{пор}$ ).

### Эквивалентная схема для больших сигналов.



Распределённая ёмкость затвор-канал изображается в виде двух сосредоточенных. Аналогично имеем два диода  $D_o$  и  $D_u$ , отображающие переходы исток-подложка и сток-подложка.  $R_u$  и  $R_c$  – объёмные сопротивления тела полупроводника, не входящего в канал.

Основой математической модели МДП-транзистора является вид зависимости  $I_d$  от  $U_{zu}$  и  $U_{cu}$ . Для пологой части стоковых характеристик, т.е. при  $U_{cu} > U_{zu} - U_o$ , если пренебречь наклоном стоковых характеристик (считать их горизонтальными), имеем:

$$I_d = b \cdot (U_{zu} - U'_o)^2$$

$$U'_o = U_o + f(U_{подл})$$

где  $U_o$  – пороговое напряжение с учётом

$$U_u = 0, U_{подл} = 0 \quad U'_o = U_o$$

влияния подложки. Если  $U_{подл} > 0$ , то  $U'_o > U_o$ .

На подложку обычно подаётся самый высокий потенциал, чтобы диоды  $D_u$  и  $D_c$  всегда были закрыты.

Если учесть дифференциальную проводимость

$$g = \left. \frac{\partial I_c}{\partial U_{cu}} \right|_{U_s = const}$$

то имеем:

$$I_d = b \cdot (U_{zu} - U'_o)^2 + g \cdot U_{cu}$$

, если  $b$  определяется при малых  $U_c$ .

Малосигнальная эквивалентная схема может быть получена из нелинейной

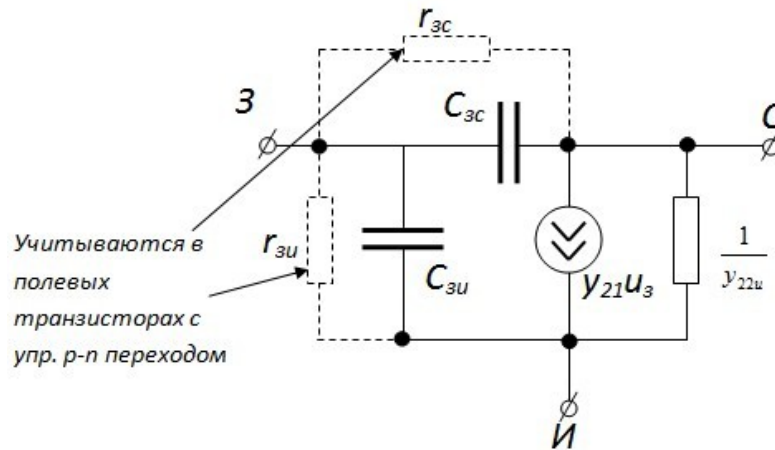
$$i_d = S \cdot U_{zu}$$

эквивалентной схемы заменой  $I_d$  на  $i_d$ , где

$$S = \left. \frac{\partial I_c}{\partial U_{zu}} \right|_{U_c = const} = y_{21u}$$

крутизна.

Кроме того, закрытые диоды  $D_c$  и  $D_u$  должны быть заменены своими малосигнальными схемами. П-образная малосигнальная эквивалентная схема использует у-параметры.



## Компоненты интегральных схем.

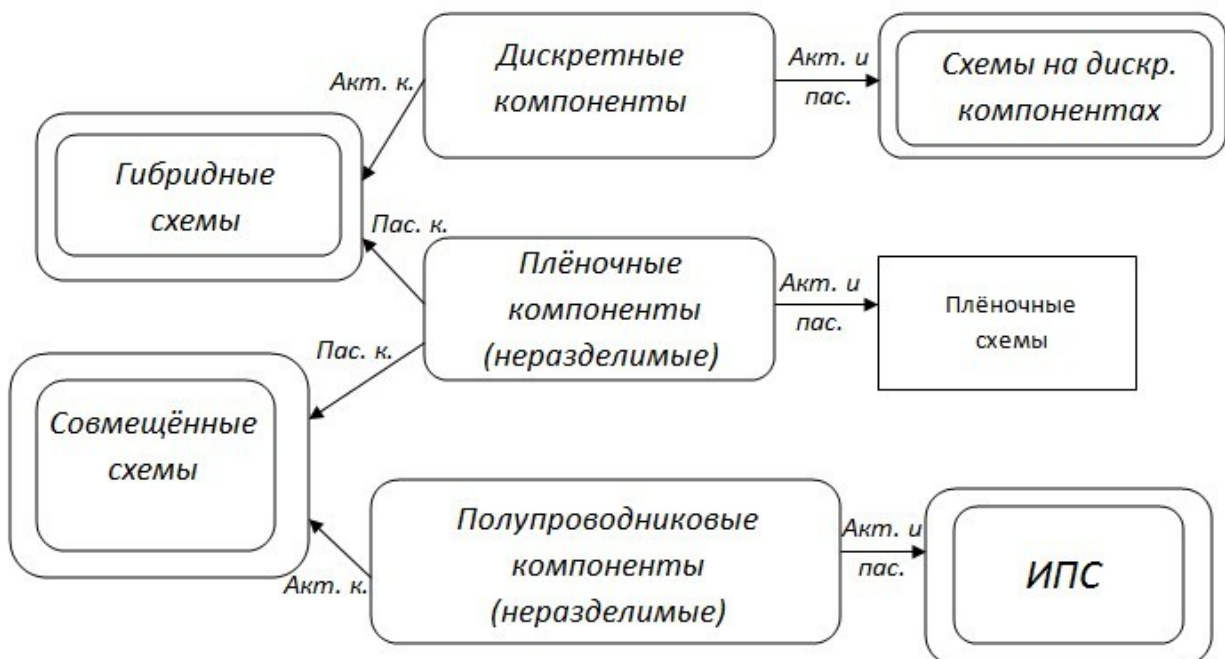
Интегральные схемы (далее – ИС) изготавливаются в едином технологическом цикле вместе со своими компонентами и их межсоединениями и представляют собой неразделимую на составные части конструкцию.

### Классификация ИС.

Интегральные схемы делятся на два крупных класса:

- 1) ИПС – интегральные полупроводниковые схемы;
- 2) Гибридные схемы.

Место этих двух групп ИС можно показать при помощи рисунка.



ИПС изготавливаются внутри полупроводниковой подложки, имеющей кристаллическую структуру. Как правило, для подложки выбирается кремний (Si), так как он очень удобен для создания защитных плёнок (оксид кремния – SiO<sub>2</sub>) на поверхности пластины простым

окислением. ИС, у которых подложка и компоненты выполнены из одного материала, называются монолитными (твёрдыми).

Гибридные схемы обладают подложкой из керамики или стекла. На эту подложку наносятся пассивные компоненты в виде тонких плёнок металла (толщина до 100 мкм) – тонкоплёночные гибридные схемы – или в виде так называемых толстых плёнок из металлорезистивной пасты (толщиной свыше 100 мкм) – толстоплёночные схемы. Составные компоненты изготавливаются отдельно.

Это специальные бескорпусные дискретные приборы, которые монтируются на подложке и соединяются с другими компонентами тонкими проволочками.

Кроме двух названных основных групп ИС, существуют следующие:

**Совмещённые.** Подложка полупроводниковая. Активные компоненты изготавливаются в подложке методом диффузии и эпитаксиального выращивания, то есть так же, как и у монолитных схем. Пассивные компоненты наносятся в виде тонких плёнок на слой оксида кремния  $\text{SiO}_2$ .

**Плёночные.** В отличие от гибридных схем все компоненты изготавливаются методами плёночной технологии.

**Сравнение ИС.** Пассивные компоненты ИПС уступают по своим параметрам плёночным компонентам: 1) у них существенно ограничены сверху допустимые номиналы сопротивлений и ёмкостей; 2) большой разброс параметров; 3) хуже стабильность. В то же время компоненты ИПС позволяют иметь более высокую плотность установки. Также могут иметь наибольшую надёжность и наименьшую стоимость. По этим причинам ИПС являются более перспективными.

Технология изготовления наиболее проста у гибридных схем, а затем у ИПС. В совмещённых схемах стремятся совместить преимущества ИПС и плёночных пассивных компонентов, но сложнее технология. Наконец, технология плёночных активных компонентов практически не освоена.

### **Конструктивно-технологические особенности ИПС.**

Рассмотрение их ведётся лишь в общих чертах. Цель – понять особенности компонентов. Подробнее о них можно узнать из курса «Технология приборостроения» (каф. ИУ-4).

Изготовление всех компонентов в одной полупроводниковой пластине требует, в первую очередь, решения вопроса об изоляции друг от друга компонентов.

Существует два способа изоляции:

1. Изоляция обратносмещённым р-п переходом.
2. Диэлектрическая изоляция слоем  $\text{SiO}_2$ .

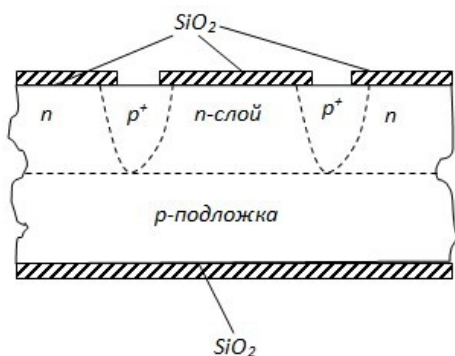
Большинство выпускаемых ИПС относится к первой группе (с изоляцией обратносмещённым р-п переходом).

Коротко рассмотрим процесс планарной технологии изготовления таких ИПС.

1. Слиток – монокристалл Si р-типа. Этот слиток режется на тонкие (150-200 мкм) пластины. Пластины шлифуются, травятся, чтобы получить очень гладкую и чистую поверхность, от состояния которой в значительной степени зависят характеристики будущей схемы.

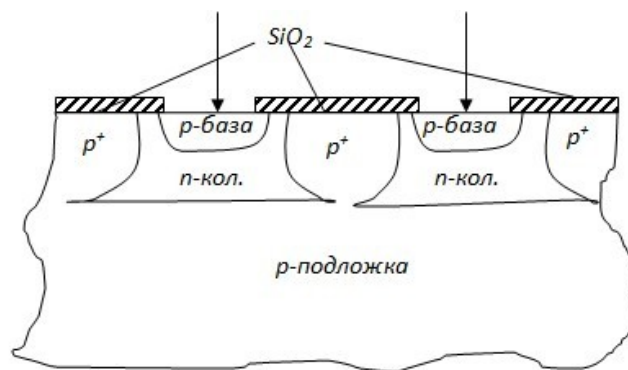


2. На поверхности пластины выращивается эпитаксиальная плёнка. В дальнейшем именно в этом слое и формируются эмиттеры, базовые и коллекторные области транзисторов, резисторы, а также одна из обкладок конденсаторов. Далее чередуются процессы фотолитографии и диффузии.
3. Фотолитография. На слой  $\text{SiO}_2$ , выращенный на пластине, наносится слой фоточувствительного материала, называемого фоторезистом, который засвечивается через специальный фотошаблон. Фотошаблон имеет рисунок, изображающий окна для будущей диффузии. Затем обычное проявление: в окнах обнажается слой  $\text{SiO}_2$ , который ликвидируется травлением. Описанные процессы получения локального (местного) доступа к поверхности пластины называются фотолитографией. Фоторезист смывается, и в образовавшиеся окна осуществляется диффузия примесей.
4. Выполнение разделительной диффузии.



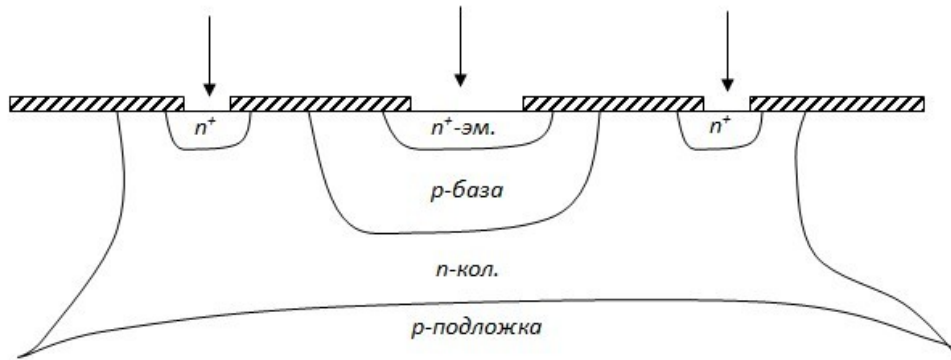
Образуются островки  $n$ -полупроводника, в которых будут в дальнейшем размещаться отдельные компоненты. Они отделены друг от друга двумя  $p$ - $n$  переходами, которые всегда закрыты благодаря подключению подложки  $p$ -типа к самому низкому потенциалу в схеме.

5. Выполнение базовой диффузии.

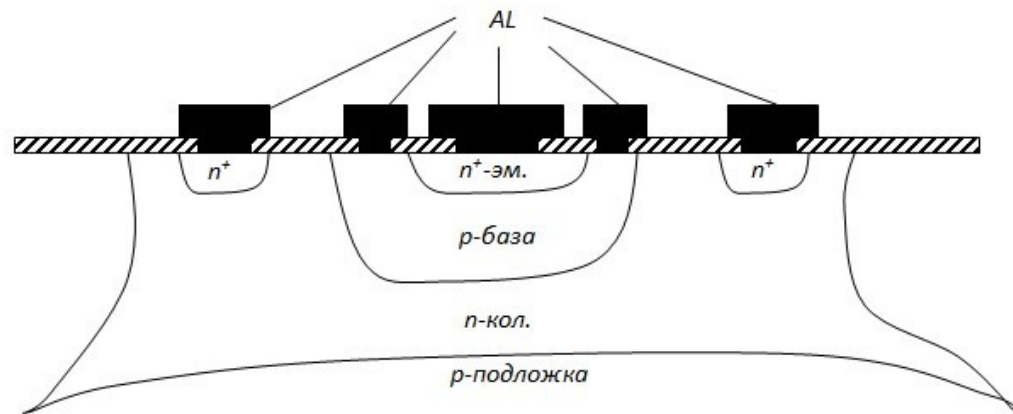


6. Выполнение эмиттерной диффузии (одновременно увеличивается концентрация доноров в местах подкочбения коллекторных контактов).



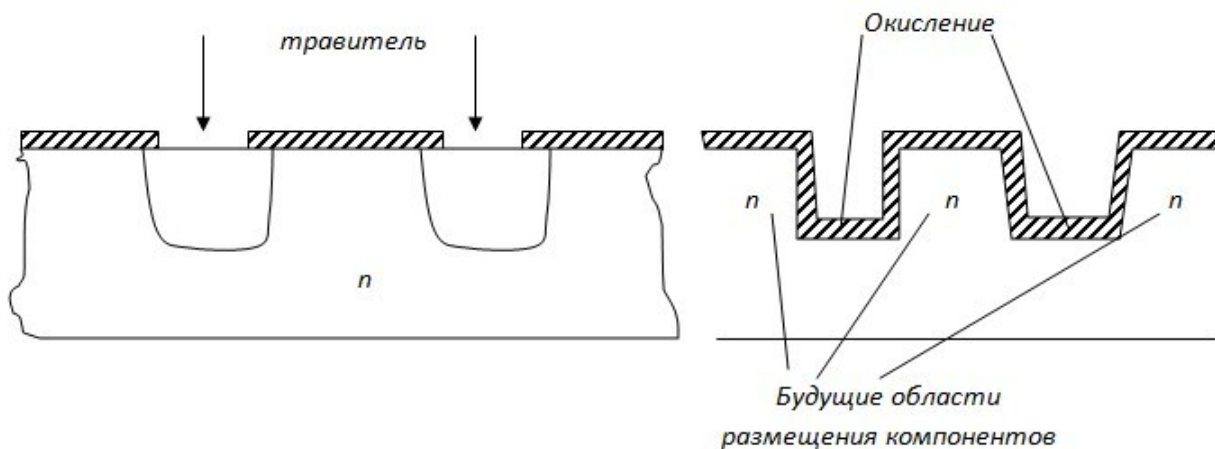


7. Металлизация (нанесение плёнки алюминия Al) для образования контактных площадок, к которым в дальнейшем будут подсоединяться выводы схемы, соединяемые с корпусом. Также они необходимы для осуществления контакта с соответствующими областями компонента, осуществления металлосоединений в схеме.



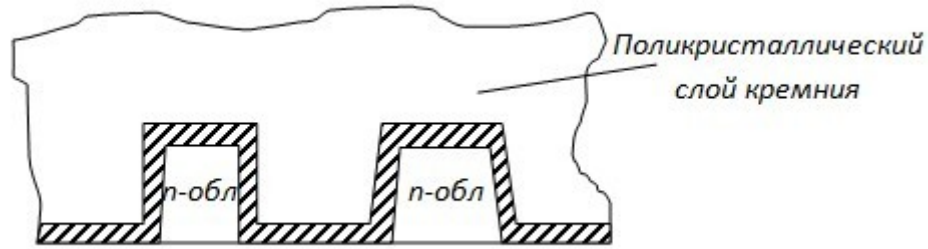
### Процесс получения ИПС с диэлектрической изоляцией.

В пластине n-типа выполняют селективное (выборочное) травление.



Затем наращивают на поверхности пластины с той стороны, где вытравлены пазы, слой поликристаллического кремния.

Далее сошлифовывают снизу весь монокристаллический слой кремния Si до уровня расположения изолирующего слоя карманов из SiO<sub>2</sub>.



После этого изготовление компонентов по планарной технологии (чередую процессы фотолитографии и диффузии).

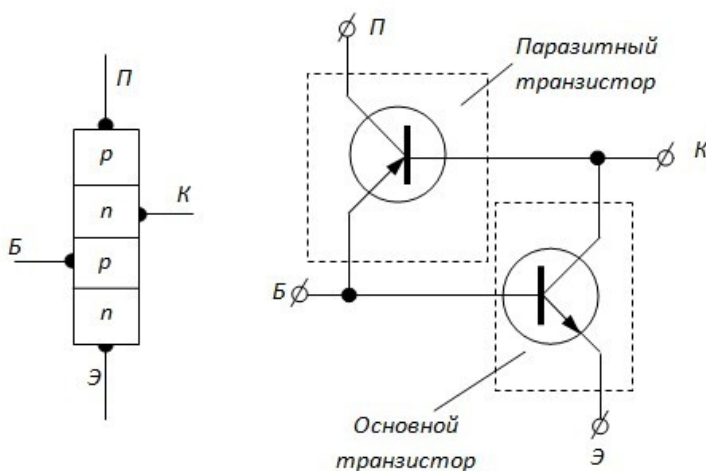
Изоляция диэлектрической плёнкой более совершенна (меньше связи с подложкой), но сложнее технология.

В одной пластине (диаметром 25-40 мм) изготавливается до нескольких сотен схем. Затем пластина режется на части и отдельные схемы-кристаллы монтируются в корпус.

### Транзисторы ИПС.

Транзисторы гибридных схем являются дискретными и не имеют существенных особенностей, поэтому будем рассматривать только транзисторы ИПС с изоляцией обратносмещённым р-п переходом.

Главная особенность связана со способом изоляции. Получается четырёхслойная структура, которая приводит к появлению в эквивалентной схеме паразитного транзистора.



Переход К-Б основного транзистора совмещён с переходом Э-Б паразитного транзистора.

Поэтому эквивалентная схема является совокупностью эквивалентных схем двух транзисторов, у которых общим является переход К-Б основного транзистора.

Рассмотрим возможные области работы паразитного транзистора. Этот транзистор находится в отсечке, когда у основного транзистора коллекторный переход заперт, то есть когда основной

транзистор находится в отсечке или в активной области. При этом коллекторная цепь основного транзистора связана с подложкой через закрытый диод, то есть течёт отрицательный ток и имеется ёмкость этого перехода.

Если n-p-n транзистор находится в насыщении, то p-n-p транзистор – в активной области и через изолирующий переход течёт ток:

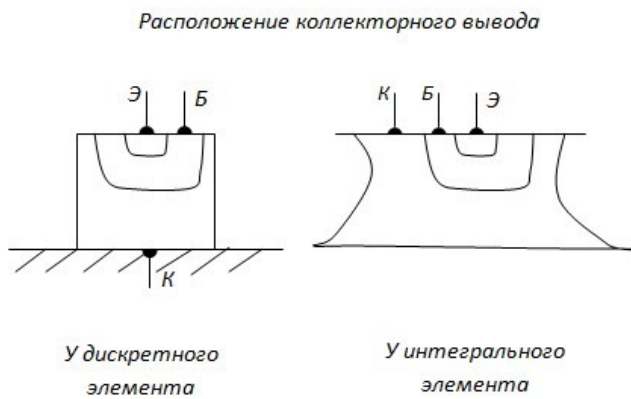
$$I_{zn} = B_n \cdot I_{kd}$$

где  $B_n$  – коэффициент усиления тока паразитного транзистора. Этот ток вреден, поэтому  $B_n$  должен быть малым. Так оно и есть за счёт большой ширины коллекторной области, являющейся базовой в p-n-p транзисторе.

Ниже приведена таблица соответствий между режимами транзисторов двух типов (р-п-п и п-р-п).

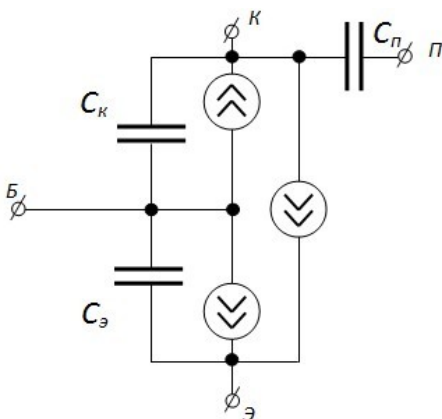
п-р-п	р-п-р
Отсечка	Отсечка
Активная область	Отсечка
Насыщение	Активная область
Инверсная активная область	Активная область

Другая особенность связана с расположением коллекторного вывода (см. рисунок).



Значительно увеличивается путь коллекторного тока в сравнительно высокоомной области, что означает рост  $r'_k$ .  
 Как уменьшить  $r'_k$  ?

Сравнение этих схем по основным параметрам диодов ( $U_{np}$ ,  $t_{восст}$ ,  $U_{макс\ обр}$ ,  $C_{ак}$  и  $C_{дн}$ ) дано в



таблице. Сравнение по  $U_{макс\ обр}$  и по  $C$  довольно простое. По  $U_{np}$  и  $t_{восст}$  сравнение можно провести, используя нелинейную эквивалентную схему транзистора, в которой для упрощения пренебрегаем влиянием  $R_{уэ}$ ,  $R_{ук}$ ,  $r_{\bar{o}}$  и (пренебрегаем также паразитным транзистором, оставляя от него только ёмкость  $C_n$ ).

$U_{np}$  – прямое падение напряжения на диоде.

1.  $U_{\kappa\delta} = 0; I_{\kappa\delta} = I_{m\kappa}; I_z = BI_{\delta\delta} - B_u I_{\kappa\delta}; I_{np} = I_{\delta\delta} - I_{z\delta} + BI_{\delta\delta} - B_u I_{\kappa\delta} \cong (B+1) \cdot I_{\delta\delta}$  Так как
- $$I_{\delta\delta} = I_{m\delta} \left[ \exp \frac{U_{\delta\delta}}{m\varphi_{m\delta}} - 1 \right]; I_{np} = (B+1)I_{\delta\delta} \quad U_{np} = U_{\delta\delta} = m\varphi_{m\delta} \ln \left[ \frac{I_{np}}{(B+1)I_{m\delta}} + 1 \right]$$
- , то

$$U_{np} = m\varphi_{m\kappa} \ln \left[ \frac{I_{np}}{(B_u+1)I_{m\kappa}} + 1 \right] = m\varphi_{m\kappa} \ln \left[ \frac{I_{np}}{B \cdot I_{m\delta} + I_{m\kappa}} + 1 \right]$$

2. По аналогии меньше, чем в предыдущем случае.

$$I_z = B \cdot I_{\delta\delta} - B_u \cdot I_{\kappa\delta} = B \cdot I_{m\delta} \exp \frac{U_{np}}{m\varphi_m} - B_u \cdot I_{m\kappa} \exp \frac{U_{np}}{m\varphi_m} \cong 0$$

3.  $U_{\delta\kappa} > 0$  и  $U_{\delta\delta} > 0$ ; , чего и следовало ожидать, так как при равенстве напряжений на переходах концентрация носителей в базе постоянна. Следовательно,

$$I_{np} \cong I_{\delta\delta} + I_{\kappa\delta} = (I_{m\delta} + I_{m\kappa}) \cdot \left[ \exp \frac{U_{np}}{m\varphi_m} - 1 \right]$$

, то есть

$$U_{np} = m\varphi_m \ln \left[ \frac{I_{np}}{I_{m\delta} + I_{m\kappa}} + 1 \right]$$

- больше, чем в 2, но меньше, чем в 1 при  $B_u < 1$ .

4.  $I_{\kappa\delta} - I_{m\kappa} = BI_{\delta\delta} - B_u I_{m\kappa}; I_{\kappa\delta} \cong \frac{B \cdot I_{\delta\delta}}{1 + B_u}; I_{np} = I_{\delta\delta} + I_z = I_{\delta\delta} + BI_{\delta\delta} - \alpha_\kappa BI_{\delta\delta} =$
- $$= I_{\delta\delta} (1 + B - \alpha_u B) = I_{\delta\delta} [1 + B(1 - \alpha_u)]$$

$$U_{np} = m\varphi_m \ln \left[ \frac{I_{np}}{I_{m\delta} [1 + B(1 - \alpha_u)]} + 1 \right] \cong m\varphi_m \ln \frac{I_{np}}{I_{m\delta} + B_u I_{m\kappa} - \alpha_u I_{m\delta}} =$$

$$= m\varphi_m \ln \frac{I_{np}}{I_{m\delta} (1 - \alpha_u) + B_u I_{m\kappa}}$$

больше, чем в первом случае.

$$U_{np} = m\varphi_m \ln \left[ \frac{I_{np}}{BI_{m\delta} + (1 - \alpha) \cdot I_{m\kappa}} + 1 \right]$$

5. По аналогии: меньше, чем в предыдущем случае,

$$BI_{m\delta} + (1 - \alpha) \cdot I_{m\kappa} = B_u I_{m\kappa} + \frac{I_{m\kappa}}{B+1} = B_u I_{m\kappa} + \frac{I_{m\delta} B}{B_u (B+1)} =$$

так как

$$= B_u I_{m\kappa} + \frac{I_{m\delta} \alpha (1 - \alpha_u)}{\alpha_l} > B_u I_{m\kappa} + I_{m\delta} (1 - \alpha_u)$$

$t_{восст}$  – время восстановления. Оно связано с рассасыванием заряда носителей тока, накопленных в базе (то есть заряда, накопленного в диффузионных ёмкостях переходов).

$$Q_{инж} = \tau \cdot I_{эд} + \tau_u \cdot I_{кд}$$

1.  $I_{кд} = 0; I_{эд} = \frac{I_{np}}{B+1}; Q_{инж} = \frac{\tau \cdot I_{np}}{B+1}$

$$Q_{инж} = \frac{\tau_u \cdot I_{np}}{B_u + 1}$$

2. По аналогии . Здесь  $Q_{инж}$  много больше, так как для дрейфовых транзисторов  $\tau_u > \tau$  и всегда  $B_u < B$ .

$$Q_{инж} = (\tau \cdot I_{мэ} + \tau_u \cdot I_{мк}) \exp \frac{U}{m\phi_m} \cong \tau_u \cdot I_{np}$$

3. , что больше, чем в предыдущем случае.

$$Q_{инж} = \tau \cdot I_{эд} + \tau_u \cdot I_{кд} \cong I_{эд} \left( \tau + \tau_u \frac{B}{B_u + 1} \right) = \frac{I_{np}}{1 + B(1 - \alpha_u)} \cdot \left( \tau + \tau_u \frac{B}{B_u + 1} \right) =$$

4.

$$= \frac{I_{np}}{1 + B_u + B} [\tau(B_u + 1) + \tau_u \cdot B] \cong I_{np} \left( \frac{\tau}{1 + B} + \alpha \tau_u \right) \cong I_{np} \alpha \tau_u$$

, что меньше.

$$Q_{инж} = \tau \cdot I_{эд} + \tau_u \cdot I_{кд} = \tau \frac{B_u I_{кд}}{1 + B} + \tau_u \cdot I_{кд} = I_{кд} \left( \frac{\tau \cdot B_u}{B + 1} + \tau_u \right) = \frac{I_{np}}{1 + B_u(1 - \alpha)} \left( \frac{\tau \cdot B_u}{B + 1} + \tau_u \right) =$$

5.

$$= \frac{I_{np}}{1 + B_u + B} [\tau \cdot B_u + \tau_u \cdot (B + 1)] \cong I_{np} \cdot \tau_u$$

Итак, схемы 3), 4) и 5) примерно равноценны – это медленные диоды. Схема 1) – быстрый диод.

При анализе  $U_{np}$  и  $t_{восст}$  нужно отметить, что в схеме 1 – активная область, в схеме 2 – инверсная активная область, а в схемах 3, 4, 5 – насыщение.

$t_{восст}$  определяется временем рассасывания носителей, накопленных в базе, и это время при одинаковом  $I_{np}$  будет тем больше, чем больший заряд  $Q_{инж}$  находится в диффузионных ёмкостях:

$$Q_{инж} = \tau \cdot I_{эд} + \tau_u \cdot I_{кд}$$

Сравним, например, первую и четвёртую схемы.

$$I_{\kappa\delta} = 0; I_{np} = I_{\varepsilon\delta} + I_{\varepsilon} = (B+1)I_{\varepsilon\delta} \quad , \quad Q_{инж} = \tau \cdot I_{\varepsilon\delta} = \frac{\tau \cdot I_{np}}{B+1} ;$$

В первой схеме

$$U_{np} = U_{\delta\varepsilon} = m\varphi_{m\varepsilon} \ln \left[ \frac{I_{np}}{(B+1)I_{m\varepsilon}} + 1 \right]$$

$$I_{\kappa\delta} = I_{\varepsilon} = BI_{\varepsilon\delta} - B_u I_{\kappa\delta} \quad , \quad I_{\kappa\delta} = \frac{BI_{\varepsilon\delta}}{B_u + 1}$$

В четвёртой схеме: , откуда

$$I_{np} = I_{\varepsilon\delta} + I_{\kappa\delta} = \frac{(B+B_u+1)I_{\varepsilon\delta}}{B_u+1} = (B+1-B\alpha_u)I_{\varepsilon\delta}$$

Прямой ток

$$U_{np} = U_{\delta\varepsilon} = m\varphi_{m\varepsilon} \ln \left[ \frac{I_{np}}{I_{m\varepsilon}[B+1-B\alpha_u]} + 1 \right]$$

Поэтому

оказывается больше, чем для первой схемы.

$$Q_{инж} = \tau \cdot I_{\varepsilon\delta} + \tau_u \cdot I_{\kappa\delta} \cong I_{\varepsilon\delta} \left( \tau + \tau_u \frac{B}{B_u+1} \right) = \frac{I_{np}}{B+1-B\alpha_u} \cdot \left( \tau + \tau_u \frac{B}{B_u+1} \right) =$$

$$\begin{aligned} & \text{Далее} \\ & = \frac{I_{np}}{1 + \frac{B}{B_u+1}} \cdot \frac{\tau \cdot (B_u+1) + \tau_u B}{B_u+1} = \frac{I_{np}}{1+B_u+B} [\tau(B_u+1) + \tau_u \cdot B] \approx I_{np} \alpha \tau_u \end{aligned}$$

$$\frac{\alpha \tau_u}{\tau \cdot (1-\alpha)} = B \frac{\tau_u}{\tau}$$

То есть отношение зарядов, накопленных в базе в четвёртой и первой схемах: , то есть разница больше, чем в  $B$  раз.

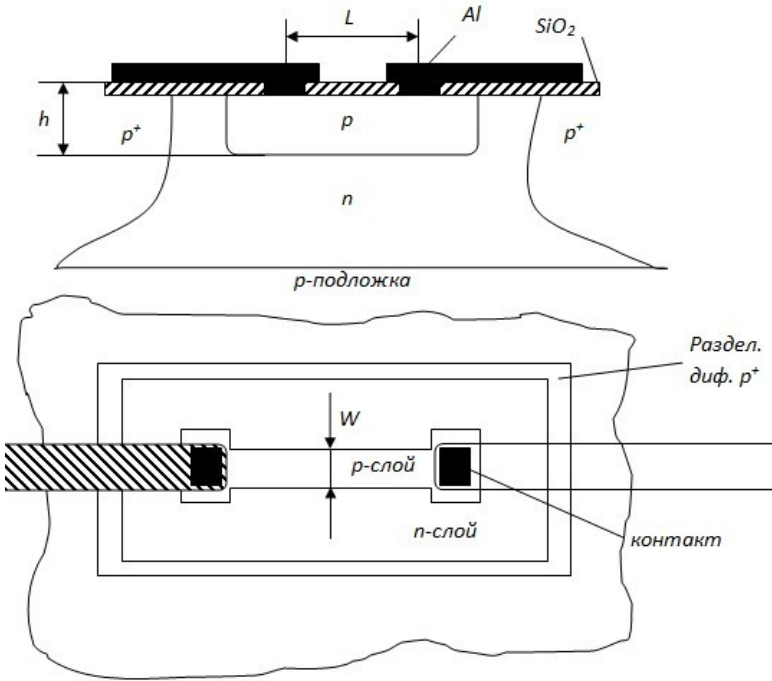
Диоды с замкнутыми коллектором и базой называют быстрыми, а последние три разновидности – медленными.

Недостатком быстрого диода является малая величина допустимого обратного напряжения  $U_{обр\ макс}$ , так как эмиттерный переход образован в сильнолегированном полупроводнике с малым пробивным напряжением.

Полученные выводы полностью справедливы для ИПС с диэлектрической изоляцией. При изоляции р-п переходом сказывается влияние этого перехода. Очевидно, что это влияние на  $U_{np}$  и  $t_{восст}$  тем сильнее, чем больше  $B_n$  паразитного п-р-п транзистора и сказывается во всех схемах, кроме первой, р-п-р транзистор находится в отсечке. При малых  $B_n$  полученные выводы сохраняются.

**Резисторы.** В ИПС применяют так называемые диффузионные резисторы. По основным характеристикам (диапазон номинальных значений  $R$ , ТК, разброс параметров, паразитная ёмкость на подложку) они уступают тонкоплёночным, но благодаря их изготовлению в едином технологическом цикле с активными компонентами их выполнение проще.

Диффузионный резистор – это слой полупроводника, полученный в процессе эпитаксиального выращивания и разделительной диффузии (слой коллектора) или в процессе базовой диффузии (слой базы), или базовой и эмиттерной диффузии, когда используется слой базы под эмиттером или слой эмиттера. Наиболее часто резисторы изготавливаются на основе базовых слоёв.



$$R = \rho \frac{L}{h \cdot W}$$

$h = 2,5-3,5$  мкм., где  $L$  – длина резистора,  $W$  – его ширина,  $h$  – толщина плёнки,  $\rho$  – удельное сопротивление.

При проектировании резисторов можно выбирать  $L$  и  $W$ , а  $\rho$  и  $h$  определяются технологическим процессом базовой диффузии.

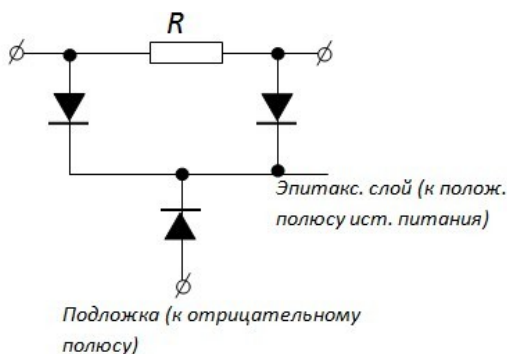
$$\rho_s = \rho / h$$

- это так называемое сопротивление слоя, имеющего форму квадрата. Оно не зависит от размера стороны квадрата и поэтому его размерность записывается как Ом/квадрат.  $\rho_s$  – удельное поверхностное сопротивление. Слой

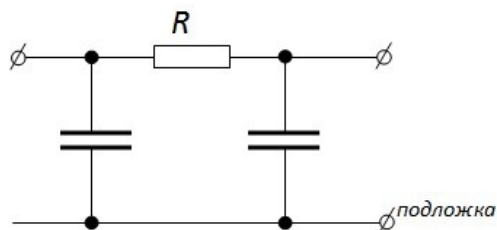
базы имеет  $\rho_s = 100-300$  Ом/□. Выбираемая конфигурация резистора зависит от требуемого  $R$ . Минимальная ширина  $W$  зависит от разрешающей способности процесса фотолитографии - очевидно, что погрешности совмещения фотошаблонов с пластиной, а также погрешности изготовления самих шаблонов должны быть малыми по сравнению с  $W$ . Поэтому ширина ограничена снизу ( $W > 10$  мкм) и в этом случае для большинства  $R$  требуются большие  $L$ . Кроме того, с увеличением  $R$  растут и паразитные ёмкости. При  $R > 50$  кОм  $L$  становятся слишком большими, поэтому площади резисторов во много раз превышают площади транзисторов. Отсюда следуют два вывода:

1. Возможные величины  $R$  в ИПС ограничены сверху.
2. Относительная стоимость резистора при больших номиналах оказывается выше стоимости транзистора.

Эквивалентная схема диффузионного резистора, построенного на базовом слое приведена ниже.



Если пренебречь обратными токами диодов, то остаются только ёмкости на подложку.



Некоторые параметры диффузионных резисторов.

Диапазон сопротивлений	Тип диффузии	Сопротивление слоя	ТКС $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$	Допуск
200 – 30000	Базовая	200	2500	±20%
100 – 20000	Базовая	100	1500	
2,5 - 1000	Эмиттерная	2,5	100	

#### Плёночные резисторы.

Материал	Сопротивление слоя	ТКС $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$	Допуск, %
Нихром	10 – 400	±100	±5
Двуокись олова	25 – 1000	±500	±15
Нитрид тантала	50 – 500	±100	±10
Металлокерамика	100 - 20000	±300	±20

#### Частотный диапазон.

10 – 20 МГц – с изоляцией p-n переходом.

50 – 60 МГц – с диэлектрической изоляцией.

Несколько сотен МГц – тонкоплёночные резисторы.

#### Мощность рассеяния.

Полупроводниковые – 4,6 Вт/мм<sup>2</sup>. Плёночные – 3,1 Вт/мм<sup>2</sup>.

#### **Конденсаторы.**

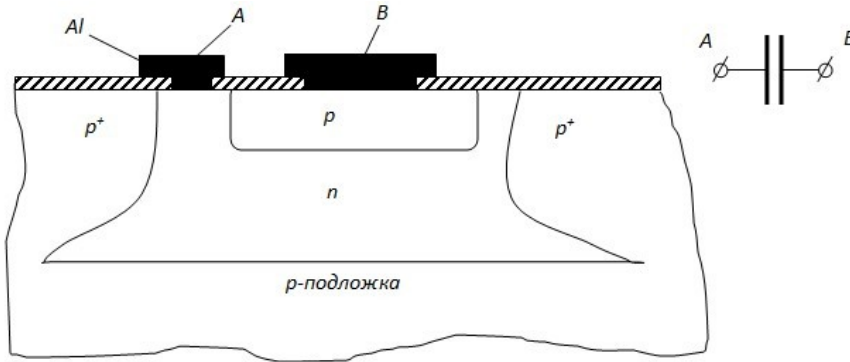
В ИПС в качестве конденсаторов используются обратносмещённые p-n переходы (диффузионные конденсаторы) или МДП-структуры. В совмещённых и гибридных схемах – плёночные конденсаторы.

Конденсаторы ИПС имеют удельные ёмкости в несколько сотен пФ/мм<sup>2</sup>, следовательно номиналы  $C$  также имеют существенные ограничения сверху.

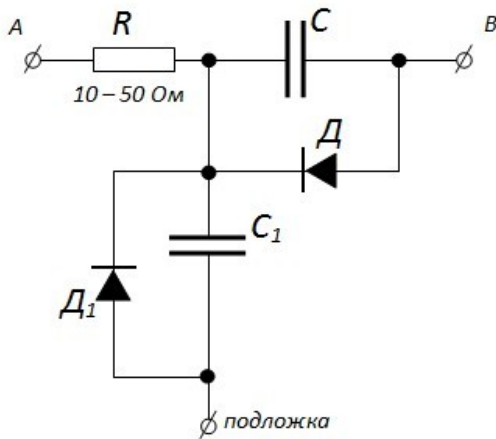
В качестве конденсатора можно использовать любой из трёх p-n переходов интегральной транзисторной структуры.

Если  $N$  (концентрация примесей в областях, прилегающих к переходу) растёт, то растёт и удельная ёмкость  $C_{уд}$ , что хорошо, но вместе с этим падает  $U_{обр\ макс}$ , что является недостатком. Следовательно, удельная ёмкость конденсатора, образованного на эмиттерном переходе, будет наибольшей, но у такой ёмкости будет наименьшее пробивное напряжение.





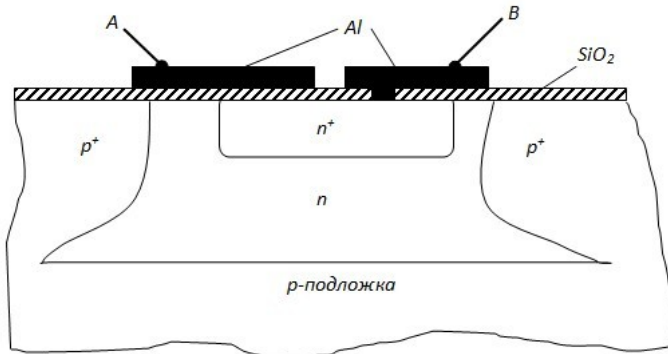
Паразитное объёмное сопротивление здесь сравнительно мало, так как вывод выполняется на большом участке базы. Следует отметить, что все диффузионные конденсаторы полярны, и их ёмкость зависит от приложенного к ним напряжения.



Для нормальной работы схемы нужно, чтобы  $D_1$  и  $D$  были заперты. Для этого  $p$ -подложка подключается к самому низкому потенциалу в схеме, а конденсатор – с учётом его полярности.

Ёмкость  $C_1$  диода  $D_1$  является паразитной. Отношение  $C/C_1$  составляет несколько единиц и меняется при изменении потенциалов в точках А и В.

МДП-конденсаторы имеют ряд преимуществ.



1) Они работают при любой полярности напряжений, то есть они неполярны.

2) Меньше паразитное последовательное сопротивление, так как эмиттерный слой сильно легирован.

3)  $C_{уд}$  определяется толщиной слоя диэлектрика, которая обычно берётся равной около 0,1 мм.

Полупроводниковые конденсаторы.

$C_{уд}$	Переход К-П	Переход К-Б	Переход Э-Б
пф/мм <sup>2</sup>	150	310	1500

Плёночные конденсаторы.

	SiO <sub>2</sub>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub>
$C_{уд}, \text{нФ/мм}^2$	400 - 640	480 - 800	4000
$C_{\text{макс}}, \text{нФ}$	500	1000	5000
Допуск, %	±20	±20	±20

ТК-ёмкости: 0,03 %/°С – МДП. 0,1 %/°С – p-n.

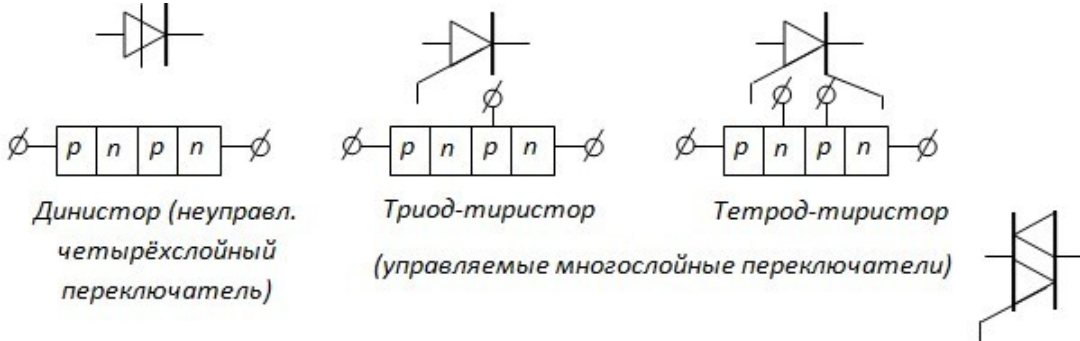
### **Общие замечания по компонентам ИС.**

- 1) Изменяется относительная стоимость компонентов по сравнению с дискретными вариантами и определяется она в основном площадью, занимаемой компонентом на подложке, поэтому стоимость транзистора примерно равна стоимости диода, которая примерно равна стоимости резистора в 4 кОма с допуском ±30% или стоимости резистора в 1 кОм с допуском ±20%.
- 2) Номиналы компонентов ограничены. Практически невыполнимы резисторы свыше 50 кОм, а конденсаторы – при ёмкости, большей несколько сот пФ.
- 3) Абсолютные величины сопротивлений резисторов и ёмкостей конденсаторов (особенно диффузионных) недостаточно контролируются, хотя их отношение в пределах одной схемы можно выдержать с точностью до 1%. Температура компонентов одинакова. Температурные зависимости компонентов в одной схеме одинаковы.

- 4) Все компоненты ИПС связаны между собой паразитными ёмкостями и проводимостями, что обуславливается плотной упаковкой и несовершенством изоляции.

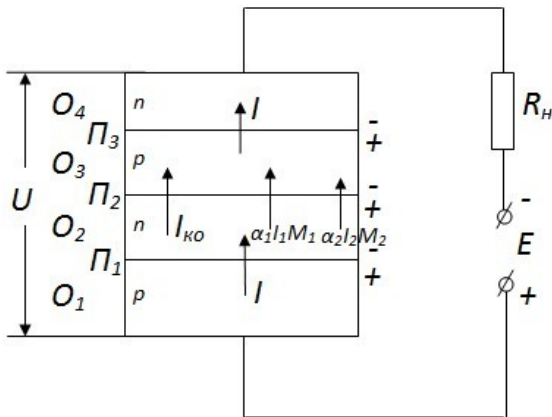
**Четырёхслойные структуры.**

Четырёхслойные структуры типа p-n-p-n могут иметь два, три или четыре вывода.



Тиристоры в настоящее время широко используются в силовой и преобразовательной технике (мощные источники питания), где они успешно заменяют ионные приборы. Тиристоры могут работать при напряжениях в сотни вольт и токах в десятки ампер. В импульсных схемах тиристоры пока применяются реже, чему мешает их недостаточно высокое быстродействие. Однако тиристоры позволяют строить многие схемы более просто, чем на транзисторах, и высказывается мнение, что их частотные свойства будут улучшаться. Сейчас в ключевых схемах времена включения тиристоров порядка 0,1 – 0,3 мкс, времена выключения – 1 – 35 мкс.

Диод-тиристор.

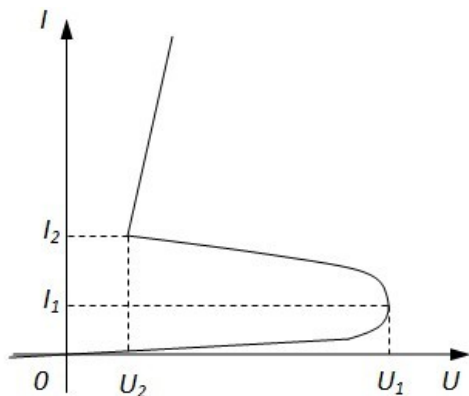


Тиристор можно представить как совокупность двух транзисторов

p-n-p (области O<sub>1</sub> - O<sub>2</sub> - O<sub>3</sub>)

n-p-n (области O<sub>4</sub> - O<sub>3</sub> - O<sub>2</sub>).

Вольт-амперная характеристика тиристора имеет S-образную форму с участком отрицательного сопротивления.



Участок напряжения от 0 до  $U_1$  при  $I < I_1$ ,  $\Pi_1$  и  $\Pi_3$  открыты,  $\Pi_2$  закрыт. Обе составляющие транзистора находятся в активной области и их эмиттерные токи (переходы ???)

нет переход  $\Pi_2$  течёт тоже ток  $I$ :

$$I = I_{\kappa 0} + (\alpha_1 + \alpha_2)MI$$

где полагаем, что коэффициент лавинного размножения  $M = M_1 = M_2$ . Иначе:

$$I = \frac{I_{\kappa 0}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)M} \tag{1}$$

$$(\alpha_1 + \alpha_2)M < 1 \qquad (\alpha_1 + \alpha_2)M > 1$$

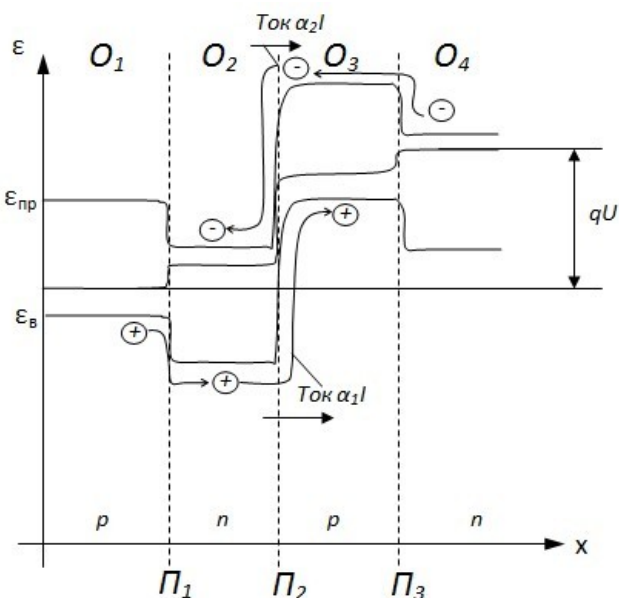
что имеет смысл только при  $(\alpha_1 + \alpha_2)M < 1$ . Если же  $(\alpha_1 + \alpha_2)M > 1$ , то предположение о закрытии коллкторного перехода неверно.

Коэффициенты  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  меньше, чем у обычных транзисторов. При малом токе  $I$  они меньше 0,5, то есть  $\alpha_1 + \alpha_2 < 1$ , а при большом  $I$  -  $\alpha_1 + \alpha_2 > 1$ . Малые величины  $\alpha$  связаны с большими толщинами базовых областей  $O_2$  и  $O_3$ . Кроме того,  $\alpha$  зависят от напряжения на переходе. С увеличением напряжения на  $\Pi_2$  увеличивается и  $M$  (становится больше 1). Эти зависимости связаны с модуляцией баз и, главным образом, с лавинным усножением в переходе  $\Pi_2$ .

Увеличение напряжения приводит к росту  $M$ , и следовательно к увеличению  $I$ , что в свою очередь ведёт к увеличению  $\alpha_1 + \alpha_2$ , а это ведёт также к росту  $I$ . Отсюда значительно более быстрое увеличение тока в цепи при нарастании внешнего напряжения, и появление участка с отрицательным сопротивлением. Наконец, наступает такой момент, когда выражение (1) теряет

$$(\alpha_1 + \alpha_2)M > 1$$

физический смысл (при  $(\alpha_1 + \alpha_2)M > 1$ ). Этого быть не может, так как ток всегда протекает от + к -. В этот момент открывается переход  $\Pi_2$ . Теперь все переходы открыты.  $U$  составляет не более 1,0 – 1,5 В, тиристор оказывается во включённом состоянии, а составляющие его транзисторы – в насыщении.



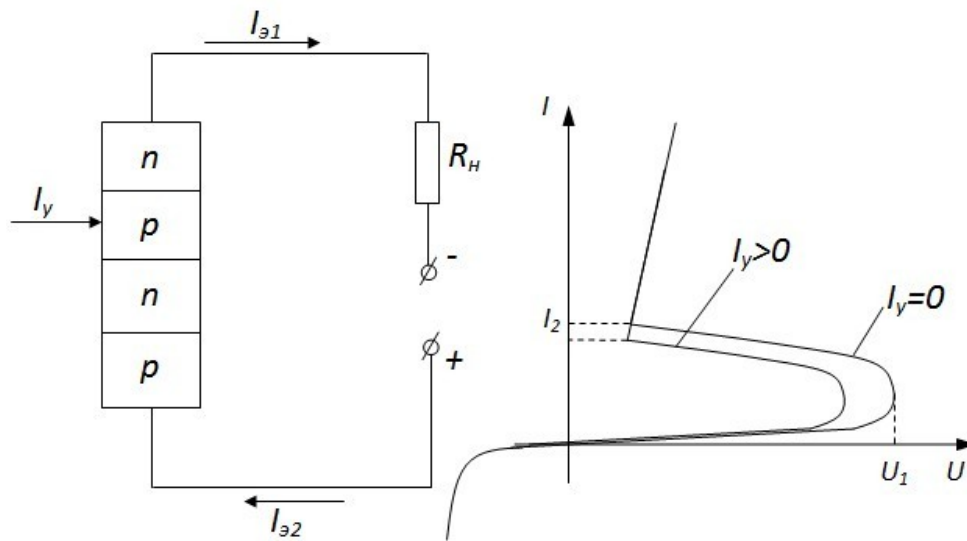
Физика этого явления объясняется ниже. Ток  $\alpha_1IM$  приводит к накоплению дырок в  $O_3$ , а ток  $\alpha_2IM$  – к накоплению электронов в  $O_2$ .

Если  $\alpha_1M$  и  $\alpha_2M$  малы, то проходящие в соответствующие области дырки и электроны успевают рекомбинировать. При больших  $\alpha_1M$  и  $\alpha_2M$  создаётся их избыток, что ведёт к повышению энергетического уровня в  $O_2$  (отрицательный заряд) и к его понижению в  $O_3$  (положительный заряд). Из энергетических диаграмм видно, что это эквивалентно большему открыванию переходов  $\Pi_1$  и  $\Pi_3$  и резкому увеличению тока  $I$ .

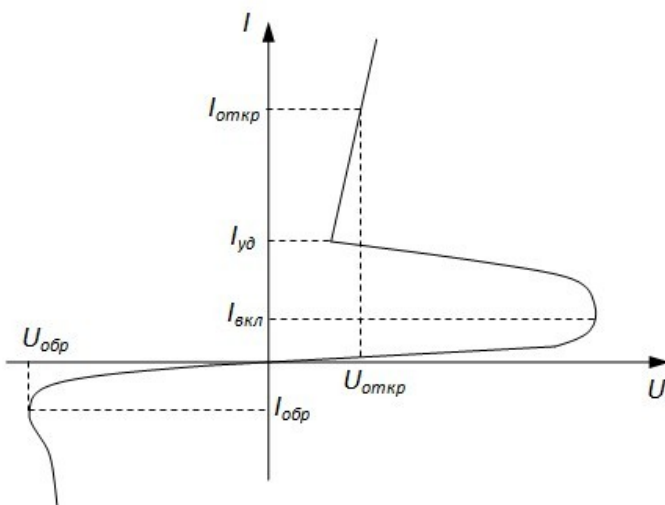
Если бы не было ограничивающего сопротивления  $R_H$ , то этот рост тока вывел бы тиристор из строя. Наличие сопротивления приводит к уменьшению напряжения. Таким образом, увеличение тока  $I$  вызывает уменьшение  $U$ , что означает отрицательное дифференциальное сопротивление.

Таким образом, включение диода-тиристора произойдет при  $E > U_1$ . Выключение, если снизить ток до величины  $I_2$ . При  $I_2$  и  $U_2$   $\alpha_1 M + \alpha_2 M \leq I$  и происходит выключение  $\alpha_1 = f_1(U_2, I)$ ;  $\alpha_2 = f_2(U_2, I)$ ;  $M = f(U_2)$

Триод-тиристор. С помощью управляющего электрода легко осуществлять включение и выключение тиристора. При  $I_y > 0$  в  $O_3$  вводятся дополнительные дырки и быстрее (раньше) накапливается необходимый для переключения заряд. Ускоряется включение. При  $I_y < 0$  – наоборот.



Включение тиристора можно осуществлять увеличением  $I_y$ . Выключение основано на том, что  $I_2$  зависит от  $I_y$ , хотя зависимость недостаточно сильная.



Тетрод-тиристор. Добавляется управление по базе n, действующее аналогично управлению по базе p. Зависимости  $I$  от  $U$  теперь можно представить совокупностью семейств характеристик. Например:

$$I = f(U, I_{y1})$$

при  $I_{y2} = const.$

Параметры:

Номинального режима:  $I_{вкл}$ ,  $I_{уд}$ ,  $U_{откр}$  ( $I_{откр}$ ),  $I_{обр}$  ( $U_{обр}$ ),  $r_{дин}$ ,  $C_{общ}$ ,  $t_{вкл}$ ,  $t_{выкл}$ .

Предельно допустимые:  $P_{ср макс}$ ,  $I_{откр макс}$ ,  $I_{откр н макс}$ ,  $U_{обр макс}$ .

### Часть III. УСИЛИТЕЛИ.

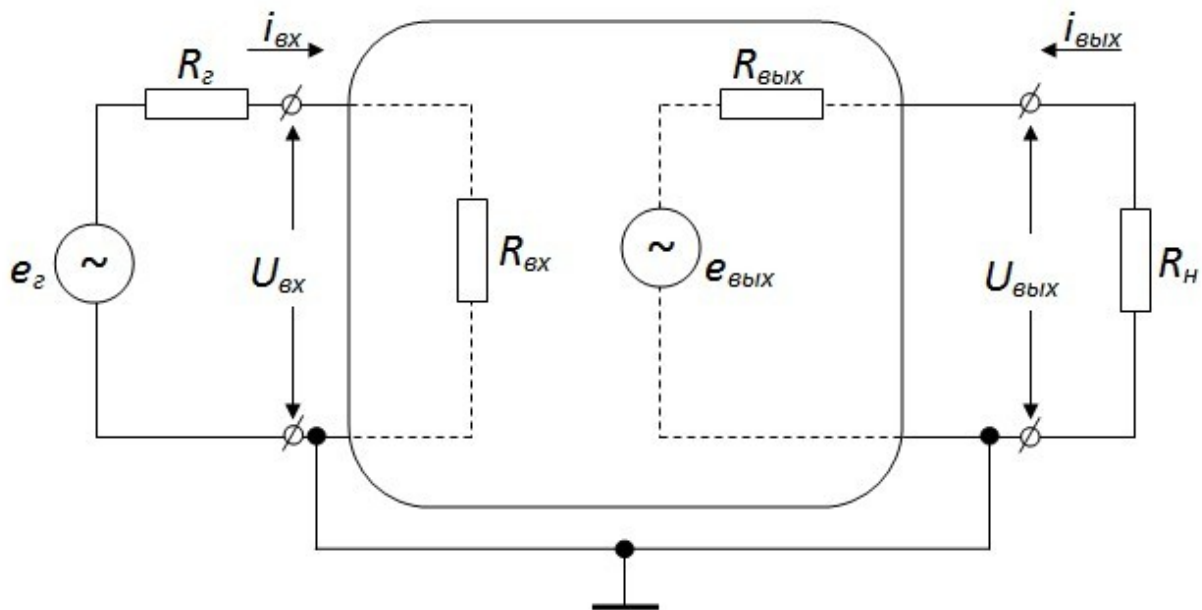
**Усилителем** называют *устройство*, предназначенное для *повышения мощности входного сигнала*. Превышение мощности, выделяемой в нагрузку усилителя, над мощностью входного сигнала *достигается за счёт энергии источника питания*. Маломощный входной сигнал лишь *управляет* передачей энергии источника питания в полезную нагрузку. В дальнейшем будут рассматриваться *линейные* электронные усилители, служащие для *усиления электрических сигналов без изменения их формы*.

В электронных усилителях активными элементами, управляющими передачей электрической энергии, чаще всего являются транзисторы. Эти усилители, различающиеся по типу управляющего элемента, называются соответственно полупроводниковыми или ламповыми. Усилители находят широкое применение в вычислительной технике, связи, экспериментальной физике и автоматике.

## Глава 1. Общие сведения об электронных усилителях.

### §1. Усилители мощности, напряжения и тока.

Усилитель является четырёхполюсником.



Входное сопротивление:  $R_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{вх}}}{i_{\text{вх}}}$ .

Выходное сопротивление:  $R_{\text{вых}} = \left. \frac{e_{\text{вых}}}{i_{\text{вых}}} \right|_{R_H=0} = \frac{U_{\text{вых хх}}}{i_{\text{вых кз}}}$ .

Коэффициент усиления по мощности:

$$K_p = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}; \quad P_{\text{вх}} = u_{\text{вх}} i_{\text{вх}} = \left( \frac{e_2}{R_2 + R_{\text{вх}}} \right)^2 \cdot R_{\text{вх}}.$$

Если  $R_2$  задано, но можно выбирать  $R_{\text{вх}}$ , то максимум  $P_{\text{вх}}$  будет при согласовании  $R_2 = R_{\text{вх}}$ .

$$P_{\text{вх согл}} = \frac{e_2^2}{4R_2} - \text{располагаемая мощность на входе.}$$

$$P_{\text{вых}} = \left( \frac{e_{\text{вых}}}{R_{\text{вых}} + R_n} \right)^2 \cdot R_n.$$

Для увеличения  $P_{\text{вых}}$  желательно уменьшать  $R_{\text{вых}}$ . При заданном  $R_{\text{вых}}$  максимум  $P_{\text{вых}}$  будет достигнут при согласовании:  $R_{\text{вых}} = R_n$ .

$$P_{\text{вых согл}} = \frac{e_{\text{вых}}^2}{4R_{\text{вых}}}. \quad \text{Тогда } K_{p \text{ согл}} = \left( \frac{e_{\text{вых}}}{e_2} \right)^2 \cdot \frac{R_2}{R_{\text{вых}}} \geq K_p.$$

$K_p$  часто выражают в децибелах:

$$K_p [\text{белы}] = \lg K_p, \quad K_p [\text{дб}] = 10 \lg K_p.$$

Если попарно соизмеримы  $R_2$  и  $R_{\text{вх}}$ ,  $R_{\text{вых}}$  и  $R_n$ , то рассматриваемый усилитель – усилитель мощности. Если  $R_n$  очень велико, то  $P_{\text{вых}}$  исчезающе мало. Например цепь пластин ЭЛТ. В этом случае нас интересует напряжение в нагрузке, а не мощность. Если велико  $P_{\text{вх}}$  (например в ламповых усилителях), то также целесообразно говорить о мощности во входной цепи усилителя. Нас тоже интересует напряжение. Итак, при  $R_{\text{вх}} \gg R_2$  или при  $R_n \gg R_{\text{вых}}$  нужно говорить об усилении напряжения:

$$K_u = \frac{u_{\text{вых}}}{u_{\text{вх}}} \quad \text{или} \quad K_E = \frac{u_{\text{вых}}}{e_2}.$$

Если  $R_{\text{вых}} \ll R_2$  или  $R_n \ll R_{\text{вых}}$ , то лучше усиление характеризовать коэффициентом усиления по току:

$$K_i = \frac{i_{\text{вых}}}{i_{\text{вх}}}$$

Обычно даже при соизмеримых сопротивлениях оценку лучше вести по  $K_u$  или  $K_i$ , а не по  $K_p$  (за исключением выходных каскадов). Это связано с тем, что при расчёте нужно оценивать рабочие участки ВАХ, а они даются в координатах  $U$  и  $I$ .

$K_u$  и  $K_i$  тоже можно выражать в децибелах. При этом:

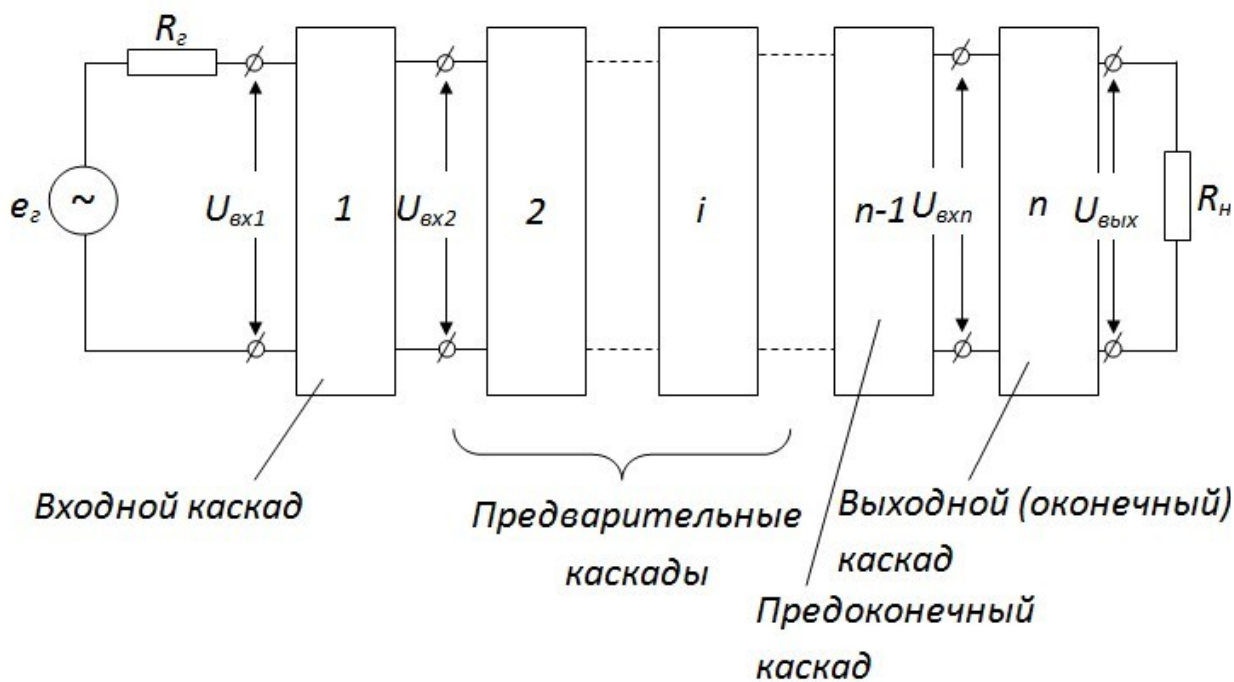
$$K_u[\text{дБ}] = 20 \lg K_u \quad \text{и} \quad K_i[\text{дБ}] = 20 \lg K_i$$

$K_u$	1	1,41	10	100	1000
$K_u[\text{дБ}]$	0	3	20	40	60

Нетрудно заметить, что  $K_p = K_u \cdot K_i$ .

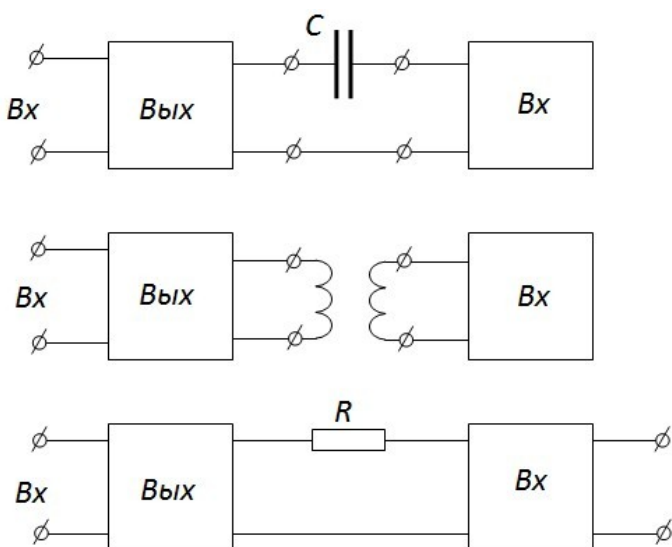
### §2. Многокаскадные усилители.

Понятие каскада можно проиллюстрировать следующим рисунком.



Коэффициент усиления усилительного каскада из  $n$  ступеней определяется следующим образом:

$$K = \prod_{j=1}^n K_j = \sum_{j=1}^n K_j[\text{дБ}]$$



Способы связи каскадов между собой, а также способ включения нагрузки к выходу усилителя определяют многие важные свойства усилителя.

Типы межкаскадных связей:

RC-усилители. Ёмкость даёт возможность разделить каскады по постоянному току, что удобно.



Трансформаторные связи обладают как преимуществами, так и недостатками.

Гальванические (непосредственные) связи. Используются на инфранизких частотах и в УПТ.

### §3. Частотные и фазовые искажения.

Различают линейные и нелинейные искажения. Причина нелинейных искажений – нелинейность ВАХ.

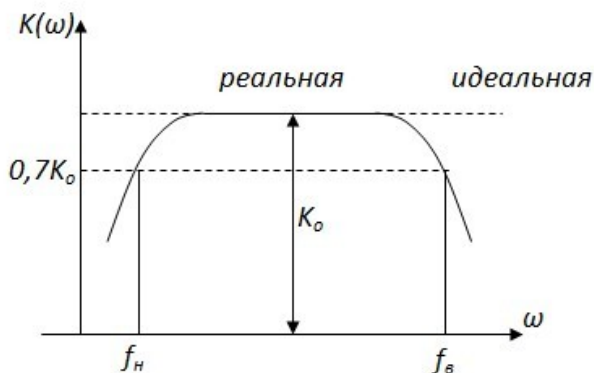
Линейные искажения разделяют на частотные и фазовые. Причина тех и других – наличие реактивных компонентов.

В общем случае  $K_p$ ,  $K_u$  и  $K_i$  – функции частоты.

$$\dot{K}_u = \frac{\dot{u}_{\text{вых}}}{\dot{u}_{\text{вх}}} = \text{Re}(\dot{K}_u) + j \text{Im}(\dot{K}_u) = K_u \exp(j\varphi_u)$$

$$K_u = \sqrt{[\text{Re}(\dot{K}_u)]^2 + [\text{Im}(\dot{K}_u)]^2}; \varphi_u = \text{arctg} \frac{\text{Im}(\dot{K}_u)}{\text{Re}(\dot{K}_u)}$$

$K_u$  и  $\varphi_u$  – функции частоты.



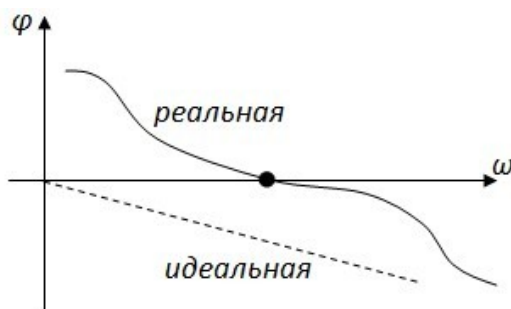
Зависимость  $K(\omega)$  – амплитудно-частотная характеристика (АЧХ). Диапазон частот делится на средние ( $K_0$ ), низкие, высокие. Частоты  $f_n$  и  $f_s$  называются граничными. Полоса пропускания определяется как  $\Delta\omega = f_s - f_n$ . Коэффициент частотных искажений:

$$\dot{M} = \frac{K_{uo}}{K_u} \quad M = |\dot{M}| = \frac{K_{uo}}{|K_u|}$$

Для многокаскадных усилителей:

$$M_n = \frac{K_{01} \cdot K_{02} \cdot K_{03} \dots K_{0n}}{K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \dots K_n} = \prod_{j=1}^n M_j$$

Зависимость  $\varphi(\omega)$  называется фазочастотной характеристикой (ФЧХ).



Фазовые искажения не возникают, если  $\varphi(\omega) \sim \omega$ .

Действительно:

$$u_1 = U_1 \sin(\omega_1 t - \Delta t \omega_1) = U_1 \sin[\omega_1 (t - \Delta t)]$$

$$u_2 = U_2 \sin(\omega_2 t - \Delta t \omega_2) = U_2 \sin[\omega_2 (t - \Delta t)]$$

Происходит временной сдвиг, но форма сигнала не изменяется. Фазовые наложения несущественны в усилителях звуковой частоты, так как человеческое ухо реагирует только на частотный спектр.

Усилители бывают избирательными, широкополосными, импульсными, УНЧ, инфранизких частот (УПТ).

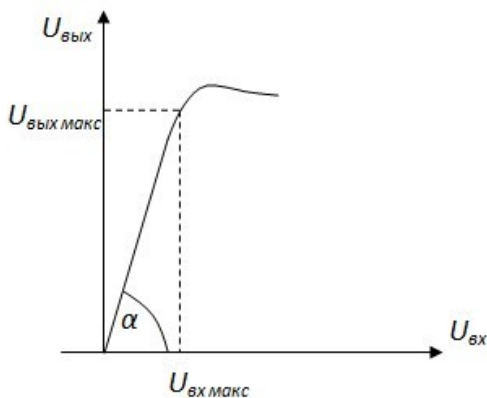
Рассмотрим возникновение новых частот в нелинейных цепях. Например:

$$i = au^2; u = U_m \sin \omega t + U_o$$

$$i = a \cdot [U_o + U_m \sin \omega t]^2 = a[U_o^2 + 2U_o U_m \sin \omega t + \frac{U_m^2}{2}(1 - \cos 2\omega t)]$$

- появилась новая гармоника  $2\omega$ .

О степени нелинейных искажений даёт представление амплитудная характеристика  $u_{\text{вых}} = f(u_{\text{вх}})$ , снимаемая обычно на средних частотах.



Линейный участок ограничен ( $K_u = \text{const} = \text{tg} \alpha$ ). При больших сигналах сказываются нелинейности.

#### Количественная оценка нелинейных искажений.

Коэффициент нелинейных искажений при подаче на вход синусоидального сигнала:

$$v_z = \sqrt{\sum_{i=2}^{\infty} p_i / p_1},$$

где  $p_i$  — мощность  $i$ ой гармоники.

Очевидно:

$$K_z = \sqrt{\sum_{i=2}^{\infty} I_i^2 / I_1^2} = \sqrt{\sum_{i=2}^{\infty} \gamma_i^2},$$

где  $\gamma_i = I_i / I_1$  — коэффициент  $i$ ой гармоники.

$K_z \cong \sqrt{\gamma_2^2 + \gamma_3^2}$ , так как гармоники выше третьей обычно достаточно слабы.

$K_z$  не даёт полного представления о нелинейных искажениях при передаче сигналов со сложным частотным спектром, так как возникающие гармоники, имеющие различные фазовые сдвиги  $\varphi_u$ , могут частично компенсировать друг друга.

#### §4. Другие показатели усилителей.

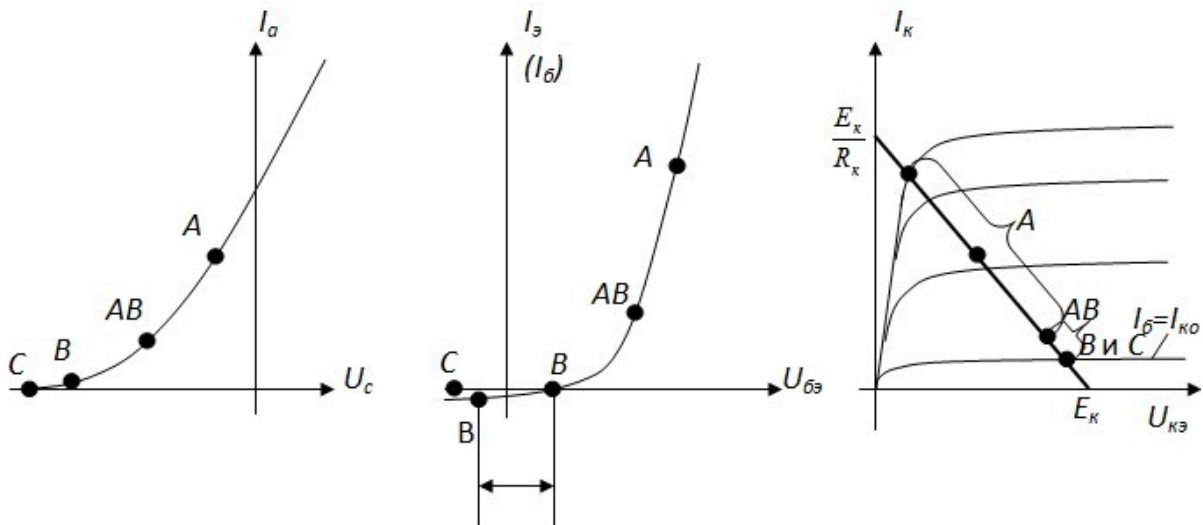
- КПД – отношение мощности сигнала в нагрузке к мощности, потребляемой от источников питания;
- Динамический диапазон – отношение максимально допустимого сигнала к минимально различимому сигналу, часто в *дб*; можно говорить о динамическом диапазоне на входе и выходе усилителя. Ограничения сверху – нелинейные искажения, снизу – шумы и помехи (показаны на амплитудной характеристике. 100 *дб* – значит  $u_{\max}$  в  $10^5$  раз больше  $u_{\min}$ ).
- Стабильность характеристик, в первую очередь коэффициента усиления. Особенно это важно в усилителях, используемых в измерительной аппаратуре.

Следует также упомянуть об обратных связях в усилителях. Они будут подробнее рассмотрены в курсе **Электроника II**. Обратные связи бывают положительными и отрицательными. Они влияют на  $R_{\text{ex}}$ ,  $R_{\text{вых}}$ ,  $K$ , стабильность показателей. В усилителях распространена отрицательная обратная связь.

Таким образом, важнейшими являются характеристики: АЧХ, ФЧХ, амплитудная.

Важнейшими являются параметры:  $K_u$  ( $K_i$  или  $K_p$ ),  $R_{\text{ex}}$ ,  $R_{\text{вых}}$ ,  $f_v$ ,  $f_n$ .

#### §5. Классы усиления.



В зависимости от положения рабочей точки различают четыре класса усиления: А – рабочая точка находится на линейном участке (часто в его середине), АВ – рабочая точка находится на границе линейного участка, ближе к области малых токов, В – рабочая точка находится загибания, то есть в точке, где  $I_a = 0$  или  $I_k = I_{k0}$ , С – смещение рабочей точки таково, что её положение оказывается левее (на входных характеристиках) точки загибания электронного прибора.

От выбора положения рабочей точки усилителя зависит:

- величина нелинейных искажений;
- КПД;
- коэффициент усиления;

- уровень шумов;
- динамический диапазон.

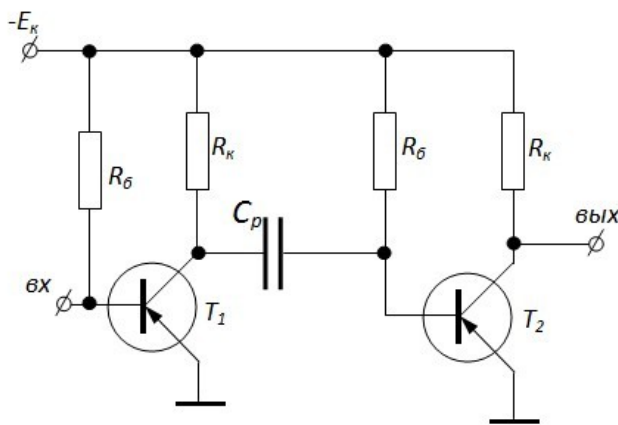
Например, в классе В угол отсечки составляет примерно  $90^\circ$ , что влечёт нелинейные искажения, поэтому применяются только в двухтактных каскадах.

Класс АВ является промежуточным, угол отсечки  $\approx 120-130^\circ$ . Возможно применение только в двухтактных каскадах, даёт меньшие нелинейные искажения, чем класс В.

Применение класса С возможно только в импульсных схемах.

### §6. Цепи межкаскадных связей в транзисторных каскадах.

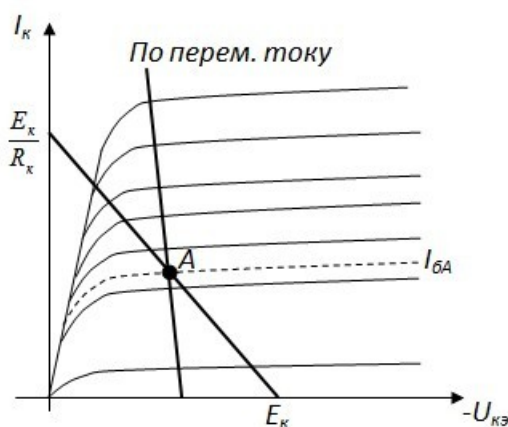
Обычно каскады подключаются к источнику питания  $-E_k$  параллельно. С помощью только  $E_k$  можно создать режим работы, соответствующий классам А, АВ или В.



$R_k$ ,  $C_p$  и  $R_b$  составляют цепь межкаскадной RC-связи.  $R_k$  – сопротивление коллекторной нагрузки, определяет положение нагрузочной прямой по постоянному току на выходных характеристиках.  $R_b$  – сопротивление смещения, определяет величину базового тока и, следовательно, положение рабочей точки на нагрузочной прямой.

$$I_b = \frac{E_k - U_{бэ}}{R_b} \cong \frac{E_k}{R_b}, \text{ так как обычно}$$

$$|E_k| \gg |U_{бэ}|.$$



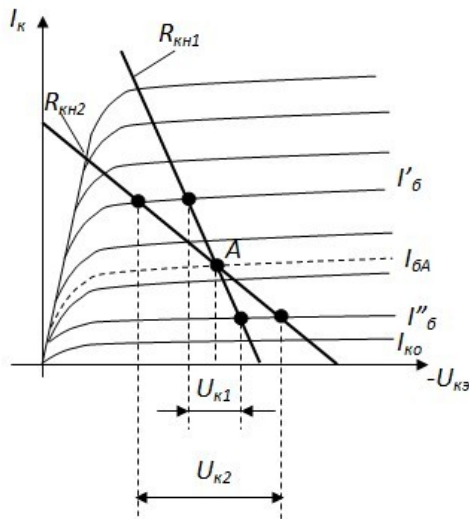
Таким образом, если задано  $I_{бА}$ , то  $R_b = \frac{E_k}{I_{бА}}$ .  $C_p$  – разделительный конденсатор. Он разделяет каскады по постоянному току. Обычно  $u_k$  составляет несколько вольт (несколько десятков вольт), а  $U_{бэ}$  – десятые доли вольта. Поэтому в приведённой схеме непосредственная связь без  $C_p$  привела бы к равенству  $U_{кэ} = U_{бэ}$ , то есть к невыгодному режиму работы.

Для переменных составляющих сигнала

сопротивление конденсатора  $\frac{1}{\omega C_p}$  должно быть значительно меньше последовательно с ним соединённых других компонентов цепи, то есть таким, чтобы на нём не было заметного падения

напряжения канала и весь сигнал передавался бы на вход транзистора  $T_2$ . Отсюда следует, что  $C_p$  должна быть достаточно большой.

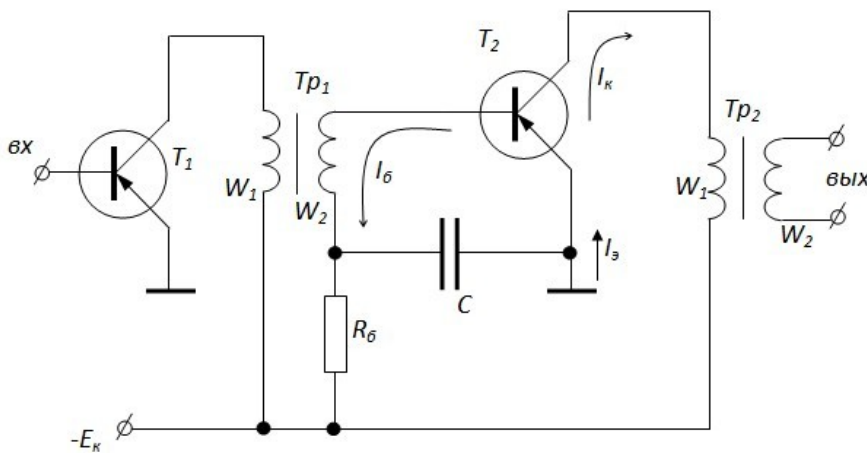
Наклон нагрузочной прямой по переменному току определяется уже  $R_{кн} = R_k \parallel R_{\bar{\sigma}} \parallel R_{вх\text{тр}} < R_k$ . Чем больше  $R_{кн}$ , тем больше усиление.



Пусть входной для каскада сигнал создаёт колебания тока базы между значениями  $I'_{\bar{\sigma}}$  и  $I''_{\bar{\sigma}}$ . В случае малого  $R_{кн} = R_{кн1}$  размах колебаний  $u_k$  будет равен  $u_{к1}$ , а в случае большого  $R_{кн} = R_{кн2}$  размах увеличивается до  $u_{к2}$ . Следовательно, для получения больших  $K_u$  нужно увеличивать  $R_{кн} = R_k \parallel R_{\bar{\sigma}} \parallel R_{вх\text{тр}} \cong R_k \parallel R_{вх}$ , то есть увеличивать  $R_k$ . Обычно  $R_k$  выбирают в 5 – 10 раз превышающим  $R_{вх\text{тр}}$ . Дальнейшее увеличение  $R_k$  уже не увеличивает усиления, но может снизить динамический диапазон  $I_k$  (рабочая точка будет располагаться слишком

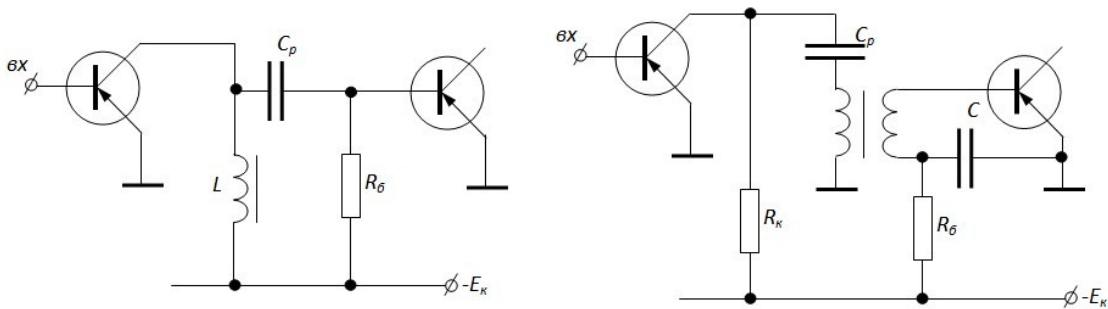
низко,  $I_{кА}$  мало). Кроме того, при малых  $I_k$  снижается  $B$ .

Таким образом,  $R_k$  и  $C_p$  определяются в процессе расчёта каскада по переменному току, а  $R_{\bar{\sigma}}$  рассчитывается, исходя из заданного  $I_{\bar{\sigma}А}$ .



При трансформаторной межкаскадной связи  $R_{\bar{\sigma}}$  выполняет ту же роль и рассчитывается аналогично. Конденсатор  $C$  обеспечивает приложение всего напряжения сигнала к участку Б-Э (без  $C$  напряжение сигнала прикладывалось бы к последовательному соединению ?? и  $R_{вх\text{тр}}$ ).

Иногда вместо  $R_k$  используют дроссель (дроссельно-реостатная связь или реостатно-трансформаторная связь).



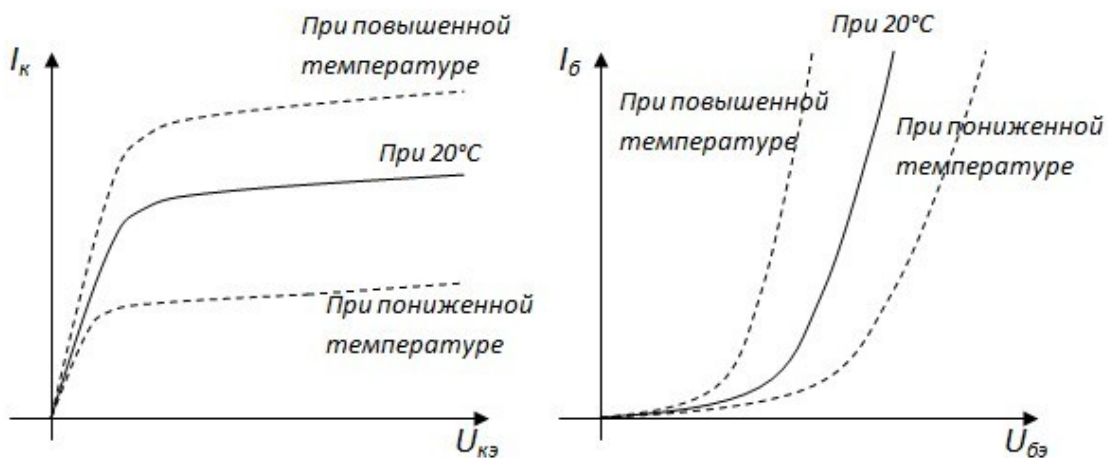
В последнем случае (трансформаторная связь с параллельным питанием) через первую (I) обмотку трансформатора не протекает постоянная составляющая  $I_k$ , и (так как нет и подмагничивания сердечника) габариты трансформатора можно уменьшить.

Непосредственные связи будут рассмотрены далее.

### §7. Цепи смещения рабочей точки в транзисторных каскадах.

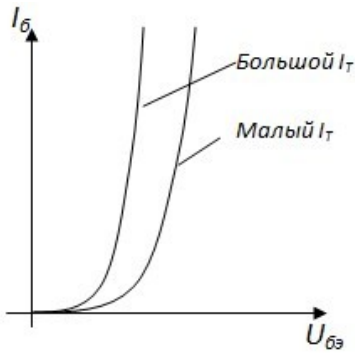
Рассмотренный выше случай смещения рабочей точки с помощью сопротивления  $R_b$  (фиксированное смещение) имеет преимущество – простота выполнения. Его недостаток – плохая стабильность положения рабочей точки.

Нестабильность рабочей точки прежде всего проявляется при колебаниях температуры. Рассмотрим влияние температуры на характеристики транзистора.



Температурная нестабильность выходных характеристики транзистора объясняется зависимостью параметров транзистора от температуры. Это, во-первых, зависимость  $I_T$  от температуры (при повышении температуры тепловой ток растёт экспоненциально), во-вторых, зависимость коэффициента усиления по току  $B$  от температуры:  $B$  растёт с повышением температуры.

Температурная нестабильность входных характеристик тока объясняется температурной зависимостью  $I_{TЭ}$ . Известно, что чем меньше  $I_{TЭ}$ , тем больше так называемая зона нечувствительности на входных характеристиках.



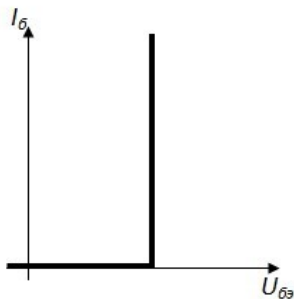
Температурную нестабильность входных характеристик принято количественно оценивать температурным коэффициентом:

$$\varepsilon = \left. \frac{\partial u_{эб}}{\partial T} \right|_{I_б=const} \frac{мВ}{град}$$

Обычно  $\varepsilon$  составляет около -2 мВ/град.

Расчёт стабильности рабочей точки сводится к определению  $\Delta I_{\kappa} / \Delta T$ . Для этого нужно при анализе выразить  $I_{\kappa}$  через

температурно зависимые параметры. Обычно учитывают параметры  $B$ ,  $I_{\kappa 0}$  (отражают смещение выходных характеристик). Для отображения входных характеристик представляют ВАХ в виде, представленном на рисунке ниже, и характеризуют одним параметром:  $U_{бэА}$ .



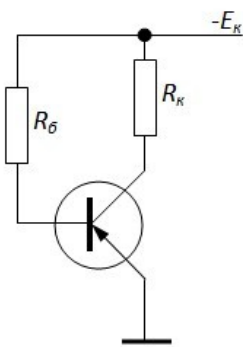
Ранее было получено выражение

$$I_{\kappa} = B I_{\bar{\sigma}} + (B + 1) I_{\kappa 0} \quad (1).$$

Переходим к приращениям:

$$\Delta I_{\kappa} = B \Delta I_{\bar{\sigma}} + (I_{\bar{\sigma}} + I_{\kappa 0}) \Delta B + (B + 1) \Delta I_{\kappa 0} \quad (2).$$

Рассмотренная ранее простейшая схема с единственным сопротивлением  $R_{\bar{\sigma}}$  обеспечивает независимый от  $T$  ток базы и называется схемой с фиксированным током базы.



Следовательно, для этой схемы при колебаниях температуры  $\Delta I_{\bar{\sigma}} \equiv 0$ , тогда получаем:

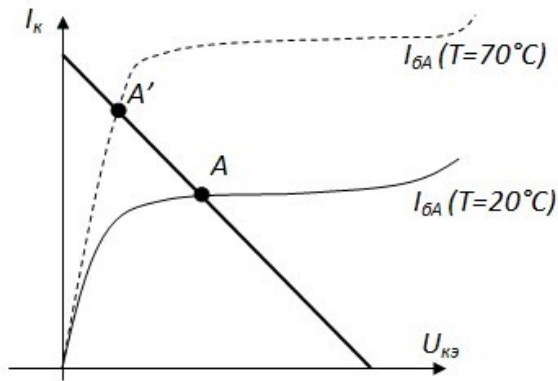
$$\Delta I_{\kappa} = (I_{\bar{\sigma}} + I_{\kappa 0}) \Delta B + (B + 1) \Delta I_{\kappa 0}.$$

Коэффициент передачи  $\Delta I_{\kappa 0}$  в коллекторную цепь, имеющий смысл частной производной  $\left. \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial I_{\kappa 0}} \right|_{I_{\bar{\sigma}}=const}$ , обозначим через  $S$  и назовём

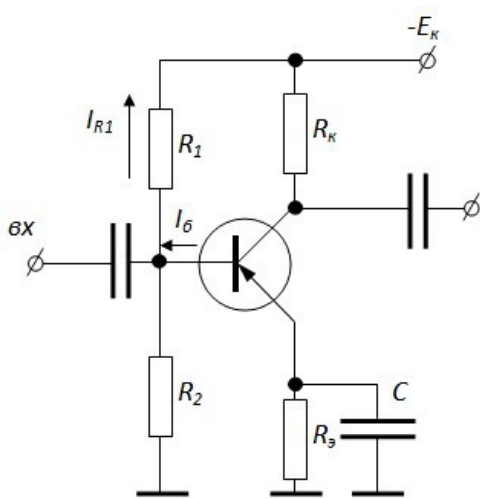
коэффициентом нестабильности. В схеме с фиксированным током базы

$$\Delta I_{\kappa} = S \left[ (I_{\bar{\sigma}} + I_{\kappa 0}) \frac{\Delta B}{B + 1} + \Delta I_{\kappa 0} \right]$$

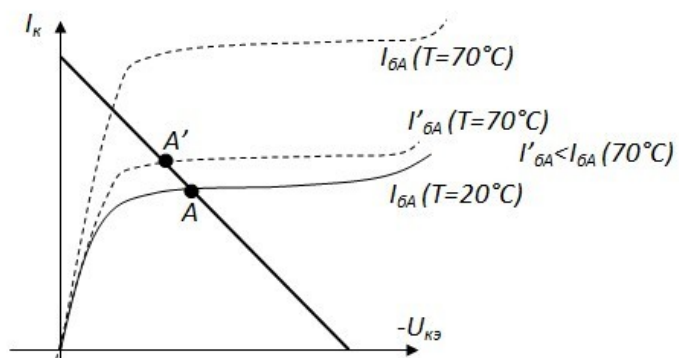
$S$  имеет максимальное значение  $S = B + 1$ , и в этом заключается главный недостаток такой схемы смещения.



Как видно из рисунка, с повышением температуры выходные характеристики смещаются вверх, и тогда рабочая точка может оказаться в насыщении. Поэтому более распространены схемы смещения с термостабилизацией рабочей точки. Одна из самых популярных схем изображена на рисунке.



Идея термостабилизации здесь в том, что при повышении температуры увеличивается  $I_K$ , но ток базы не остаётся постоянным, а уменьшается.

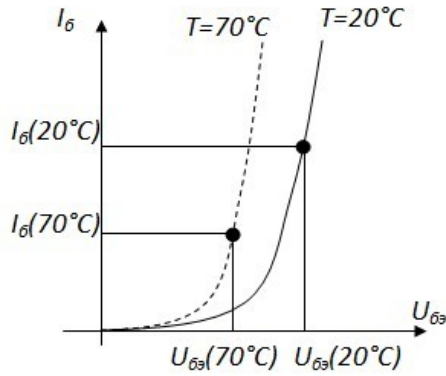


При  $T=70^\circ\text{C}$  характеристика пойдёт выше, и ток базы равен некоторой величине  $I_{бА}'$ . Рабочая точка занимает положение  $A'$ , лишь немного отличающееся от  $A$ . В самом деле,  $T \uparrow, I_K \uparrow, I_3 \uparrow, I_3 R_3 \uparrow$ . Очевидно, что:

$$U_{эб} = U_{R2} - I_3 R_3$$

Если  $U_{R2} \cong \text{const}$ , что обеспечивается, если делитель  $R_1 - R_2$  низкоомный, то увеличение  $I_3 R_3$  приводит к уменьшению  $U_{эб}$ , а следовательно и к уменьшению тока  $I_б$  (если пренебречь смещением входных характеристик, то правомочно для германиевых транзисторов).





Таким образом чисто качественное рассмотрение позволяет сделать вывод, что для увеличения стабильности рабочей точки нужно увеличивать  $R_3$  и брать низкоомный делитель, а это значит, что надо уменьшать

$$R_{\text{б}} = R_1 \parallel R_2.$$

При высокоомном делителе  $U_{R2} \neq \text{const}$  и при уменьшении  $I_{\text{б}}$   $U_{R2}$  увеличивалось бы, что снижало бы эффект термостабилизации.

Перейдём к количественному рассмотрению стабилизации.

$$I_{\text{бА}} = I_{R1} - I_{R2} = \frac{E_{\text{к}} - U_{\text{эбА}} - I_{\text{эА}}R_3}{R_1} - \frac{U_{\text{эбА}} + I_{\text{эА}}R_3}{R_2} =$$

$$= \frac{E_{\text{к}}}{R_1} - \frac{U_{\text{эбА}} + I_{\text{эА}}R_3}{R_{\text{б}}}, \text{ где } R_{\text{б}} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}.$$

Так как  $I_{\text{э}} = I_{\text{к}} + I_{\text{б}}$ , получаем

$$I_{\text{бА}} = \left( \frac{E_{\text{к}}}{R_1} - \frac{U_{\text{эбА}}}{R_{\text{б}}} - \frac{I_{\text{к}}R_3}{R_{\text{б}}} \right) \frac{R_{\text{б}}}{R_{\text{б}} + R_3}$$

Найдём отсюда  $\Delta I_{\text{б}}$  и подставим его в (2):

$$\Delta I_{\text{б}} = -\frac{\Delta U_{\text{эбА}}}{R_{\text{б}} + R_3} - \frac{R_3}{R_{\text{б}} + R_3} \Delta I_{\text{к}};$$

$$\Delta I_{\text{к}} = -B \frac{\Delta U_{\text{эбА}}}{R_{\text{б}} + R_3} - B \frac{R_3 \Delta I_{\text{к}}}{R_{\text{б}} + R_3} + (I_{\text{бА}} + I_{\text{к0}}) \Delta B + (B+1) \Delta I_{\text{к0}}.$$

Выразим  $\Delta I_{\text{к}}$  в явном виде:

$$\Delta I_{\text{к}} = \left[ (I_{\text{бА}} + I_{\text{к0}}) \Delta B + (B+1) \Delta I_{\text{к0}} - B \frac{\Delta U_{\text{эбА}}}{R_{\text{б}} + R_3} \right] \frac{1}{1 + \frac{BR_3}{R_{\text{б}} + R_3}} =$$

$$= S \left[ (I_{\delta A} + I_{\kappa o}) \frac{\Delta B}{B+1} - \frac{\alpha \Delta U_{\delta A}}{R_{\delta} + R_3} + \Delta I_{\kappa o} \right] \quad (3),$$

$$\text{где } S = \frac{B+1}{1 + \frac{BR_3}{R_{\delta} + R_3}} = \frac{1}{1 - \alpha + \frac{\alpha R_3}{R_{\delta} + R_3}} = \frac{1}{1 - \frac{\alpha R_{\delta}}{R_{\delta} + R_3}} = \frac{1}{1 - \frac{\alpha}{1 + \frac{R_3}{R_{\delta}}}} \quad (4)$$

$$\text{Таким образом, } S = \frac{1}{1 - \frac{\alpha}{1 + \frac{R_3}{R_{\delta}}}}.$$

$S$  – коэффициент неустойчивости, по-прежнему имеющий смысл производной  $\partial I_{\kappa} / \partial I_{\kappa o}$ . Выводы (3) и (4) оказываются достаточно общими и справедливыми для различных схем смещения.

Так для схемы на германиевых транзисторах с фиксированным током базы  $R_3=0$ ,  $R_{\delta}$  достаточно велико, членом с  $\Delta U_{\delta A}$  можно пренебречь,  $S = \frac{1}{1 - \alpha} = B+1$ . Из (4) видно, что увеличение  $R_3$  и уменьшение  $R_{\delta}$  приближают  $S$  к 1. В пределе  $S=1$  при  $R_3 \rightarrow \infty$  и  $R_{\delta} \rightarrow 0$ . В этом идеальном случае:

$$\Delta I_{\kappa} = (I_{\delta} + I_{\kappa o}) \frac{\Delta B}{B+1} - \frac{\alpha \Delta U_{\delta A}}{R_3 + R_{\delta}} + \Delta I_{\kappa o}.$$

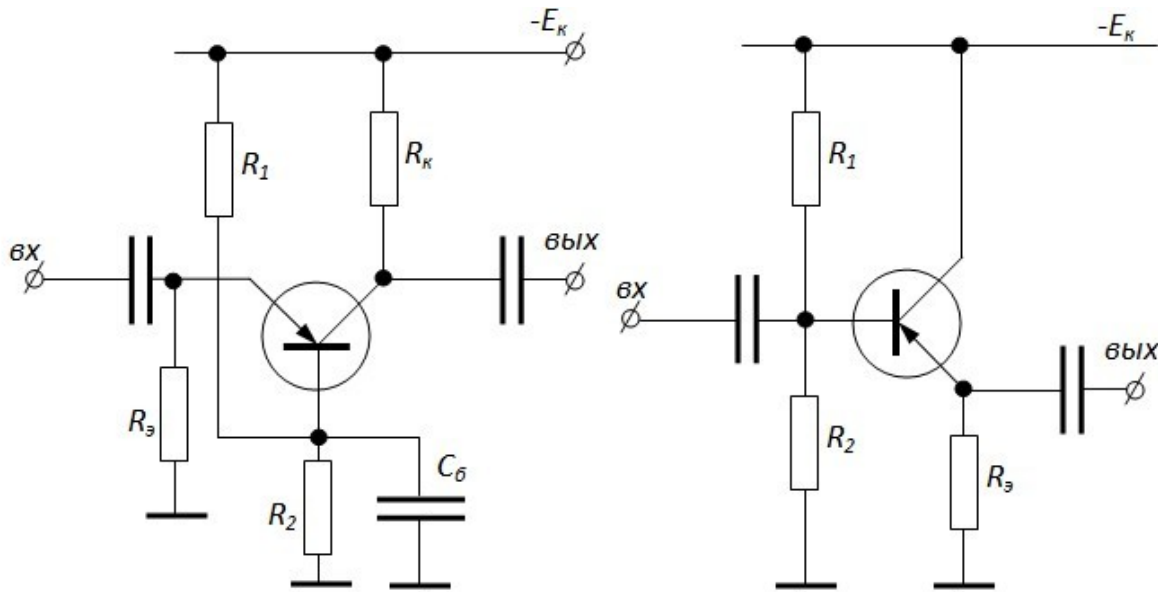
Поэтому  $S$  можно ещё определить как отношение  $\Delta I_{\kappa}$  в реальной схеме к  $\Delta I_{\kappa}$  в схеме с идеальной термостабилизацией.

Практически получить  $S < (2 \div 4)$  в схемах с одним источником питания  $-E_{\kappa}$  не удастся. Действительно, увеличение  $R_3$  приводит к неразумному использованию  $E_{\kappa}$ : большая его часть падает на  $R_3$  и снижает динамический диапазон выходного напряжения. Уменьшение  $R_{\delta}$  снижает входное сопротивление каскада, так как:

$$R_{\text{вх}} = R_1 \parallel R_2 \parallel R_{\text{вх} \text{ тр}}.$$

Кроме того, чтобы при  $R_3 \neq 0$  не снижалось усиление каскада,  $R_3$  шунтируют конденсатором  $C_3$ , при этом бесполезного падения напряжения сигнала на  $R_3$  не будет.  $C_3$  должно быть достаточно большим, чтобы постоянная времени перезаряда этого конденсатора превышала бы в несколько раз период самых низкочастотных составляющих сигнала.

Подобная же схема смещения используется и при включении транзистора по схеме ОБ и ОК.



ОБ:

отличие от ОЭ только в том, что  $C_б$  заземляет по переменному току базу, а не эмиттер.

ОК: если  $R_3$  больше либо равно требуемому сопротивлению, то цепь  $R'_3 - C_3$  отсутствует и блокировочного конденсатора не нужно; если  $R_3$  мало, то для повышения стабильности включают  $R'_3$  и шунтируют его  $C_3$ . Расчёт цепей смещения при наличии термостабилизации производят следующим образом:

Исходные данные: определено положение рабочей точки, т.е.  $I_{бА}$ ,  $I_{кА}$ ,  $U_{кА}$ ,  $U_{эбА}$ .

а) Выбирается  $R_3$  так, чтобы падение напряжения на нём не превышало 10-25% от  $E_к$ , то есть:

$$R_3 = \frac{(0,1 \div 0,25)E_к}{I_{эА}}.$$

б) Задаются коэффициентом нестабильности  $S$  (рекомендуется около 4). Тогда имеем два уравнения с двумя неизвестными  $R_1$  и  $R_2$ :

$$1. \quad S = \frac{1}{1 - \frac{\alpha}{1 + \frac{R_3}{R_б}}}, \text{ где } R_б = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}.$$

$$2. \quad I_{бА} = \frac{E_к}{R_1} - (U_{эбА} + I_{эА} R_3) \frac{1}{R_б}.$$

Из 1) находим  $R_б$ :

$$S = \frac{R_3 + R_6}{R_3 + R_6(1-\alpha)}; \quad SR_3 + S(1-\alpha)R_6 = R_3 + R_6; \quad R_6 = \frac{(S-1)R_3}{1-S(1-\alpha)}.$$

Из 2) находим  $R_1$ :

$$R_1 = \frac{E_\kappa}{I_{6A} + \frac{(U_{36A} + I_{3A}R_3)}{R_6}} \cong \frac{E_\kappa R_6}{I_{6A}R_6 + (0,1 \div 0,25)E_\kappa}$$

(пренебрегаем  $U_{36A}$ ).

в) Определяем  $R_2$  из выражения для  $R_6$ :

$$R_2 = \frac{R_1 R_6}{R_1 - R_6}.$$

Пример. Задано  $E_\kappa = 15 \text{ В}$ ,  $I_{6A} = 20 \text{ мкА}$ ,  $\alpha = 0,98$ .

$$R_3 = \frac{0,1 \cdot E_\kappa}{I_{6A} / (1-\alpha)} = \frac{0,1 \cdot 10}{0,02 / (1-0,98)} = 1 \text{ кОм}.$$

Задаёмся  $S = 4$ .

$$R_6 = \frac{(S-1)R_3}{1-S(1-\alpha)} = \frac{(4-1) \cdot 1}{1-4(1-0,98)} = \frac{3}{0,92} \cong 3,3 \text{ кОм}.$$

$$R_1 = \frac{E_\kappa R_6}{I_{6A} R_6 + 0,1 E_\kappa} = \frac{10 \cdot 3,3}{0,02 \cdot 3,3 + 0,1 \cdot 10} = \frac{33}{1,066} = 31 \text{ кОм}.$$

$$R_2 = \frac{R_1 R_6}{R_1 - R_6} = \frac{31 \cdot 3,3}{31 - 3,3} = 3,7 \text{ кОм}.$$

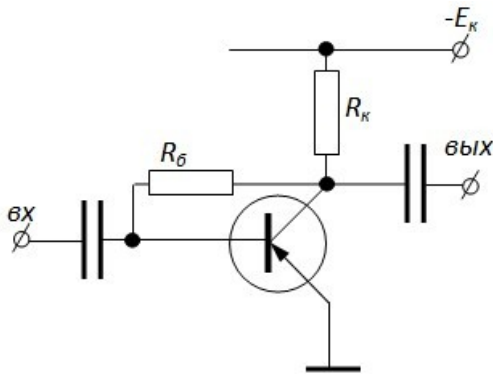
Из этого примера видно, что  $R_{\text{вх}}$  каскада будет меньше  $R_6 = 3,3 \text{ кОм}$ . В тех случаях, когда к  $R_{\text{вх}}$  предъявляются жёсткие требования, то задают не  $S$ , а  $R_6$ , находят  $R_1$  и  $R_2$  и проверяют получившееся  $S$ . Пусть  $R_6 = 10 \text{ кОм}$ . Тогда:

$$R_1 = \frac{E_\kappa R_6}{I_{6A} R_6 + 0,1 E_\kappa} = \frac{10 \cdot 10}{0,02 \cdot 10 + 0,1 \cdot 10} = \frac{100}{1,2} = 83,5 \text{ кОм}.$$

$$R_2 = \frac{R_1 R_\sigma}{R_1 - R_\sigma} = \frac{83,5 \cdot 10}{83,5 - 10} = 11,4 \text{ кОм}.$$

$$S = \frac{R_3 + R_\sigma}{R_3 + R_\sigma(1 - \alpha)} = \frac{1 + 10}{1 + 10(1 - 0,98)} = \frac{11}{1 + 0,2} \cong 9.$$

Другой используемой на практике схемой термостабилизации является изображённая на рисунке ниже.



По заданной рабочей точке ( $U_{\kappa A}, I_{\delta A}$ ) определяется  $R_\sigma$ :

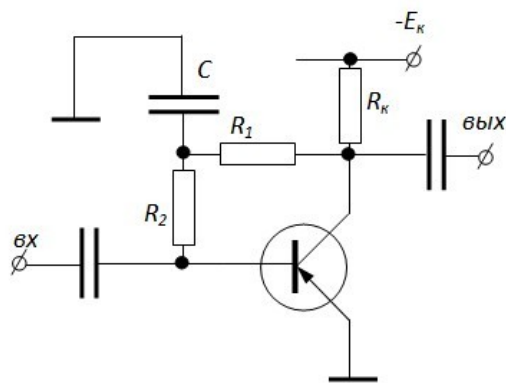
$$R_\sigma = \frac{U_{\kappa A} - U_{\text{эбА}}}{I_{\delta A}} \cong \frac{U_{\kappa A}}{I_{\delta A}}.$$

В этой схеме по  $R_K$  протекает ток  $I_{R_K} = I_\sigma = I_\kappa + I_\delta$ . При увеличении температуры ( $T \uparrow$ ),  $I_\sigma \uparrow$ , а  $U_{\kappa A} \downarrow$ , и как следствие  $I_\delta \downarrow$ . То есть рост  $I_\kappa$  здесь тоже замедлен

из-за уменьшения  $I_\delta$ . К этой схеме применяются полученные для  $\Delta I_\kappa$  и  $S$  формулы (3) и (4), только вместо  $R_3$  в эти формулы подставляется сопротивление  $R_K$ .

Следует отметить, что повышение стабильности положения рабочей точки является следствием применения в рассматриваемых схемах отрицательной обратной связи. В предыдущей схеме:

$U_{\text{вх}} = U_{\text{эб}} + I_\sigma R_3$ , то есть на входе схемы присутствовало напряжение  $I_\sigma R_3$ , зависящее от выходного тока. С помощью  $C$ , обратная связь на переменном токе устарялась и снижения усиления не было. В последней схеме выход связан со входом непосредственно через  $R_6$ . Наличие обратной связи снижает усиление. Чтобы этого не происходило, можно применить следующую схему (см. рисунок).



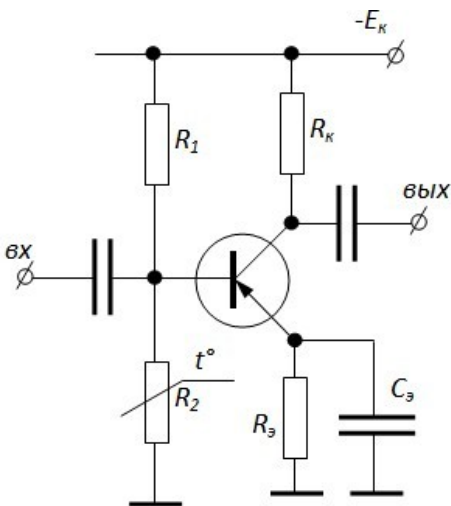
По постоянному току здесь нет отличия от предыдущей схемы, если  $R_1 + R_2 = R_\sigma$ . По переменному току обратная связь устраняется с помощью конденсатора  $C$ , заземляющего среднюю точку делителя  $R_1 - R_2$ .

Схема со связью базы и коллектора через  $R_6$  применяется реже, так как здесь трудно добиться желательного  $S$ , ибо  $R_K$  и  $R_\sigma$  выбираются из других соображений, а не исходя из требуемой стабильности.

В случае схемы ОБ и при двух источниках питания достигается  $S=1$ .

Действительно, здесь  $\frac{R_3}{R_0} \rightarrow \infty (R_0 = 0)$  и  $S=1$ .

То есть именно эту схему можно считать идеальной с точки зрения стабильности положения рабочей точки. Добиться  $S < 1$  можно только используя цепи термокомпенсации.



В качестве  $R_2$  используется термочувствительный элемент (терморезистор или полупроводниковый диод) с отрицательным ТК.

$$(T \uparrow -R_2 \downarrow -U_{эб} \downarrow)$$

Термокомпенсация используется реже, так как трудно подбирать термочувствительные элементы с нужным ТК.

В заключение несколько разновидностей рассматриваемых схем.

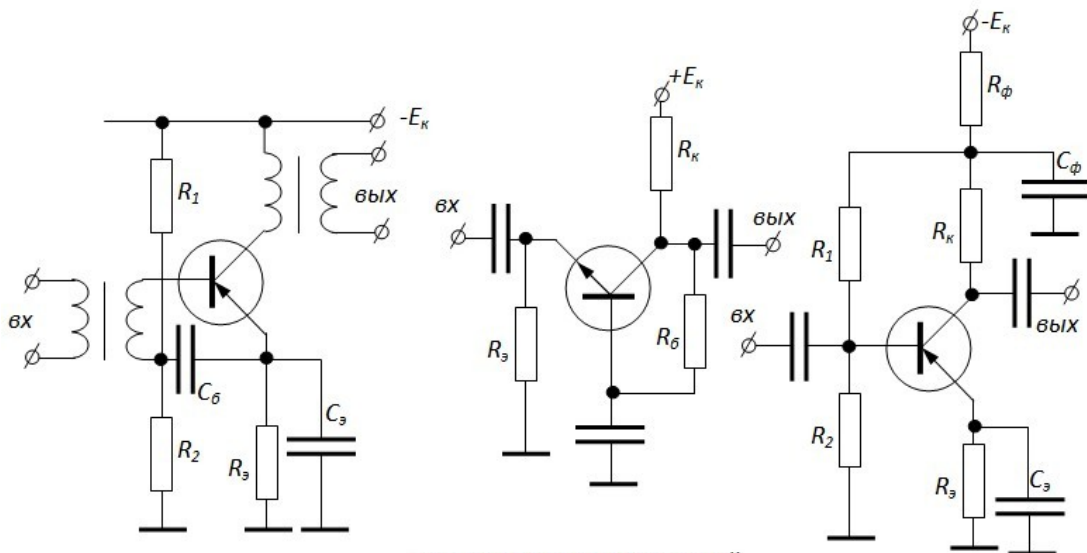


Схема с эмиттерной стабилизацией и с трансформаторными связями

Схема ОБ с отрицательной обратной связью по напряжению (на пост. токе)

Схема с комбинированной обратной связью по напряжению за счёт  $R_к C_ф$  (на пост. токе) и по току за счёт  $R_3 C_3$  (на пост. токе)

Следует отметить, что вывод о желательности уменьшения  $R_{\delta}$  в полной мере относится к схемам на германиевых транзисторах. В схемах с кремниевыми транзисторами  $I_{к0}$  настолько мал, что членом с  $\Delta I_{к0}$  в выражении (3) можно пренебречь. Тогда большую роль в нестабильности положения рабочей точки начинает играть член с  $\Delta U_{эб}$ . Если пренебречь  $\Delta B$ , то

$$\Delta I_{\kappa} \cong -S \cdot \frac{\Delta U_{эб}}{R_3 + R_{\delta}} = -\frac{1}{1 - \frac{\alpha R_{\delta}}{R_3 + R_{\delta}}} \cdot \frac{\Delta U_{эб}}{R_3 + R_{\delta}} = -\frac{\Delta U_{эб}}{R_3 + R_{\delta}(1 - \alpha)} = \frac{\varepsilon \Delta T}{R_3 + R_{\delta}(1 - \alpha)} \quad (\text{знак «+», так как } \varepsilon$$

отрицательно).

Тогда для уменьшения  $\Delta I_{\kappa}$  нужно увеличивать как  $R_3$ , так и  $R_{\delta}$ . Для принятия окончательного решения о  $R_{\delta}$  нужно при кремниевых транзисторах оценить относительный вклад в  $\Delta I_{\kappa}$  членов с  $\Delta B$  и с  $\Delta U_{эб}$ , то есть знать величину  $\varepsilon$  и температурную зависимость коэффициента  $B$ .

### **Основные задачи, решаемые при проектировании электронных схем.**

**Терминология:** *выходные параметры* (показатель  $y_j$  – это количественная оценка основных свойств схемы). Так для усилителей выходными параметрами являются коэффициенты усиления, входные и выходные сопротивления, граничные частоты и полосы пропускания.

*Параметры компонентов схемы* – это параметры транзисторов, конденсаторов, катушек индуктивности, трансформаторов, входящих в схему.

*Параметры внешних воздействий* – параметры входных сигналов, температуры, напряжения источников питания, параметры нагрузки (можно их назвать внешними параметрами).

Очевидно, что вектор выходных параметров  $Y$  есть функция вектора параметров компонентов и внешних воздействий  $X$ :

$$Y = f(X) \quad (1)$$

В процессе проектирования многократно приходится решать задачу анализа.

Главная цель *анализа* электронной схемы – определение  $Y$  на основе зависимостей (1). Частными задачами анализа являются:

- анализ чувствительности;
- анализ устойчивости;
- статистический анализ.

*Анализ чувствительности* – это определение так называемых коэффициентов влияния.

$A_{ij} = \frac{\partial y_j}{\partial x_i}$  - абсолютный коэффициент влияния (стабилизации).

$B_{ij} = A_{ij} \frac{x_i}{y_j}$  - относительный коэффициент влияния.

$A_{ij}$  и  $B_{ij}$  показывают, как  $x_i$  влияют на  $y_j$ , и следовательно, на какие  $x_i$  нужно воздействовать, чтобы получить желаемое изменение  $y_j$ .

*Анализ устойчивости* должен дать ответ на вопрос: является ли схема при данном наборе  $x_i$  устойчивой, то есть не возбуждается ли она.

*Статистический анализ.* Так как параметры компонентов – случайные величины, то и их функции  $y_j$  также являются случайными величинами. Поэтому  $x_i$  и характеризуются не только своими математическими ожиданиями, но и дисперсией. Цель статистического анализа – определение законов распределения  $y_j$  и числовых характеристик этих законов, в первую очередь  $M$  и  $\sigma$ .

Расчёт электронных схем. Задача расчёта в некотором смысле является обратной по отношению к анализу. Цель расчёта – определение  $x_i$ , при которых выполняются условия работоспособности

$$y_j \geq \text{или} \leq \text{или} = y_{jTT},$$

где  $y_{jTT}$  – значение  $y_j$  по технологическим требованиям.

В случае усилителя условия работоспособности могут быть заданы, например, таким образом:

$$K = 1000 \pm 10\%$$

$$R_{\text{вх}} \geq 10 \text{ кОм}$$

$$R_{\text{вых}} \leq 100 \text{ Ом}$$

$$f_s \geq 100 \text{ кГц}$$

$$f_n \leq 100 \text{ Гц}$$

Очевидно, что условиям работоспособности может удовлетворить не один вектор  $X$  (то есть не один набор значений  $x_i$  – точка в пространстве параметров  $x_i$ ), а целая область в пространстве параметров (допустимая область или область устойчивой работы).

Оптимизация электронных схем. Если ставится задача найти не просто какую-либо точку в допустимой области пространства параметров, а оптимальную с точки зрения какого-либо критерия, то это задача оптимизации.

Наконец, разработка вида (структуры) принципиальной схемы вместе с расчётом параметров компонентов есть задача синтеза.



Рассмотрение усилителей в курсе «Общая электроника» - это знакомство с основными схмотехническими решениями – принципиальными схемами, выполнение анализа схем. Полученные при анализе выражения служат основой для формул, используемых при расчётах. Расчёт будем рассматривать только на примерах в частных случаях.

Методы анализа. Прежде всего принципиальная схема заменяется эквивалентной схемой. Математическое описание электрических процессов в эквивалентной схеме представляет собой систему уравнений, получающихся на основе законов Кирхгофа и Ома (математическая модель). В более общем случае математическая модель – это система нелинейных дифференциальных уравнений.

Дифференциальные уравнения получаются из-за наличия реактивностей, для которых

$$i_C = C \frac{du_C}{dt} \quad u_L = L \frac{di_L}{dt} .$$

Нелинейность уравнений связана с нелинейностью активных компонентов, то есть с непостоянством  $R, C, L$  эквивалентных схем активных компонентов.

Решение системы дифференциальных уравнений даёт зависимости входных и выходных напряжений и токов от времени

Зная  $I_{ex}(t), U_{ex}(t), I_{вых}(t), U_{вых}(t)$ , можно определить все основные выходные

параметры схемы. Однако решение нелинейных дифференциальных уравнений аналитическими методами возможно в самых простейших случаях. Поэтому в наиболее общей постановке задача анализа должна решаться с помощью ЦВМ (это методы машинного анализа).

Необходимо упростить задачу анализа. Для малосигнальных схем (а таковыми является большинство усилителей), главный упрощающий приём – отдельный анализ по постоянному току (графо-аналитические методы) и по переменному току. Задача анализа по переменному току становится линейной задачей.

Для линейных цепей можно перейти от дифференциальных уравнений к алгебраическим, применив способ комплексной частоты. Это удобно, если входные сигналы имеют синусоидальную форму или могут быть представлены в виде суммы небольшого числа синусоид (гармоник). Для синусоидальных величин операция дифференцирования может быть заменена умножением на комплексную частоту  $j\omega$ :

$$i_C = j\omega C u_C \quad u_L = j\omega L i_L .$$

Теперь система дифференциальных уравнений преобразуется в более удобную для решения систему алгебраических уравнений. Результатом решения являются входные и выходные токи и напряжения уже не в виде функции времени, а как функции частоты  $\omega$ . Основные выходные параметры усилителей также определяются как функции частоты:

$$K(j\omega), Z_{ex}(j\omega), Z_{вых}(j\omega) .$$

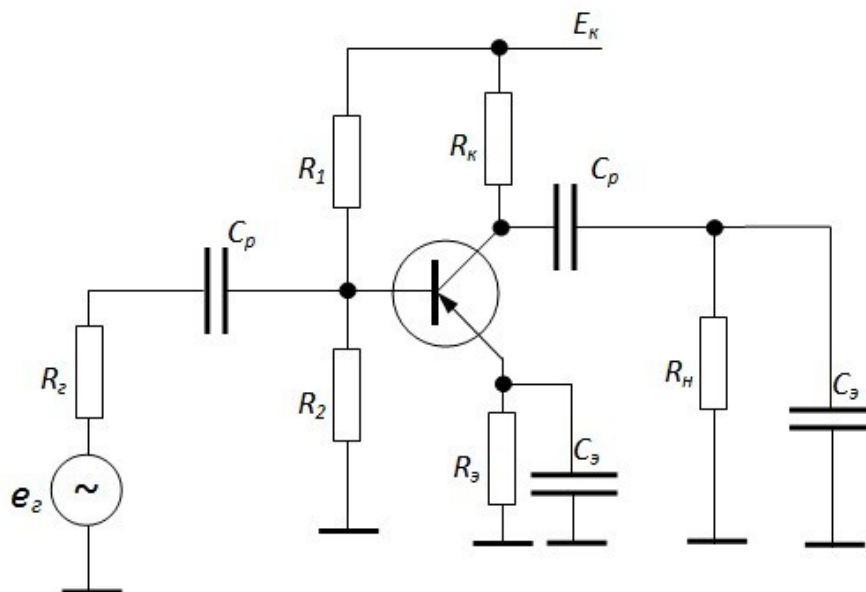
Однако и в этом случае остаются значительные математические трудности, связанные с необходимостью решения алгебраических уравнений с комплексными коэффициентами высокого порядка. Поэтому решение задачи по строго формальному пути приводит обычно к неразрешимым трудностям. Искусство инженера (при использовании нематематических методов) заключается, в частности, в том, чтобы умело упростить задачу, уменьшив число учитываемых реактивностей.

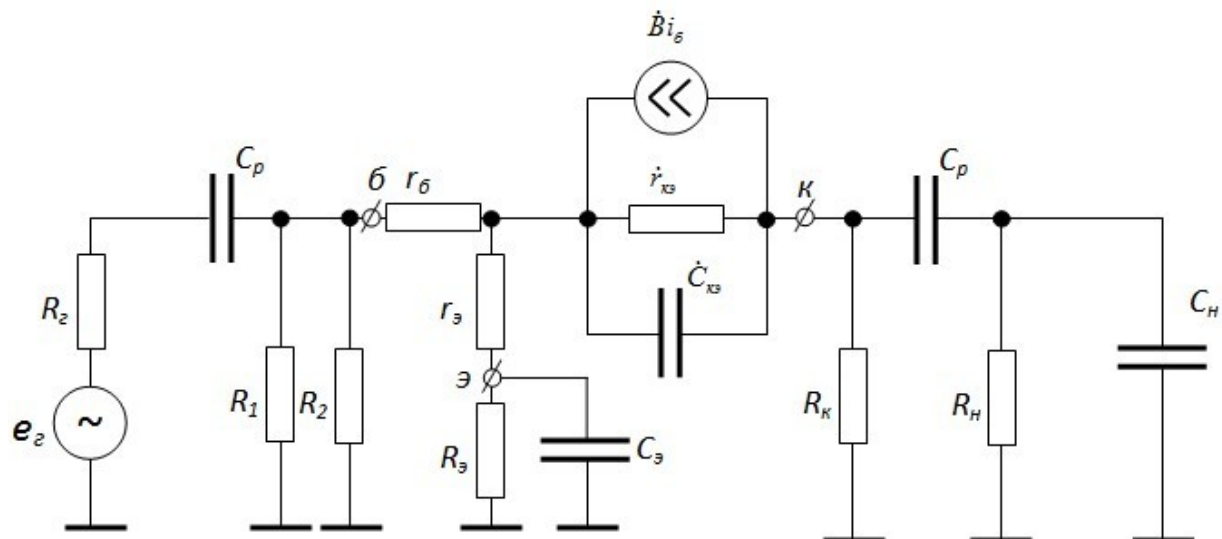
Так в случае усилителей используется отдельный анализ на высоких, средних и низких частотах. В каждом из этих диапазонов можно учитывать лишь часть реактивностей схемы. Обычно задача становится практически разрешимой, если число учитываемых реактивностей не более двух.

Таким образом, для выполнения анализа нужно умение составить эквивалентную схему для интересующего диапазона частот и, используя методы анализа линейных электрических цепей, получить формулы для основных выходных параметров.

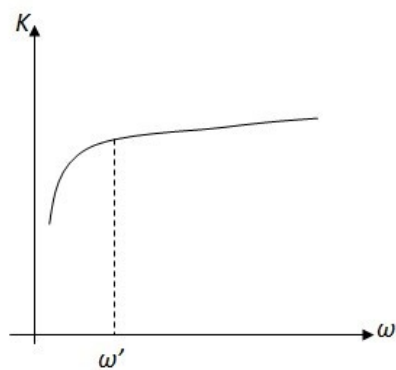
## Глава 2. Усилители с RC-связями.

### §1. Принципиальная и эквивалентная схема каскада ОЭ.



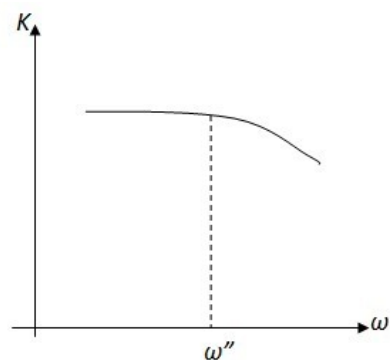


Эквивалентная схема достаточно сложна для анализа, поэтому нужны особые приёмы для упрощения схемы. Основной приём – раздельный анализ в диапазонах частот. Необходимо выделить все реактивности, приводящие к частотным искажениям в области НЧ (см. рисунок).

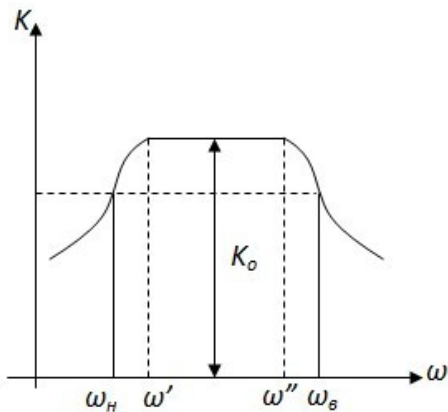


Эти реактивности можно не учитывать на частотах выше  $\omega \approx \omega'$ .

Далее выделяются реактивности, приводящие к частотным искажениям в области ВЧ, то есть приводящие к АЧХ вида, изображённого на рисунке.



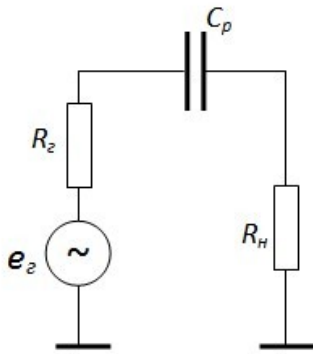
Эти реактивности можно не учитывать на частотах ниже  $\omega \approx \omega''$ . Обычно в усилителях  $\omega' \ll \omega''$  (см. рисунок).



Следовательно, на СЧ можно пренебрегать влиянием всех реактивностей.

## §2. Реактивности, приводящие к частотным искажениям на НЧ и ВЧ.

1) Разделительные конденсаторы. Любой  $C_p$  отделяет источник сигнала (им может быть как  $e_2 - R_z$ , так и выход очередного каскада) от нагрузки (ею может быть как ???, так и вход очередного каскада). Поэтому влияние  $C_p$  на АЧХ можно выяснить с помощью следующей простой схемы.



АЧХ такой схемы есть зависимость модуля коэффициента передачи напряжения  $\dot{K}_e$  от частоты  $\omega$ .

$$\dot{K}_e = \frac{\dot{u}_n}{e_2} = \frac{R_n}{R_z + \frac{1}{j\omega C_p} + R_n};$$

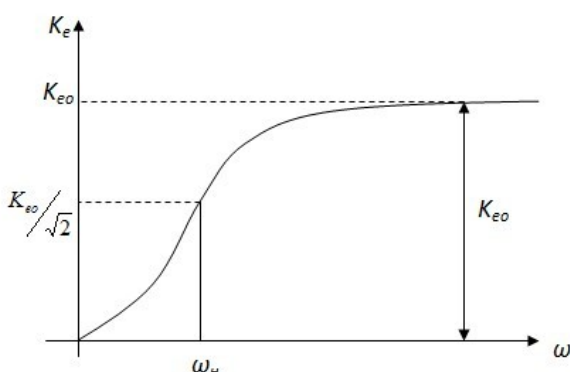
Делим числитель и знаменатель на  $(R_z + R_n)$ . Получаем:

$$\dot{K}_e = \frac{K_{eo}}{1 + \frac{1}{j\omega\tau_p}},$$

где  $K_{eo} = \frac{R_n}{R_z + R_n}$  - коэффициент передачи напряжения на  $C_p$  (на частотах, где  $\frac{1}{j\omega\tau_p} \rightarrow 0$ ).

$\tau_p = C_p(R_z + R_n)$  - постоянная времени перезаряда  $C_p$ .

Выражение для АЧХ:



$$K_e = \frac{K_{eo}}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega\tau_p}\right)^2}}. K_e \text{ уменьшается при}$$

уменьшении частоты.

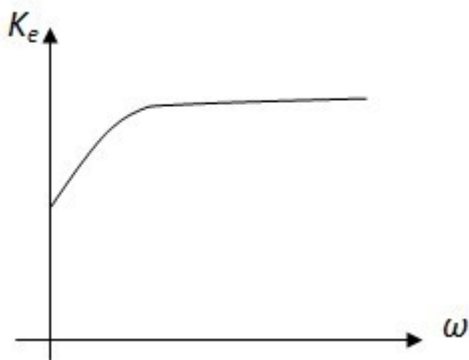
Следовательно,  $C_p$  учитывается только на НЧ. При этом легко найти  $\omega_n$ :

$$\frac{K_{eo}}{\sqrt{2}} = \frac{K_{eo}}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega_n \tau_p}\right)^2}},$$

откуда  $\omega_n = \frac{1}{\tau_p}$ , то есть  $\omega_n$  зависит не только от  $C_p$ , но и от её постоянной времени.

$$M_n = \frac{K_{eo}}{K_e} = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau_p}\right)^2}; \quad \omega = \frac{1}{\tau_p \sqrt{M_n^2 - 1}}; \quad \tau_p = \frac{1}{\omega \sqrt{M_n^2 - 1}}.$$

2) Конденсатор  $C_s$  в эмиттерной цепи. Он предназначен для устранения отрицательной обратной связи, что и осуществляется на всех частотах, где  $\frac{1}{\omega C_s} \cong 0$ . С уменьшением частоты  $\frac{1}{\omega C_s}$  растёт, увеличивается степень обратной связи и  $K_e$  уменьшается, причём при  $\omega = 0$   $K_e$  уменьшается не до нуля (см. рисунок).



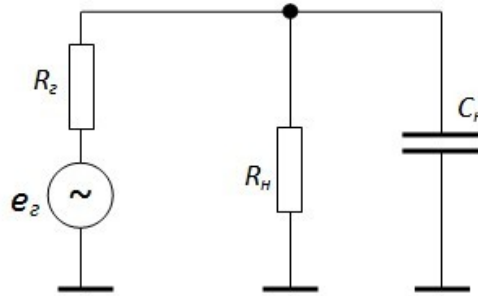
Итак,  $C_s$  учитывается только на НЧ.

3) Ёмкости  $C_n, \dot{C}_{кэ}$ , частотная зависимость  $\dot{B}$ . Прежде всего сделаем следующие замечания:

а) Частотная зависимость коэффициента  $\dot{B}$  есть следствие влияния диффузионной ёмкости эмиттерного перехода  $C_{диф\ э}$  (см. параграф, посвящённый получению Т-образной эквивалентной схемы). То есть можно учитывать или  $C_{диф\ э}$  (тогда  $B$  не зависит от частоты), или зависимость  $\dot{B}$  от частоты (тогда не учитывать  $C_{диф\ э}$ ).

б) Любую из ёмкостей  $C_n$ ,  $\dot{C}_{кэ}$  и  $C_{диф\ \varepsilon}$  можно рассматривать как ёмкость, шунтирующую нагрузку.  $C_n$  непосредственно шунтирует  $R_n$ ;  $\dot{C}_{кэ}$  также включено параллельно  $R_n$ , если пренебречь малым сопротивлением  $r_3$  и  $\frac{1}{\omega C_3}$  между точкой «а» и корпусом  $C_{диф\ \varepsilon}$  непосредственно шунтирует  $r_3$ , то есть вход каскада.

Следующий анализ влияния любой из этих ёмкостей можно свести к простой схеме:



$$\dot{K}_e = \frac{R_n \parallel \frac{1}{j\omega C_n}}{R_z + R_n \parallel \frac{1}{j\omega C_n}} = \frac{R_n}{(1 + j\omega C_n R_n) \left( R_z + \frac{R_n}{1 + j\omega C_n R_n} \right)} = \frac{R_n}{R_z + R_n + j\omega C_n R_n R_z}.$$

Делим числитель и знаменатель на  $(R_z + R_n)$ :

$$\dot{K}_e = \frac{K_{e0}}{1 + j\omega \tau_{нагр}}, \text{ где } K_{e0} = \frac{R_n}{R_z + R_n}, \tau_{нагр} = C_n (R_z \parallel R_n) - \text{постоянная времени перезаряда ёмкости}$$

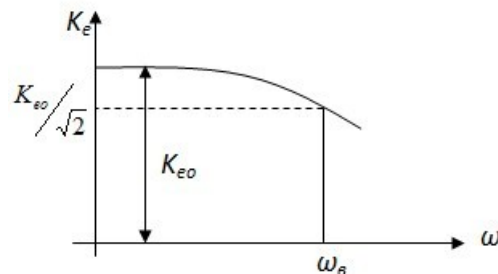
$C_n$ .

Выражение для АЧХ:

$$K_e = \frac{K_{e0}}{\sqrt{1 + (\omega \tau_{нагр})^2}}$$

Откуда

$$\frac{K_{e0}}{\sqrt{2}} = \frac{K_{e0}}{\sqrt{1 + (\omega_6 \tau_{нагр})^2}} \text{ или } \omega_6 = \frac{1}{\tau_{нагр}}.$$

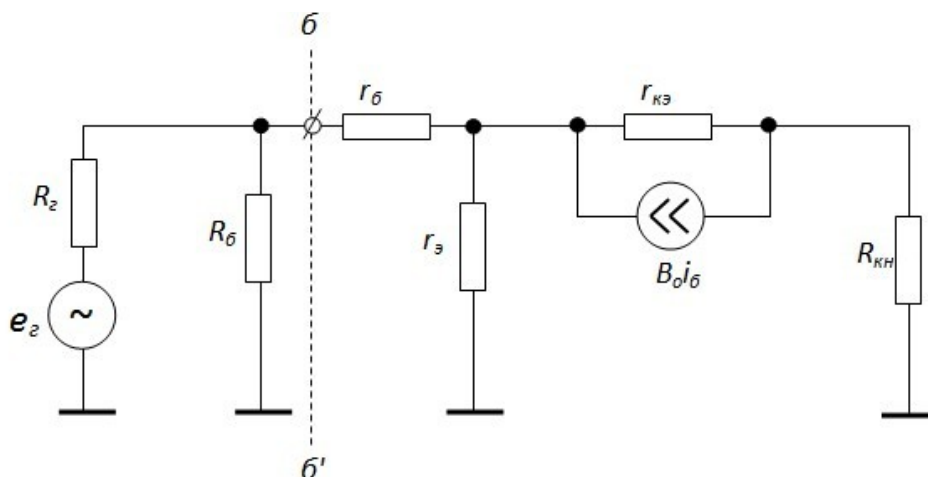


Чтобы  $\omega_6$  увеличить, надо уменьшить постоянную времени перезаряда каждой из ёмкостей  $C_n$ ,  $C_{кэ}$  и  $C_{диф\ \varepsilon}$ .

$$M_{\delta} = \frac{K_{e\omega}}{K_e} = \sqrt{1 + (\omega\tau_{нагр})^2}; \quad \omega = \frac{\sqrt{M_{\delta}^2 - 1}}{\tau_{нагр}}.$$

### §3. Анализ каскада ОЭ на СЧ.

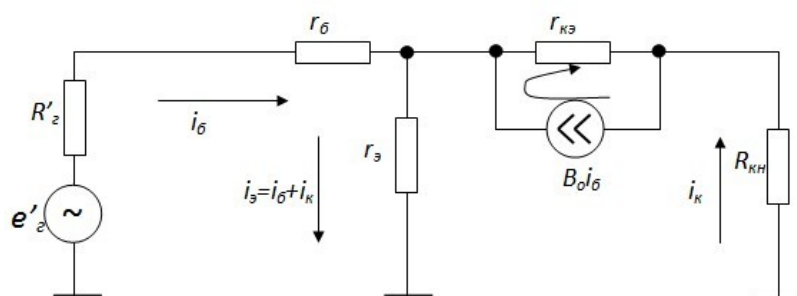
Пренебрегаем реактивностями (считая, что их сопротивления на СЧ равны нулю), получаем более простую эквивалентную схему.



Здесь  $R_{\delta} = R_1 \parallel R_2$ ,

$R_{кн} = R_{\kappa} \parallel R_{н}$ .

Упрощая часть схемы левее  $бб'$ , имеем:



Здесь  $R'_2 = qR_2$ ,  $e'_2 = qe_2$ ,

$$q = \frac{R_{\delta}}{R_2 + R_{\delta}}.$$

Составим уравнения по методу контурных токов:

$$e'_2 = i_{\delta}(R'_2 + r_{\delta} + r_{\varepsilon}) + i_{\kappa}r_{\varepsilon}$$

$$0 = i_{\kappa}(R_{кн} + r_{кэ} + r_{\varepsilon}) + i_{\delta}r_{\varepsilon} - B_0 i_{\delta}r_{кэ},$$

так как всегда  $r_{\varepsilon} \ll r_{кэ}$ , то второе уравнение:

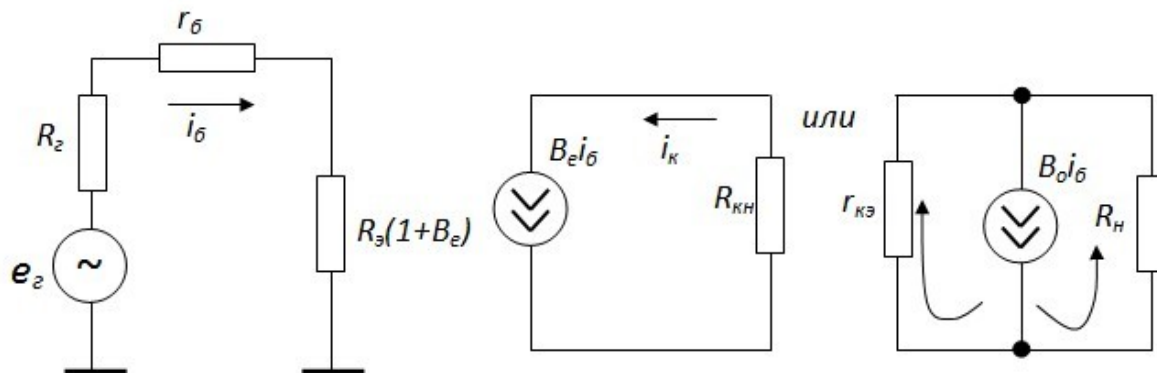
$$0 = i_{\kappa}(R_{кн} + r_{кэ}) - B_0 i_{\delta}r_{кэ}, \text{ откуда}$$

$$\frac{i_{\kappa}}{i_{\delta}} = B_0 \frac{r_{кэ}}{R_{кн} + r_{кэ}}.$$

Это отношение назовём динамическим коэффициентом усиления транзистора  $B_e$ :

$$B_e = \left. \frac{i_{\kappa}}{i_{\delta}} \right|_{R_{\kappa\kappa}=\text{const}}, \text{ в отличие от } B_o = \left. \frac{i_{\kappa}}{i_{\delta}} \right|_{R_{\kappa\kappa}=0}.$$

Тогда можно нашу эквивалентную схему представить в более удобном виде, состоящей из двух частей: первая часть соответствует первому уравнению, вторая часть – второму уравнению после пренебрежения сопротивлением  $r_3$ .



Пров

ерьте выполнение уравнений (1) и (2) для этой схемы:

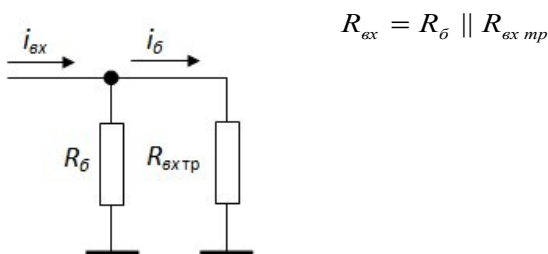
Уравнение (1):  $e'_z = i_{\delta}(R'_z + r_{\delta} + r_3 + \frac{i_{\kappa}}{i_{\delta}} r_3).$

Уравнение (2):  $i_{\kappa} = B_e i_{\delta}.$

Теперь легко находим все основные параметры каскада ( $K_u, K_i, K_p, R_{ex}, R_{вых}$ ). Входное сопротивление без учёта  $R_{\delta}$  назовём  $R_{ex\ mp}$ :

$$R_{ex\ mp} = \frac{u_{ex}}{i_{ex}} = \frac{i_{\delta}[r_{\delta} + r_3(1 + B_e)]}{i_{\delta}} = r_{\delta} + r_3(1 + B_e).$$

С учётом  $R_{\delta}$ :

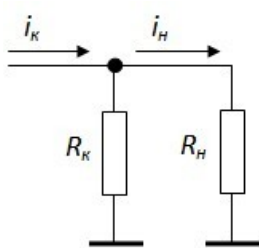




$$K_u = \frac{u_{\text{вых}}}{u_{\text{вх}}} = \frac{i_H R_H}{i_{\text{вх}} R_{\text{вх}}} = K_i \frac{R_H}{R_{\text{вх}}} = \frac{i_K R_{\text{кн}}}{i_{\text{б}} R_{\text{вх мр}}} = B_e \frac{R_{\text{кн}}}{R_{\text{вх мр}}}$$

$$K_i = \frac{i_H}{i_{\text{вх}}} = \frac{i_K R_K}{R_K + R_H} \cdot \frac{R_{\text{б}}}{i_{\text{б}} (R_{\text{б}} + R_{\text{вх мр}})} = B_e \frac{R_K}{R_K + R_H} \cdot \frac{R_{\text{б}}}{R_{\text{б}} + R_{\text{вх мр}}}$$

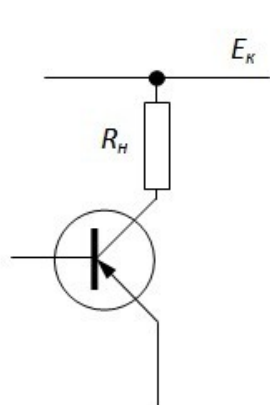
$$K_p = \frac{P_H}{P_{\text{вх}}} = \frac{u_{\text{вых}} i_H}{u_{\text{вх}} i_{\text{вх}}} = K_u \cdot K_i$$



$$K_e = \frac{u_{\text{вых}}}{R_2} = \frac{i_K R_{\text{кн}}}{e'_2 / q} = \frac{i_K R_{\text{кн}} q}{i_{\text{б}} (R'_2 + R_{\text{вх мр}})} = \frac{B_e R_{\text{кн}} q}{R'_2 + R_{\text{вх мр}}} = \frac{R_{\text{вх}}}{R_2 + R_{\text{вх}}} K_u$$

$$R_{\text{вых}} = \frac{u_{\text{вых х.х.}}}{i_{\text{вых к.з.}}}$$

Сначала рассмотрим случай, когда  $R_H$  включено непосредственно в коллекторную цепь (т.е. вместо  $R_K$ ). При этом  $R_{\text{вых}}$  назовём  $R_{\text{вых мр}}$ .



$$u_{\text{вых х.х.}} = B_o i_{\text{б}} \Big|_{R_{\text{кк}}=\infty} \cdot r_{\text{кэ}} = B_o \cdot \frac{e'_2}{R'_2 + r_{\text{б}} + r_3} \cdot r_{\text{кэ}}, \text{ так как } B_e=0.$$

$$i_{\text{вых к.з.}} = B_o i_{\text{б}} \Big|_{R_{\text{кк}}=0} = B_o \frac{e'_2}{R'_2 + r_{\text{б}} + r_3 (1 + B_o)}, \text{ так как } B_e=B_o.$$

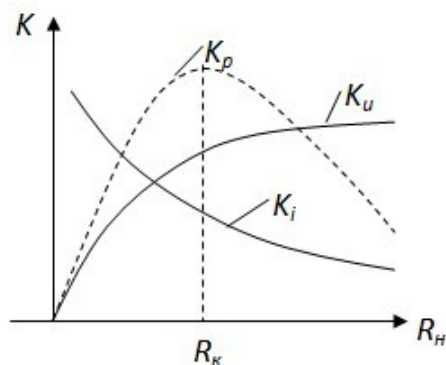
$$R_{\text{вых мр}} = \frac{B_o e'_2 r_{\text{кэ}} [R'_2 + r_{\text{б}} + r_3 (1 + B_o)]}{(R'_2 + r_{\text{б}} + r_3) B_o e'_2} = r_{\text{кэ}} \left( 1 + \frac{B_o r_3}{R'_2 + r_{\text{б}} + r_3} \right).$$

В схемах с  $R_K$ :

$$R_{\text{вых}} = R_K \parallel R_{\text{вых мр}} \text{ и так как обычно } R_K \ll r_{\text{кэ}}, \text{ то } R_{\text{вых}} \cong R_K.$$

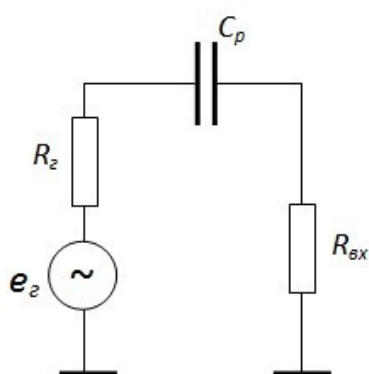
Имеем:

$R_{\text{вх}}$  обычно составляет сотни ом-единицы кОм.  $R_{\text{вых}}=R_K$ .



#### §4. Граничные частоты полосы пропускания.

Низшая граничная частота  $\omega_n$ .



Учёт только  $C_p$  даёт

$$\omega_n = \frac{1}{\tau_p},$$

где  $\tau_p = C_p (R_2 + R_{вх})$  - для первого каскада,

$\tau_p = C_p (R_{вых j-1} + R_{вх j})$  - для промежуточных каскадов,

$\tau_p = C_p (R_{вых n} + R_n)$  - для окончного каскада.

Постоянная времени ёмкости  $C_3$ :

$$\tau_3 = C_3 (R_3 \parallel R_{вых тр в схеме ОК}) = C_3 \left[ R_3 \parallel \left( r_3 + \frac{R_2' + r_6}{B_e + 1} \right) \right].$$

Формула для  $R_{вых тр ОК}$  будет приведена позднее.

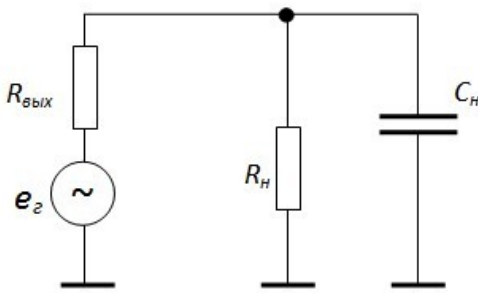
Совместный учёт  $\tau_p$  и  $\tau_3$  приближённо выполняется введением одной постоянной времени  $\tau_n$  ( $\tau$  на НЧ), которая связана с  $\tau_p$  и  $\tau_3$  следующей формулой:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_3}.$$

При этом сохраняются формулы для АЧХ и для  $\omega_n$ , полученные с учётом только  $C_p$ , но вместо  $\tau_p$  нужно подставить  $\tau_n$ :

$$\dot{K}_e = \frac{K_{eo}}{1 + \frac{1}{j\omega\tau_n}} \quad \text{и} \quad \omega_n = \frac{1}{\tau_n}.$$

Высшая граничная частота  $\omega_g$ . Учёт только  $C_n$  даёт  $\omega_g = \frac{1}{\tau_{нагр}}$ , где  $\tau_{нагр} = C_n (R_{вых} \parallel R_n)$ .



Учёт только  $C_{диф\ э}$ .  $\omega_g = \frac{1}{\tau_e}$ , где  $\tau_e$  – постоянная времени перезаряда  $C_{диф\ э}$ .

$$\tau_e = C_{диф\ э} [r_3(1+B_e) \parallel (r'_o + R'_2)] = \frac{C_{диф\ э} r_3(1+B_e)(r'_o + R'_2)}{R'_2 + r'_o + r_3(1+B_e)} = \tau_B G,$$

где  $\tau_B \cong C_{диф\ э} r_3(1+B_e)$ , а  $G = \frac{r'_o + R'_2}{R'_2 + r'_o + r_3(1+B_e)}$ .

Учёт только  $\dot{C}_{кэ}$  аналогичен учёту  $C_n$ , то есть:

$$\omega_g = \frac{1}{\tau_k}, \text{ где } \tau_k \text{ – постоянная времени перезаряда } \dot{C}_{кэ}.$$

$$\tau_k = C_{кэ} (R_{вых} \parallel R_n), \text{ где комплексностью } C_{кэ} \text{ пренебрегаем.}$$

Совместный учёт  $\tau_{нагр}$ ,  $\tau_e$  и  $\tau_k$  приближённо выполняется введением эквивалентной  $\tau_g$  ( $\tau$  на ВЧ), которая получается простым суммированием  $\tau$ :

$$\tau_g \cong \tau_e + \tau_k + \tau_{нагр}.$$

Тогда сохраняют силу формулы для АЧХ и  $\omega_g$ :

$$\dot{K}_e = \frac{K_{eo}}{1 + j\omega\tau_g} \text{ и } \omega_g = \frac{1}{\tau_g}.$$

Таким образом, определение  $\omega_n$  и  $\omega_g$  сводится к определению постоянных времени всех учитываемых реактивностей и их пересчёту в эквивалентные  $\tau_n$  и  $\tau_g$ . Конечно, эти формулы носят приближённый характер. В частности, для  $\tau_g$  мы получили:

$$\tau_g \cong \tau_B G + (C_{кэ} + C_n) R_{кн}.$$

Более сложный анализ, если не пренебрегать комплексностью  $\dot{C}_{кэ}$ , показывает, что несколько лучшее приближение даёт формула:

$$\tau_e \cong (\tau_B + C_{кэ} R_{кн})G + C_n R_{кн}$$

Таким образом:

$\omega_e \uparrow$ , если:

- 1) уменьшать  $\tau_B$  и  $C_{кэ}$ , то есть выбирать высокочастотные транзисторы;
- 2) уменьшать  $C_n$ ;
- 3) уменьшать  $R_{э}$ , так как при этом  $C_{диф\ э}$  перезаряжается через более низкоомную цепь, то есть  $G \downarrow, \tau_e \downarrow, \omega_e \uparrow$ .

Так как при  $R'_э \rightarrow \infty G \rightarrow 1$  и  $\tau_e = \tau_B + (C_{кэ} + C_n)R_{кн}$ , а при  $R'_э \rightarrow 0 G \rightarrow \frac{r'_э}{r'_э + r_э(1+B_e)} \cong 0,2 \div 0,5$  и

$\omega_e$  возрастает в 2-5 раз.

$\omega_n \downarrow$ , если:

- 1) увеличивать ёмкости  $C_p$  и  $C_э$ ;
- 2) увеличивать сопротивления, через которые эти ёмкости перезаряжаются, правда, увеличение  $R_э$  и  $R_n$  обычно не представляется возможным, так как они быают уже заданы.

### §5. ??? фазочастотные характеристики каскада ОЭ с RC-связью.

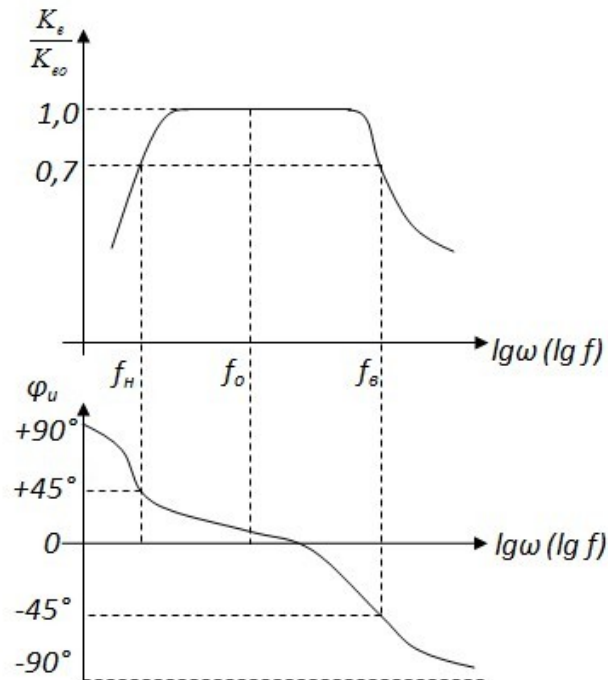
Объединим результаты анализа каскада в разных диапазонах частот. Получаем:

$$\begin{aligned} \dot{K}_e &= \frac{K_{eo}}{\dot{M}_n \dot{M}_e} = \frac{K_{eo}}{\left(1 + \frac{1}{j\omega\tau_n}\right) (1 + j\omega\tau_e)} \cong \\ &\cong \frac{K_{eo}}{1 + j\left(\omega\tau_e - \frac{1}{\omega\tau_n}\right)} = \frac{K_{eo} \left[1 - j\left(\omega\tau_e - \frac{1}{\omega\tau_n}\right)\right]}{1 + \left(\omega\tau_e - \frac{1}{\omega\tau_n}\right)^2} \end{aligned}$$

Откуда модуль коэффициента усиления по напряжению:

$$K_e = \sqrt{\operatorname{Re}^2(K_e) + \operatorname{Im}^2(K_e)}; \quad K_e = \frac{K_{e0}}{\sqrt{1 + \left[ \omega\tau_s - \frac{1}{\omega\tau_n} \right]^2}} \quad \text{или} \quad \frac{K_e}{K_{e0}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ \omega\tau_s - \frac{1}{\omega\tau_n} \right]^2}}.$$

Это и есть уравнение, описывающее АЧХ усилителя.



Тогда для ФЧХ:

$$\varphi_e = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}(\dot{K}_e)}{\operatorname{Re}(\dot{K}_e)} = \operatorname{arctg} \left( \frac{1}{\omega\tau_n} - \omega\tau_s \right).$$

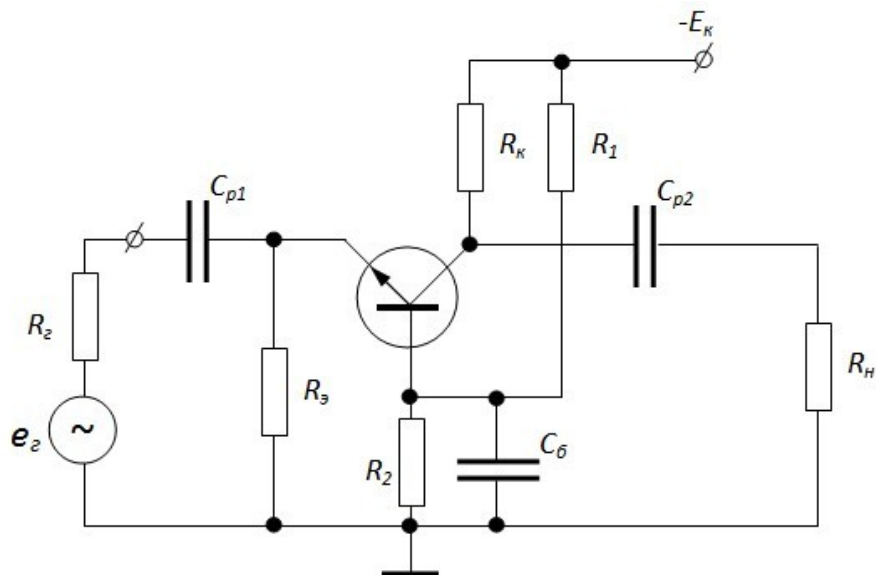
Частота, на которой  $\varphi_e = 0$ , называется частотой квазирезонанса  $\omega_0$ :

$$\varphi_e = \operatorname{arctg} \left( \frac{1}{\omega_0\tau_n} - \omega_0\tau_s \right) = 0; \quad \frac{1}{\omega_0\tau_n} - \omega_0\tau_s = 0; \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\tau_n\tau_s}}.$$

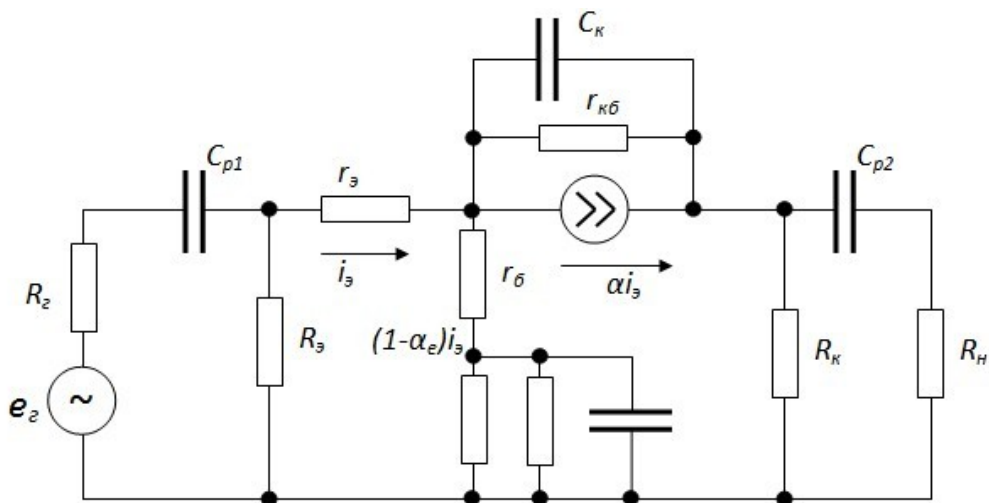
Следует отметить, что на граничных частотах  $\varphi_e = \pm 45^\circ$ , поскольку при этом  $\left( \frac{1}{\omega_0\tau_n} - \omega_0\tau_s \right)$  обращается в  $\pm 1$  (шкала  $\varphi_e$  не учитывает сдвиг фаз, даваемый усилителем ОЭ на  $180^\circ$ ).

## §6. Усилительный каскад ОБ с RC-связью.

Принципиальная схема.



Эквивалентная схема.



Величиной  $r_{кб}$  можно пренебрегать практически во всех случаях.  $\alpha_e = \alpha_o \frac{r_{кб}}{r_{кб} + R_{кн}} \approx \alpha_o$ . На

средних частотах:

$$R'_{ex\ O\ B} = \frac{u_{ex}}{i'_{ex}} = \frac{i_3 r_3 + (i_3 - \alpha_{e0} i_3) r_{\bar{b}}}{i_3} = r_3 + \frac{r_{\bar{b}}}{B_0 + 1}; \quad R'_{ex\ O\ B} = \frac{R'_{ex}}{1 + B_0}$$

$$R_{ex\ O\ B} = R_3 \parallel R'_{ex\ O\ B} \cong R'_{ex\ O\ B}, \text{ так как } R_3 \gg R'_{ex\ O\ B}.$$

$R'_{ex\ O\ B}$  значительно меньше  $R'_{ex\ O\ Z}$  и имеет величину в несколько десятков ом. С

повышением частоты  $R_{ex}$  растёт и при  $\omega \rightarrow \infty \quad R_{ex\ O\ B} \rightarrow r_3 + r_{\bar{b}}$ .

Если  $r_{\delta}=100 \text{ Ом}$ ,  $I_3=1 \text{ мА}$ ,  $B+I=50$ , то  $R'_{ex \text{ ОБ}} = \frac{100,0}{??} + \frac{26}{1} = 98 \text{ Ом}$ . Таким образом,  $R_3=1$

$\kappa \text{ Ом}$  в рассматриваемой схеме  $\gg R'_{ex \text{ ОБ}}$  и им можно пренебречь.

$R_{вых} = r_{\kappa\delta} \parallel R_{\kappa} \approx R_{\kappa}$ ,  $R_{вых \text{ мр}} = r_{\kappa\delta}$  значительно больше, чем в схеме ОЭ.

$$K_{io} = \frac{i_{вых}}{i_{ex}} = \frac{i_{\kappa} R_{KH}}{R_{H} i_{ex}} = \alpha \frac{R_{\kappa}}{R_{\kappa} + R_{H}} \cdot \frac{R_3}{R_3 + R_{ex \text{ мр ОБ}}}, \text{ следовательно } K_i \text{ всегда меньше } 1.$$

$$K_{uo} = \frac{u_{вых}}{u_{ex}} = \frac{\alpha i_3 R_{KH}}{i_3 R'_{ex \text{ ОБ}}} = \frac{\alpha R_{KH}}{R'_{ex \text{ ОБ}}} \cong \frac{BR_{KH}}{R'_{ex \text{ ОЭ}}}, \text{ то есть примерно то же значение, что и в схеме ОЭ.}$$

В отличие от схемы ОЭ здесь нет поворота фазы выходного сигнала на  $180^\circ$ .

Следовательно,  $K_p = K_i K_u$  в схеме ОБ значительно меньше, чем в схеме ОЭ. По этой причине, а также из-за низкого входного сопротивления, каскады ОБ используются значительно реже, чем ОЭ. Например, многокаскадные усилители на каскадах ОБ с RC-связями строить вообще бессмысленно, так как при этом и  $K_i$  и  $K_u$  меньше 1.

Схема ОБ может использоваться при работе на высокоомную нагрузку или в каскадах с трансформаторной связью. Здесь ОБ иногда применяют, используя лучшую стабильность схемы ОБ.

#### Схема ОБ на высоких частотах.

Если провести анализ, аналогичный анализу схемы ОЭ, то можно получить следующие результаты применительно к однокаскадной схеме:

$$\dot{K}_e = \dot{K}_{ex} \dot{K}_u = \frac{K_{eo}}{1 + j\omega\tau_e}; \quad \tau_e = \tau_o G_{\delta}, \text{ где } \tau_o = [\tau_{\alpha} + (C_{\kappa} + C_H)R_H] \text{ и } G_{\delta} = \frac{R_2 + r_{\delta} + r_3}{R_2 + R_{ex \text{ ОБ}}}$$

При  $R_2 \gg r_3$  и  $R_2 \gg r_{\delta}$   $G_{\delta} \rightarrow 1$ .

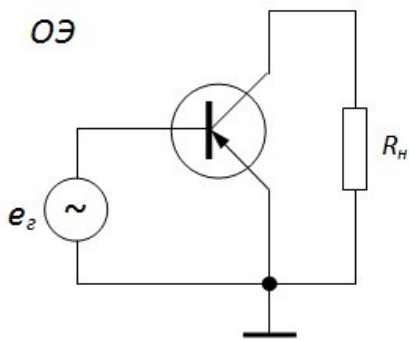
$$\tau_e = \tau_{\alpha} + R_{KH} (C_{\kappa} + C_H),$$

то есть частотные свойства каскада ОБ в  $B+I$  раз лучше, чем в схеме ОЭ.

Однако при  $R_2 \rightarrow 0$   $G_{\delta} \rightarrow G_e$  и частотные свойства схем ОЭ и ОБ практически одинаковы.

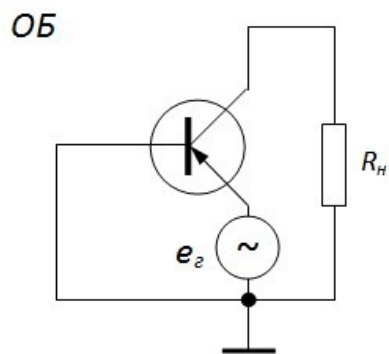
Физический смысл этих результатов:

При  $R_2=0$ :

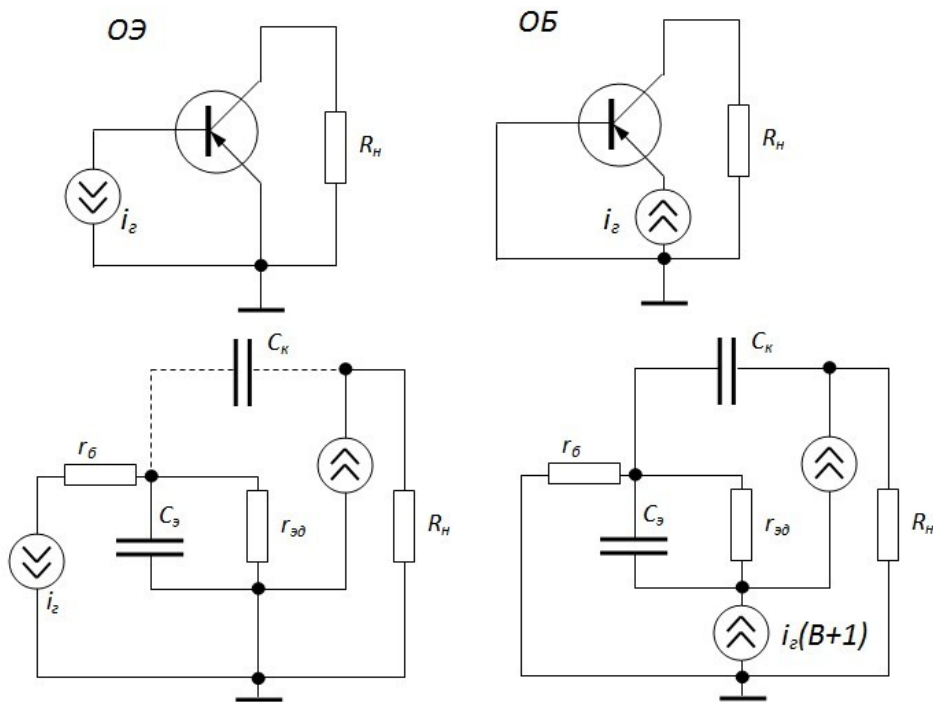


Очевидно, что эти схемы должны работать практически одинаково, так как одинаковы  $U_{эб}$ . Разница только в  $u_{кэ}$ , однако  $i_k$ , а следовательно и  $u_{вых}$  от  $u_{кэ}$  почти не зависят.

Другое дело, если схема работает от источника тока ( $R_2 \rightarrow \infty$ ).

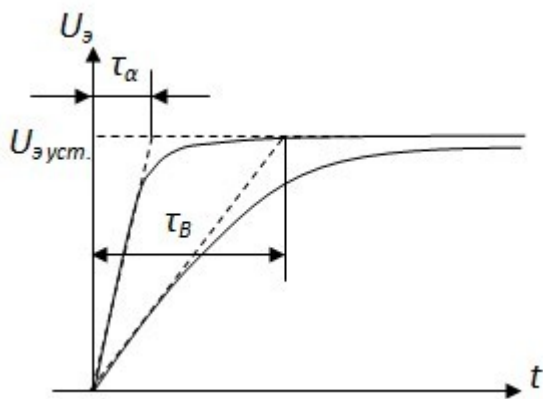






Здесь ёмкость  $C_3$  заряжается током базы, равным току  $i_z$ .

Здесь ёмкость  $C_3$  заряжается до того же уровня в  $(B+1)$  раз быстрее, так как ток заряда в  $(B+1)$  раз больше.



На НЧ схема ОБ не имеет каких-либо специфических черт по сравнению со схемой ОЭ.

$$\tau_H = \frac{\tau_p \tau_\delta}{\tau_p + \tau_\delta},$$

где

$$\tau_p = C_p (R_2 + R_{вх}), \quad \tau_\delta = C_\delta (R_1 \parallel R_2 \parallel [r_\delta + (r_s + R_s) \parallel R_2]) (B+1).$$

Разница лишь в том, что сопротивление, через которое перезаряжается  $C_\delta$ , больше, чем сопротивление перезаряда  $C_3$  в схеме ОЭ.

**Связь между граничными частотами n-каскадного усилителя и отдельного каскада.**

$$M = \sqrt{1 + \left( \omega \tau_v - \frac{1}{\omega \tau_n} \right)^2} \text{ - для одного каскада.}$$

Для n-каскадного усилителя, построенного на одинаковых каскадах, характеризующихся  $\tau_v$  каскада,  $\tau_n$  каскада, имеем:

$$M_{\text{общ}} = \left[ \sqrt{1 + \left( \omega \tau_{v \text{ каск}} - \frac{1}{\omega \tau_{n \text{ каск}}} \right)^2} \right]^n.$$

Рассматриваем область высоких частот:

$$M_{v \text{ общ}} = \left[ \sqrt{1 + (\omega \tau_{v \text{ каск}})^2} \right]^n,$$

откуда получаем выражение для  $\omega_v$ :

$$\omega_{v \text{ общ}} = \frac{\sqrt{M_{v \text{ общ}}^{2/n} - 1}}{\tau_{v \text{ каск}}} = \sqrt{M_{v \text{ общ}}^{2/n} - 1} \cdot \omega_{v \text{ гр каск}}.$$

При  $\omega = \omega_{v \text{ гр общ}}$   $M_{v \text{ общ}} = \sqrt{2}$ , поэтому:

$$\omega_{v \text{ гр общ}} = \sqrt{\sqrt[n]{2} - 1} \cdot \omega_{v \text{ гр каск}}.$$

Для области низких частот можно аналогичным путём получить:

$$\omega_{n \text{ гр общ}} = \frac{\omega_{n \text{ гр каск}}}{\sqrt{\sqrt[n]{2} - 1}};$$

Таким образом, в многокаскадном усилителе, построенном из n идентичных каскадов, верхняя граничная частота усилителя меньше, а нижняя граничная частота усилителя больше

соответствующих частот однокаскадного усилителя в  $\frac{1}{\sqrt{\sqrt[n]{2} - 1}}$  раз.

n	1	2	3	4	5
$\frac{1}{\sqrt{\sqrt[n]{2} - 1}}$	1	1,58	1,96	2,30	2,58

## Глава 3. Импульсные усилители.

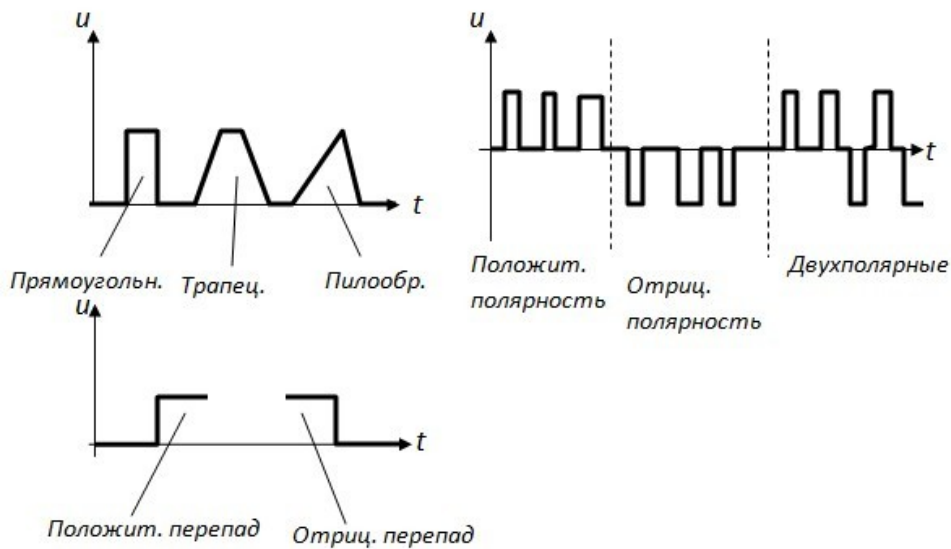
Импульсные усилители предназначены для усиления сигналов импульсной формы.

### §1. Виды импульсных сигналов и параметры импульсов.

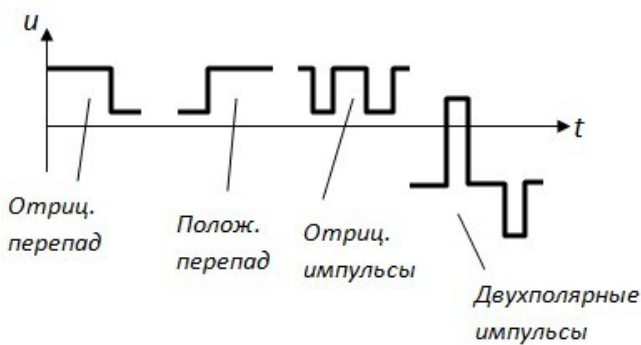
Импульсом называется –

Перепадом (скачком) –

Импульсы:

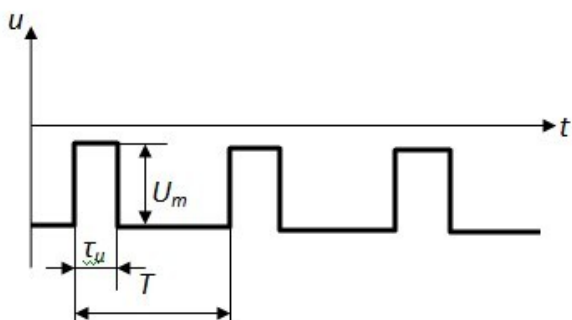


Зачастую импульсы накладываются на постоянные составляющие:



Такие сигналы часто называют ещё потенциальными, так как они содержат постоянную составляющую.

Параметры идеального прямоугольного импульса.



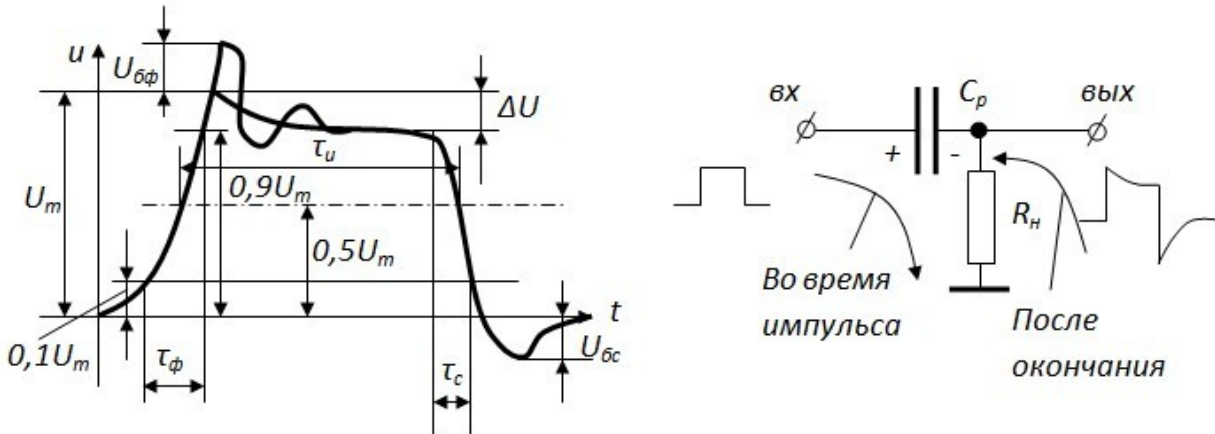
$U_m$  и  $\tau_u$  – амплитуда и длительность импульса.

$T$  – период повторения.

$f = \frac{1}{T}$  – частота следования.

$$S = \frac{T}{\tau_u} - \text{скважность.}$$

При  $T \rightarrow \infty$  имеем одиночный импульс. Искажения формы прямоугольного импульса заключаются в отличии его от идеальной формы из-за фронтов и спада вершины. В RC-усилителях спад вершины происходит из-за  $C_p$ . По той же причине образуется выброс.



$$U_{\text{бф}}$$

возникает из-за колебательного характера разряда реактивностей, имеющих в схеме или паразитных ???.  $U_{\text{бф}}$  может и не быть.

$U_m$  – амплитуда,  $\tau_\phi$  – длительность фронта,  $\tau_c$  – длительность спада,  $\Delta U$  – скол (спад) вершины,  $U_{\text{бс}}$  – выброс спада,  $U_{\text{бф}}$  – выброс фронта. Для пилообразного импульса  $\tau$  на уровне  $0,1U_m$ .

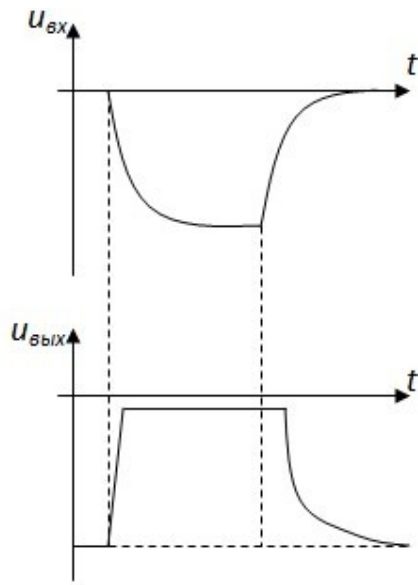
Требования к импульсным усилителям:

4. минимальные искажения, вносимые усилителем, то есть  $\tau_\phi$ ,  $\tau_c$ ,  $\Delta U$ ,  $U_{\text{бс}}$  и  $U_{\text{бф}}$  нужно сделать очень малыми (устремить к 0) при подаче на вход усилителя идеального импульса. Основное внимание надо сконцентрировать на уменьшении  $\tau_\phi$ ,  $\tau_c$  и  $\Delta U$ .

5. обеспечение требуемого  $U_m$ , то есть коэффициента усиления  $K_u = \frac{U_m}{U_m}$ .

Различают: 1) линейные импульсные усилители (вид?? усилители) – в них усилительные приборы работают в линейной части активной области, то есть на участке характеристики, где амплитудная характеристика максимально линейна;

2) Нелинейные импульсные усилители (формирователи). Здесь усилительные приборы могут работать в ключевом режиме. Назначение таких усилителей не в ограничении формы, а в её улучшении, например, в приближении к прямоугольной форме за счёт нелинейностей. Например в ключе (см. рисунок).



Нелинейные усилители могут использоваться не только для улучшения  $\tau_{\phi}$  и  $\tau_c$ , но и для значительного изменения  $\tau_u$ , то есть  $\tau_{u \text{ вых}}$  может быть значительно больше или меньше  $\tau_{u \text{ вх}}$ .

В курсе «Общая электроника» рассматриваются линейные импульсные усилители. Кроме того, изучается ключевой режим работы транзистора. Схемы формирователей – в курсе «ИТ».

## §2. Методы анализа переходных процессов в линейных электрических цепях.

Конечной целью анализа импульсного усилителя является определение параметров выходного сигнала (импульса). Эта задача может быть решена путём анализа переходных процессов, протекающих в исследуемом импульсном усилителе.

Математическим описанием переходного процесса является система дифференциальных уравнений. Поэтому методы анализа основываются на методах решения дифференциальных уравнений. Классические методы обычно заменяются более простыми методами. Такими методами являются спектральный и операторный методы, преобразующие систему дифференциальных уравнений в систему алгебраических уравнений, которую проще решить.

До сих пор мы проводили анализ усилителей, считая, что на вход подаётся гармонический сигнал определённой частоты. Пользуясь комплексными сопротивлениями, получали коэффициенты передачи цепи в виде функции частоты:  $\dot{K}_u(\omega)$ , откуда всегда можно было найти модуль  $K_u(\omega)$  и аргумент  $\varphi_u(\omega)$ . В итоге имеем:

$$K_u(\omega) = K_u(\omega) \cdot e^{j\varphi_u(\omega)}$$

Если сигналы на входе усилителя имеют сложную форму, то применяют один из упомянутых методов.

а) Этапы спектрального метода:

1. Гармонический анализ входного сигнала. Выполняют с помощью представления  $u_{\text{вх}}(t)$  в виде тригонометрического ряда Фурье или в виде спектральной функции  $\dot{S}_{\text{вх}}$ , используя прямое преобразование Фурье. При периодическом сигнале:

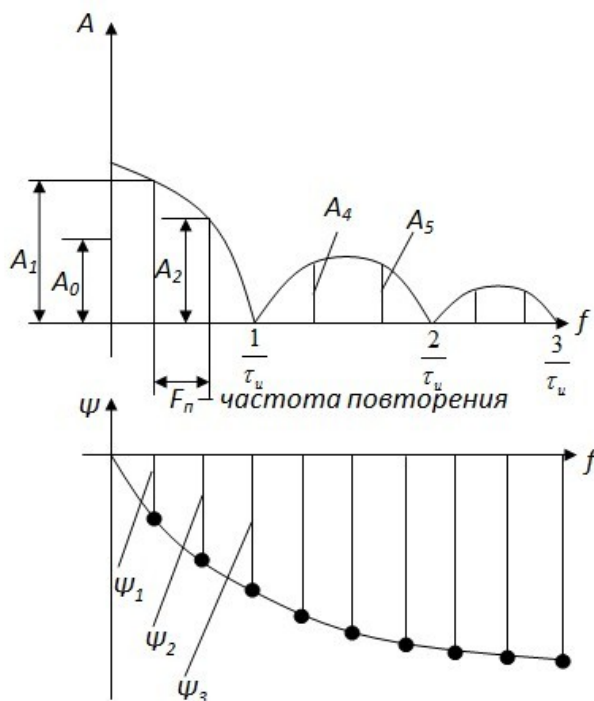
$$u_{\text{вх}}(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(n\omega t + \Psi_n) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\omega t + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n\omega t,$$

где  $a_n = \frac{2}{T} \int_0^T u(t) \cos n\omega t dt$ ,  $b_n = \frac{2}{T} \int_0^T u(t) \sin n\omega t dt$ ,  $A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$ ,  $\Psi_n = -\arctg \frac{b_n}{a_n}$ .

Комплексная формула ряда Фурье:  $u(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \dot{A}_n e^{-jn\omega t}$ , где  $\dot{A}_n = A_n e^{j\Psi_n}$ ,

$$\dot{A}_{-n} = A_n e^{-j\Psi_n}, \quad \Psi_{-n} = -\Psi_n.$$

$\dot{A}_n$  называется комплексной амплитудой.  $A_n$  даёт амплитудный спектр, а  $\Psi_n$  - фазовый спектр входных сигналов. Например, для периодической последовательности прямоугольных импульсов.



$$S = \frac{A\pi}{\omega_{\Pi}}$$

Комплексные амплитуды можно найти по формуле Фурье:

$$\dot{A}_n = \frac{\omega_n}{\pi} \int_0^{\pi} u(t) e^{-j\omega t} dt \quad \text{при}$$

подстановке вместо величин  $\omega_u$ .

Огибающая амплитудного спектра, поделённая на  $\frac{\pi}{\omega_n}$ , то

есть на удвоенную частоту повторения, ?? спектральной функцией  $S$ . Чаще под спектральной функцией понимают комплексную величину:

$$\dot{S} = \int_{\tau_u} u(t) e^{-j\omega t} dt, \quad \dot{S} = S_n e^{j\Psi_n}.$$

Анализ амплитудных и фазовых спектров.

1) Влияние  $\tau_u$ . Чем короче импульс, тем медленнее убывают амплитуды гармоник с ростом  $f$ .

2) Влияние  $F_{\Pi}$ . При  $F_{\Pi} \rightarrow 0$  спектр становится сплошным. В этом случае рядом Фурье пользоваться невозможно – используется понятие спектральной функции.

3) Всегда можно указать ограниченный диапазон, в котором сосредоточена основная энергия импульса; пренебрежение гармониками вне этого диапазона мало искажает форму импульса. Следовательно, практически можно рассматривать ограниченное число гармоник в ряде Фурье.

2. Нахождение  $\dot{K}$  - комплексного коэффициента усиления в форме

$$\dot{K}(j\omega) = K(\omega)e^{j\varphi(\omega)},$$

где  $K(\omega)$  – АЧХ и  $\varphi(\omega)$  – ФЧХ усилителя. Эта задача применительно к RC-усилителям нами рассмотрена.

3. Определение спектральной функции выходного сигнала:

$$\dot{S}_{\text{вых}} = \dot{S}_{\text{вх}} \dot{K} = S_{\text{вх}} e^{j\Psi_{\text{вх}}} \cdot K e^{j\varphi} = S_{\text{вх}} K e^{j(\Psi_{\text{вх}} + \varphi)}$$

Отсюда видно, что амплитудный спектр выходного сигнала есть произведение амплитудного спектра входного сигнала на АЧХ, а фазовый спектр выходного сигнала – сумма фазового спектра входного сигнала и ФЧХ.

4. Основные трудности возникают на этапе синтеза  $u_{\text{вых}}(t)$ . В случае периодических сигналов:

$$u_{\text{вых}}(t) = \frac{\omega_{\Pi}}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [\dot{S}_{\text{вых}}(\omega_n) e^{j\omega_n t}],$$

а в случае непериодических (обратное преобразование Фурье):

$$u_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{\text{вых}}(\omega) e^{-j\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\text{вх}} K e^{j(\omega t + \Psi_{\text{вх}} + \varphi)} d\omega$$

Из приведённого материала видно, что использование спектрального метода связано со значительными трудностями.

Более удобным при анализе переходных процессов является операторный метод.

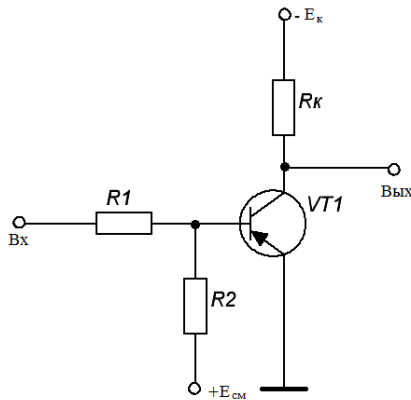
## Ключевой режим работы транзистора.

В ключевом режиме работают транзисторы в разнообразных импульсных схемах (триггер, мультивибратор, блок-генератор и др.) и в логических схемах вычислительных машин.

### §1. Статическое состояние ключевой схемы.

Различают 2 состояния:

6. Включенное – транзистор подобен замкнутым контактам реле (ключа). Это достигается переводом его в насыщение с помощью открывающего уровня напряжения на входе (низкого для р-п-р транзисторов).



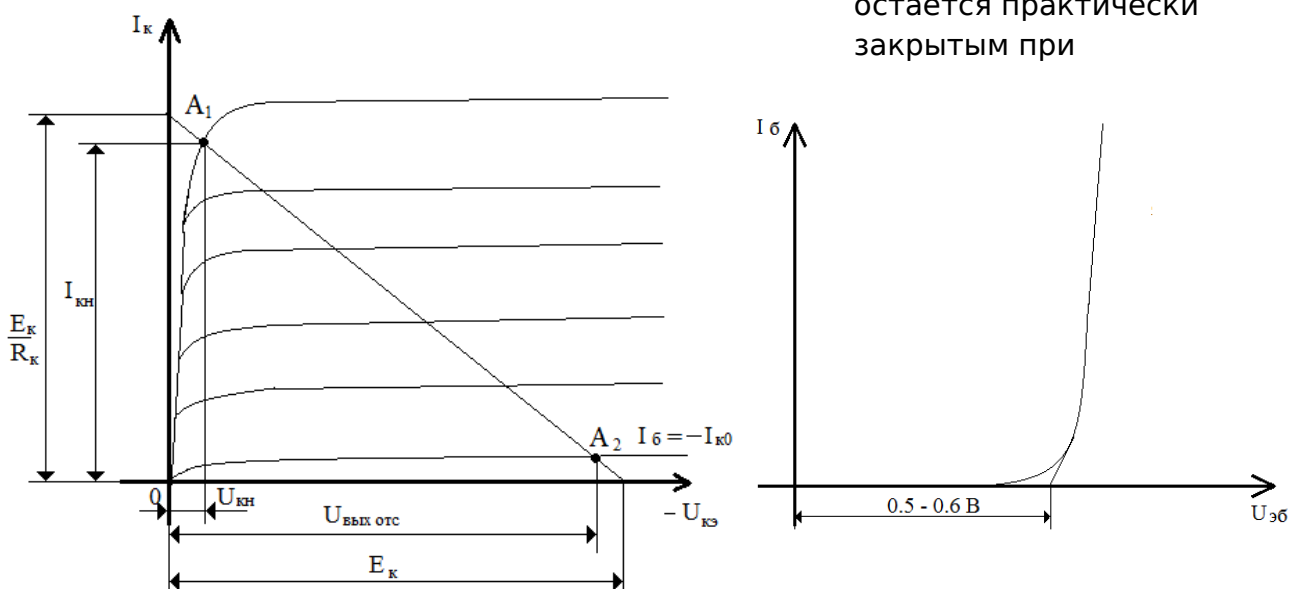
В коллекторной цепи протекает ток

$$I_{кн} = \frac{E_k - U_{кн}}{R_k} \cong \frac{E_k}{R_k}, \text{ выходное напряжение}$$

$U_{вых} = U_{кн}$  - несколько десятых долей вольта ( $\approx 0$ ) - высокий уровень напряжения (для р-п-р транзисторов).

7. Выключенное – транзистор подобен разомкнутому контактному реле. Это достигается его переводом в отсечку с помощью подач высокого уровня напряжения на вход ( $U_{вх} \approx 0$ ) и транзистор запирается благодаря напряжению  $+E_{см}$ . В коллекторной цепи течет ток  $I_{к0}$  и выходной напряжение  $U_{вых} = E_k - I_{к0} \cdot R_k \cong E_k$ .

В кремниевых транзисторах можно обойтись без  $+E_{см}$ , так как транзистор



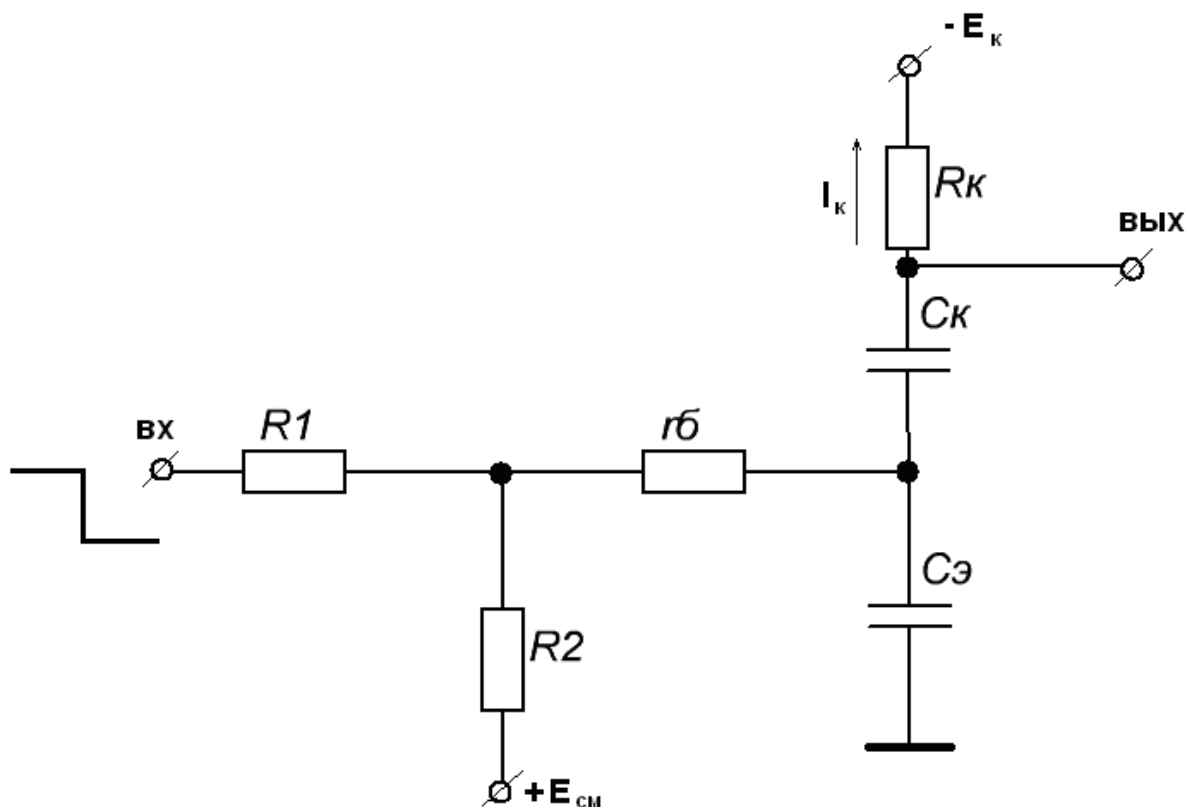
остается практически закрытым при



$U_0 > (+0.5 \dots + 0.6B)$ . Поэтому, если высокий уровень напряжения на входе менее  $+(0.5 \dots 0.6)$  В, то транзистор практически закрыт.

## §2. Переходные процессы при включении

Быстродействие ключа – это его важнейшее свойство. Оно определяется временем включения и выключения.



На рисунке показана эквивалентная схема ключа до момента  $t_2$ . Интервал  $t_1 - t_2$  зависит от постоянной времени заряда барьерной емкости эмиттерного перехода.

Интервал  $t_2 - t_3$  определяется временем распространения инжектированных после  $t_2$  носителей тока через базу, т.е. постоянной времени  $\tau_\alpha$ .

Интервал  $t_1 - t_3$  составляет время задержки нарастания импульса тока коллектора. Для низкочастотных транзисторов ( $\tau_B \gg$  постоянной времени заряда

$C_{бэ}) t_{\phi} \gg t_{\text{зад}}$  и время задержки  $t_{\text{зад}}$  составляет незначительную часть общего времени включения, поэтому  $t_{\text{зад}}$  можно не учитывать. Для высокочастотных транзисторов  $t_{\text{зад}}$  и  $t_{\phi}$  - соизмеримые величины.

Для линейных импульсных усилителей ранее было получено:

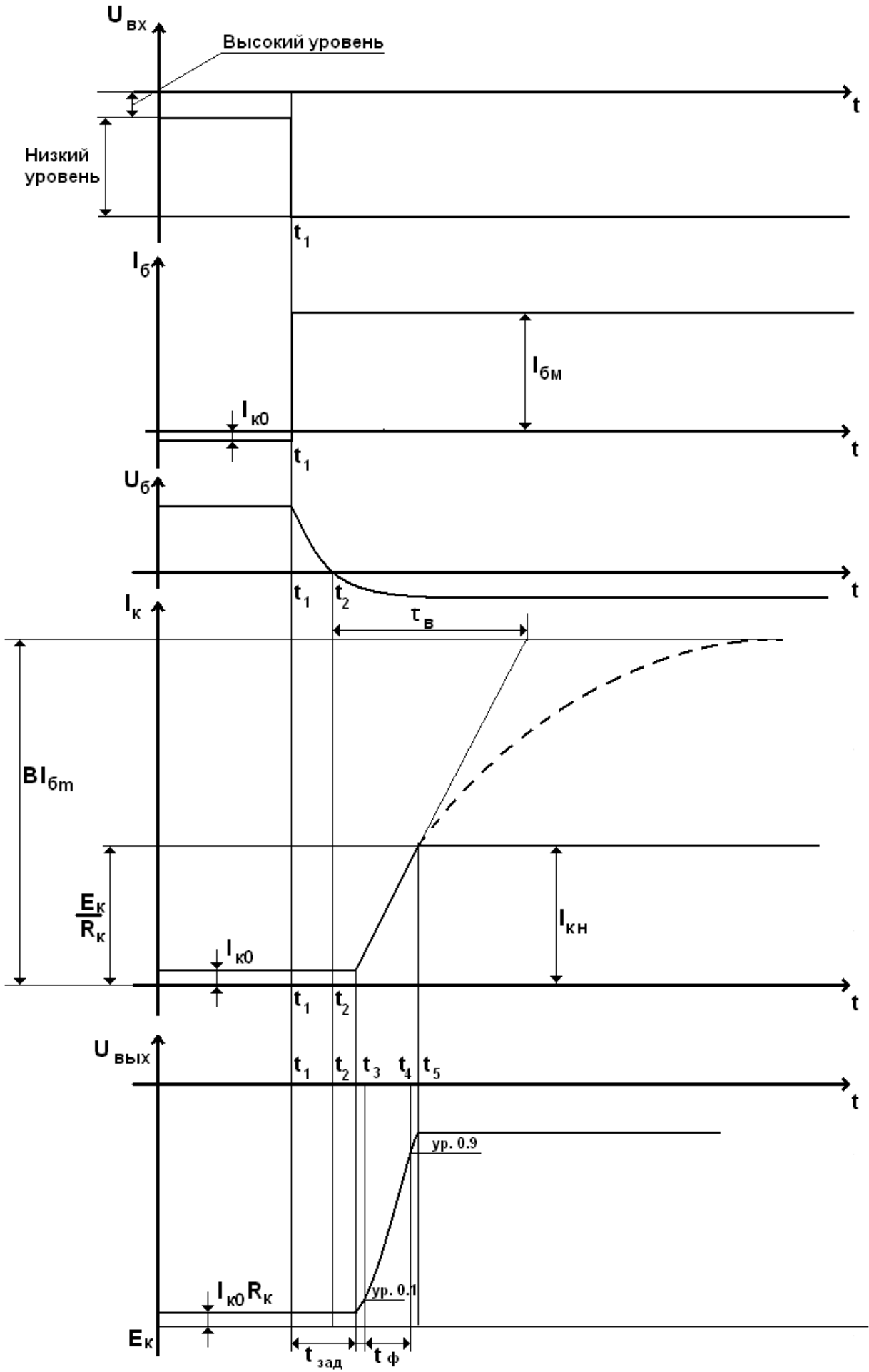
$$t_{\phi} = 2.2 \cdot \tau_{\text{в}}$$

Процесс включения транзисторного ключа можно разделить на 3 стадии:

- 4) задержка включения,
- 5) формирование положительного фронта выходного тока,
- 6) накопление избыточного заряда в базе.

Процесс выключения можно разделить на 2 стадии:

- рассасывание избыточного заряда,
- формирование отрицательного фронта.



Удобно анализ переходных процессов вести с помощью «уравнения заряда», которое получается путем двукратного интегрирования уравнения непрерывности по пространственной переменной в пределах  $Q \cdot W$  и домножения его на  $q \cdot S$ , где  $q$  - заряд электрона,  $S$  - площадь p-n перехода.

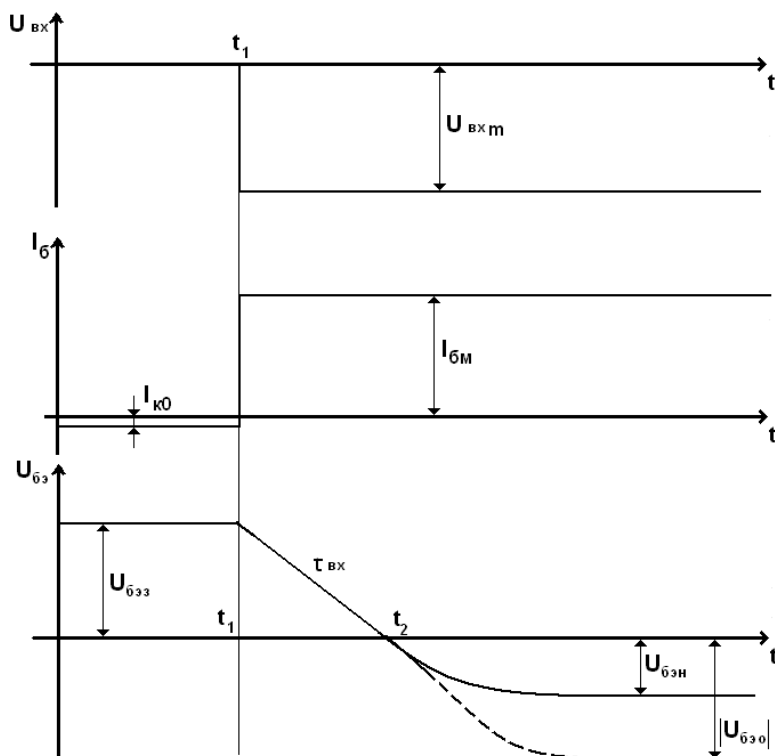
Уравнение непрерывности: 
$$\frac{\partial p_n^>}{\partial t} = -\frac{p_n^>}{\tau_B} + \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial f_p}{\partial x}.$$

Оно же, после подстановки  $f_p$ : 
$$\frac{\partial p_n^>}{\partial t} = -\frac{p_n^>}{\tau_B} + D_p \cdot \frac{\partial^2 p_n^>}{\partial x^2}.$$

Уравнение заряда получается в виде: 
$$\frac{\partial Q(t)}{\partial t} = -\frac{Q(t)}{\tau_B} + I_b(t).$$

Это уравнение устанавливает связь между током базы транзистора (управляющий ключом тока) и накопленным в базе зарядом неосновных носителей для каждого момента времени.  $\tau_B$  в этом уравнении - время жизни неосновных носителей в базе (или постоянная времени накопления заряда в базе).

а) Задержка фронта. Эта стадия связана с перезарядкой барьерных емкостей эмиттерного и коллекторного переходов под действием входного сигнала.



$$\tau_{\text{вх}} = (R_1 \parallel R_2) \cdot C_{\text{вх}}$$

$$U_{\text{бэ3}} = E_{\text{см}} \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_2} - I_{\text{к0}} \cdot \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$$

$C_{\text{аб}}$  перезарядается от  $U_{\text{бэ3}}$  до

$$\left\{ U_{\text{вхм}} + \frac{E_{\text{см}} - U_{\text{вх м}} \cdot R_1}{R_1 + R_2} \right\} = U_{\text{бэ0}} \text{ с}$$

постоянной времени  $\tau_{\text{вх}}$ .

$$U_{\text{бэ}}(t) = (U_{\text{бэ3}} - U_{\text{бэ0}}) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{\text{вх}}}} + U_{\text{бэ0}}$$

$$t_3 = t_1 - t_2 = \tau_{\text{вх}} \cdot \ln \left( 1 + \frac{U_{\text{бэз}}}{|U_{\text{бэо}}|} \right)$$

Если  $R_{\text{к}}$  мало по сравнению с  $(R_1 \parallel R_2)$ , то  $C_{\text{вх}} = C_{\text{барэ}} + C_{\text{барк}}$ . Если  $R_{\text{к}}$  велико, то  $C_{\text{вх}} \cong C_{\text{барэ}}$ .

Задержка проявляется в сдвиге переходной характеристики и не влияет на ее форму. Поэтому можно считать, что поступивший на базу сигнал сразу отпирает транзистор.

б) Положительный фронт.

Пусть на входе ключа задано ступенька напряжения  $U_{\text{вхм}}$ , которая определяет ступеньку тока в базовой цепи транзистора  $I_{\text{бм}} = \frac{U_{\text{вхм}}}{R_1}$ , причем

$$I_{\text{бм}} > \frac{E_{\text{к}}}{R_{\text{к}} \cdot B} = I_{\text{бн}}.$$

Уравнение зарядов в этом случае можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial Q(t)}{\partial t} = -\frac{Q(t)}{\tau_{\text{в}}} + I_{\text{бм}}.$$

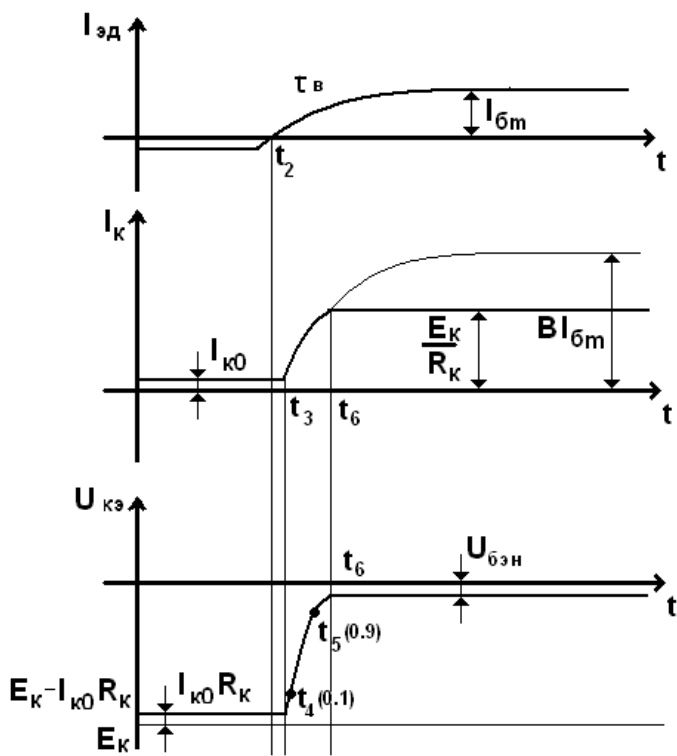
Решением этого уравнения при нулевых начальных условиях является экспоненциальная функция:

$$Q(t) = I_{\text{бм}} \cdot \tau_{\text{в}} \cdot \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_{\text{в}}} \right) \right].$$

Но заряд неосновных носителей, накопленный в базе транзистора, работающего в активной области, пропорционален току эмиттерного диода эквивалентной схемы транзистора:

$$Q(t) = I_{\text{эд}} \cdot \tau_{\text{в}}, \text{ т.к.}$$

коллекторный переход смещен обратно. Т.о. в активной области:



$$I_{эд}(t) = I_{бм} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_B}\right) \right]$$

$$I_K(t) = B \cdot I_{эд}(t) = B \cdot I_{бм} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_B}\right) \right]$$

$$U_{кэ} = \varphi_T \cdot \ln \left( \frac{\alpha_N \cdot I_б + (1 - \alpha_I) \cdot I_K}{\alpha_N \cdot \alpha_I \cdot I_б - (1 - \alpha_N) \cdot I_K} \right) \text{ - остаточное}$$

напряжение

$$U_{кэ\min} = \varphi_T \cdot \ln \frac{1}{\alpha_I} \text{ при } I_K = 0.$$

Пока транзистор находится в активной области  $I_{кд} = 0$ .

$$I_{кд} = B \cdot I_{эд}$$

$$\text{При } t = t_4 \quad I_K \cong 0.1 \cdot \frac{E_K}{R_K} = 0.1 \cdot B \cdot I_{бн} = 0.1 \cdot B \cdot \frac{I_{бм}}{S}$$

$$0.1 \cdot B \cdot \frac{I_{бм}}{S} = B \cdot I_{бм} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_B}\right) \right]. \text{ Сокращая } B \cdot I_{бм}, \text{ получаем: } e^{-\frac{t}{\tau_B}} = \frac{1}{1 - \frac{0.1}{S}} = \frac{S}{S - 0.1}.$$

$$t_4 = \tau_B \cdot \ln \frac{S}{S - 0.1}.$$

$$\text{При } t = t_5 \quad I_K \cong 0.9 \cdot \frac{E_K}{R_K} = 0.9 \cdot B \cdot I_{бн} = 0.9 \cdot B \cdot \frac{I_{бм}}{S}$$

$$t_5 = \tau_B \cdot \ln \frac{S}{S - 0.9}$$

Вычислим длительность фронта  $\tau_\phi$ :

$$\tau_\phi = t_5 - t_4 = \tau_B \cdot \ln \frac{S - 0.1}{S - 0.9}.$$

Таким образом, чем глубже насыщен транзистор, тем меньше фронт. В частном случае, когда транзисторный ключ не входит в насыщение ( $S = 1$ ), имеем:

$$\tau_{\phi} = \tau_B \cdot \ln \frac{1-0.1}{1-0.9} = \tau_B \cdot \ln 9 = 2.2 \cdot \tau_B .$$

Если в транзисторном ключе учесть влияние барьерной емкости коллекторного перехода  $C_{\hat{E}}$  и емкости нагрузки, то вместо  $\tau_B$  в формулу для  $\tau_{\phi}$  необходимо подставить  $\tau_B \rightarrow (\tau_B + (C_{\text{КЭО}} + C_H) \cdot R_{\text{КН}})$ .

Итак,  $\tau_{\phi}$  уменьшается, если уменьшается  $\tau_B$  и увеличивается  $S$ .

Действительно, чем больше  $S$ , тем ближе к 1 аргумент логарифма и тем меньше  $\tau_{\phi}$ .

в) Накопление заряда.

Начиная с момента времени  $t_0$ , все три величины тока транзистора практически не изменяются. Однако заряд в базе продолжает нарастать по закону

$$Q(t) = I_{\text{ам}} \cdot \tau_B \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \right]$$

в течение  $t_i = (2 \div 3) \cdot \tau_i$ . Время накопления меньше  $\tau_{\hat{A}}$  из-за влияния поверхностной рекомбинации в сплавных транзисторах и равно приблизительно  $\tau_{???}$ .

В транзисторах со слаболегированным коллектором постоянная накопления может в несколько раз превышать  $\tau_B$  из-за накопления заряда не только в базе, но и в коллекторе. В пределе накопленный в базе заряд устанавливается на уровне

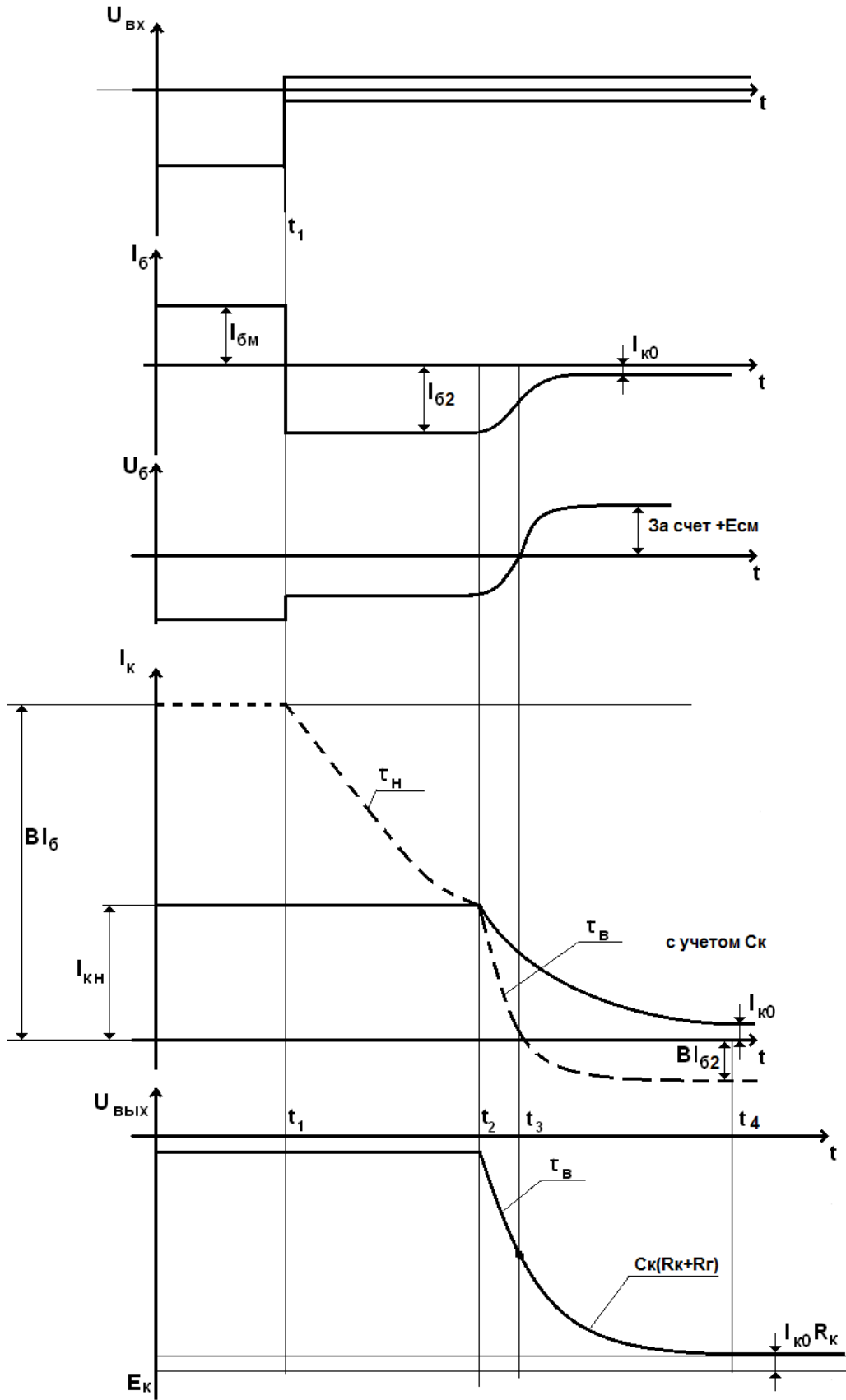
$$Q_H = I_{\text{см}} \cdot \tau_H .$$

Если длительность импульса конечная величина, то к моменту действия выключающего перепада в базе транзистора накапливается заряд:

$$Q(\tau_u) = I_{6m} \cdot \tau_B \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_u}{\tau_H}\right) \right].$$



### §3. Переходные процессы при выключении



Переходные процессы в базовой цепи принципиально не отличаются от переходных процессов при включении диода (здесь аналогом диода является переход база-эмиттер). Интервал  $t_1 - t_3$  - разряжается диффузионная емкость эмиттерного перехода (ток  $I_K$  и напряжение  $U_\sigma$  меняются не по экспоненте только потому, что  $C_{диф}$  - существенно нелинейная емкость; в первом приближении разрядный ток  $I_\sigma$  можно считать в интервале  $t_1 - t_3$  постоянным и равным  $I_{\sigma 2}$ ). Следовательно, эмиттерный переход запирается в момент  $t_3$ , когда разряжается  $C_{диф.э.}$ . Коллекторный переход тоже запирается с задержкой в момент  $t_2$ , когда разрядится  $C_{диф.к.}$ . На рисунках  $t_2 < t_3$  случай прямого запираения. При  $t_2 > t_3$  имеет место инверсное запираение. Интервал  $t_1 - t_2$  - рассасывание неосновных носителей (др. словами, разряд  $C_{диф.к.}$ ). Пока оба перехода открыты  $I_K = I_{KH}$  и на выходе высокий уровень.

Определим  $t_{pac} = t_2 - t_1$ .

Уравнение зарядов:  $\frac{\partial Q(t)}{\partial t} + \frac{Q(t)}{\tau_U} = -I_{\sigma 2}$  при начальных условиях  $t = 0$ ,

$Q = \tau_U \cdot I_{\sigma 2}$ . Здесь приятно допущение, что заряд рассасывается с постоянной времени  $\tau_U$  (на самом деле, рассасывание происходит с некоторой  $\tau_{нак} \cong \tau_U$ ) под воздействием постоянного тока  $I_{\sigma 2}$ .

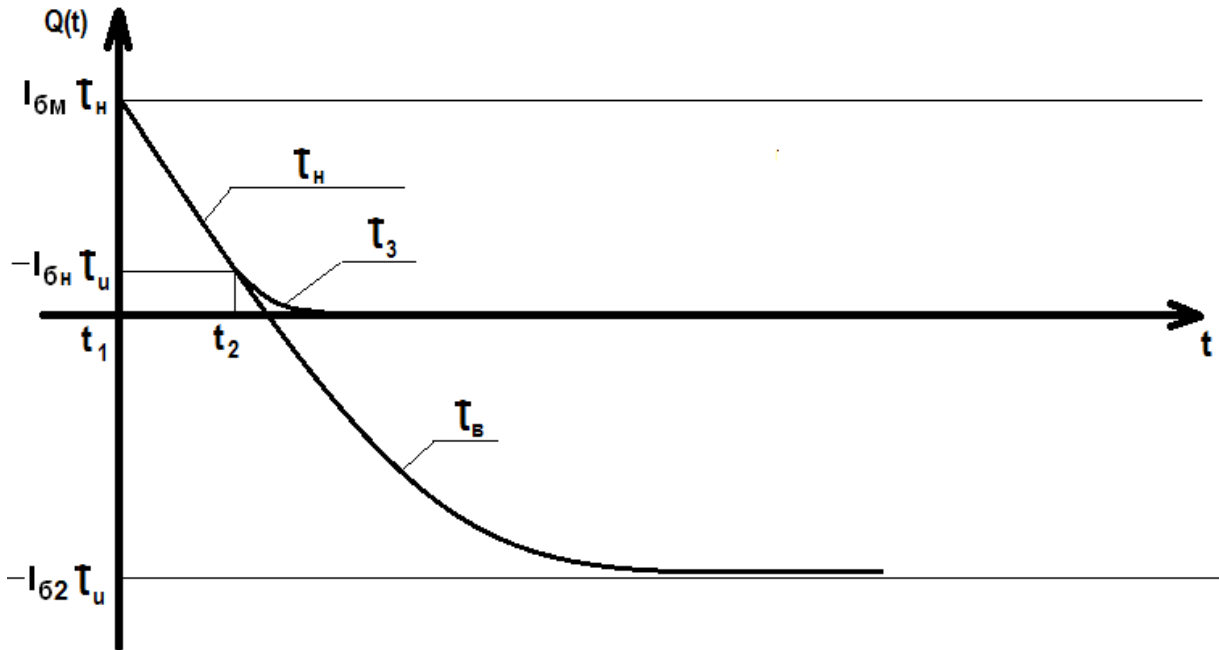
Решение уравнения зарядов:

$$p \cdot [Q(p) - Q(0)] + \frac{Q(0)}{\tau_U} = -I_{\sigma 2};$$

$$Q(p) = \frac{-I_{\sigma 2} + p \cdot Q(0)}{1/\tau_U + p} = \frac{-I_{\sigma 2} + (\tau_U \cdot I_{\sigma 2}) \cdot p}{p + 1/\tau_U};$$

$$Q(t) = \frac{-I_{\delta 2}}{1/\tau_U} + \frac{-I_{\delta m} - I_{\delta 2}}{-1/\tau_U} \cdot \exp\left(-\frac{t}{t_u}\right) = t_u \cdot \left[ (I_{\delta 2} + I_{\delta m}) \cdot \exp\left(-\frac{t}{t_u}\right) - I_{\delta 2} \right] \quad (p = -\frac{1}{\tau_U}).$$

Графически решение можно представить:



Очевидно, что при  $Q(t) = I_{\delta m} \cdot \tau_u$  рассасывание прекращается и коллекторный переход запирается, т.е.

$$I_{\delta m} \cdot \tau_u = t_u \cdot \left[ (I_{\delta 2} + I_{\delta m}) \cdot \exp\left(-\frac{t_{pac}}{t_u}\right) - I_{\delta 2} \right].$$

Отсюда находим  $\exp\left(\frac{t_{pac}}{t_u}\right) = \frac{I_{\delta 2} + I_{\delta m}}{I_{\delta 2} + I_{\delta m}}$  или

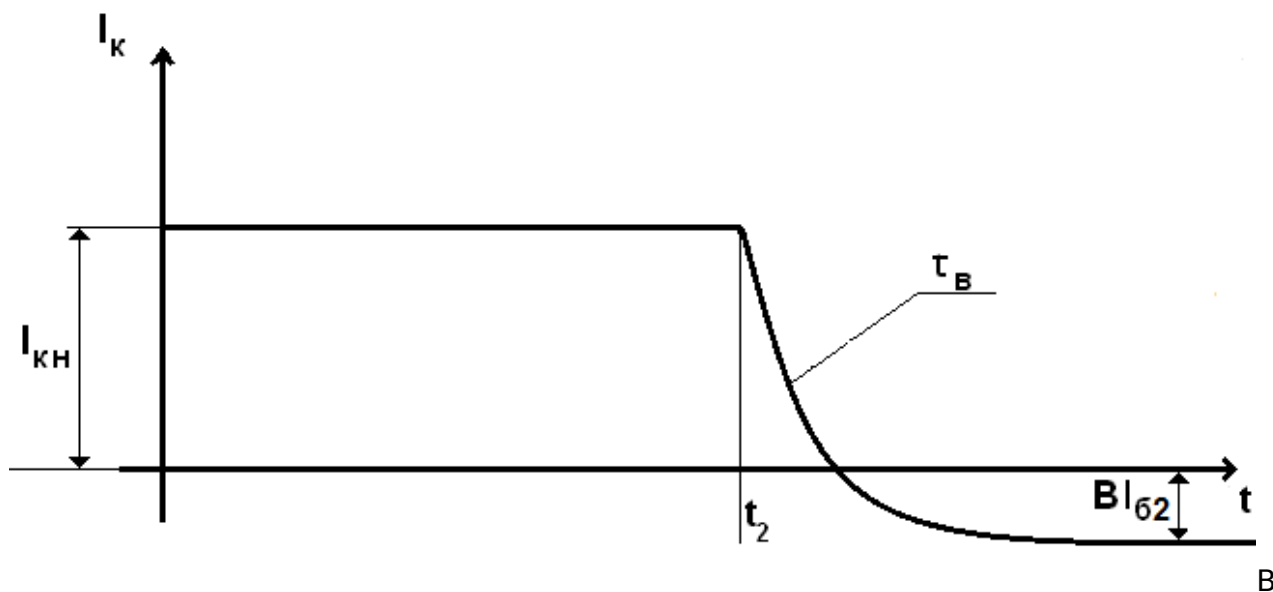
$$t_{pac} = t_u \cdot \ln\left(\frac{I_{\delta 2} + I_{\delta m}}{I_{\delta 2} + I_{\delta m}}\right).$$

Анализ формулы показывает, что  $t_{pac}$  уменьшается при уменьшении  $I_{\delta m}$ ,

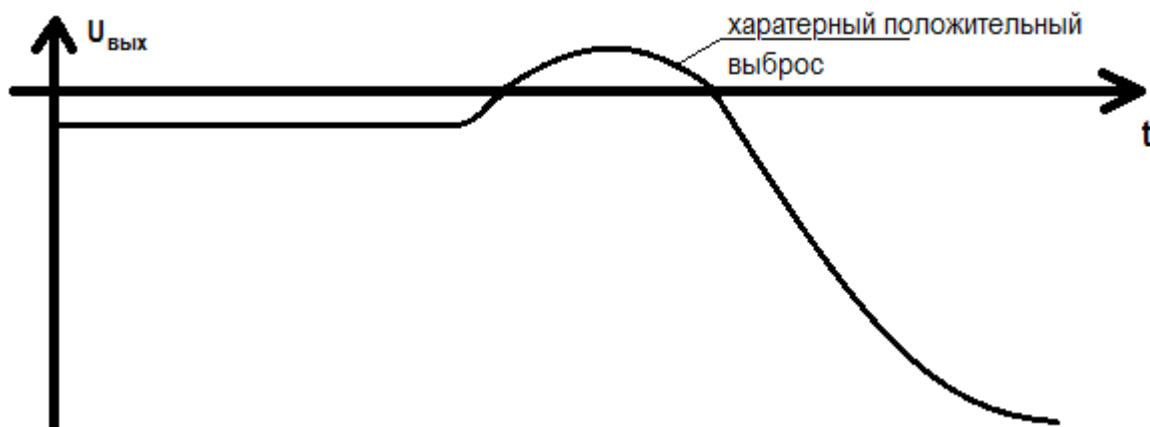
т.е. при уменьшении глубины насыщения  $t_{pac} = t_u \cdot \ln\left(\frac{S \cdot I_{\delta m} + I_{\delta 2}}{I_{\delta m} + I_{\delta 2}}\right)$ , а также при

увеличении  $I_{\delta 2}$ . Следовательно, форсированное рассасывание будет при подачу в базу большого запирающего тока.

В интервале  $t_2 - t_3$  спад коллекторного ток происходит, когда транзистор находится в активной области, в интервале  $t_3 - t_4$  - транзистор уже заперт. При этом коллекторный ток - это ток перезаряда барьерной емкости коллекторного перехода.



В интервале  $t_2 - t_3$  ток  $I_K$  спадает по экспоненте с постоянной времени  $\tau_e$ , причем ток  $I_K$  стремится к уровню  $B \cdot I_{62}$ .

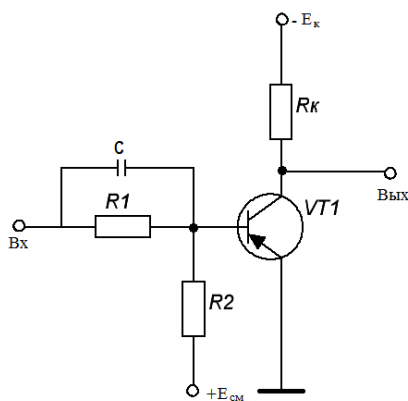


Отсюда видно, что  $t_{\phi}$  уменьшается при  $t_e$  и  $I_{62}$  повышается, т.е. при форсированном запирании.

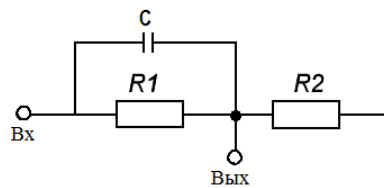
После того, как транзистор запирается,  $I_K$  спадает по экспоненте с постоянной времени  $\tau_u = C_K \cdot (R_K + R_T)$ , где  $R_T$  - эквивалентное внутреннее сопротивление источника запирающего напряжения.

При инверсном запираии сначала запирается эмиттерный переход, после чего  $U_{\text{б}}$  становится значительной положительной величиной (см. эпюру  $U_{\text{б}} = f(t)$  при  $t > t_3$ ), так как коллекторный переход открыт, то  $U_K \cong U_{\text{б}}$  и  $U_K$  тоже становится больше 0.

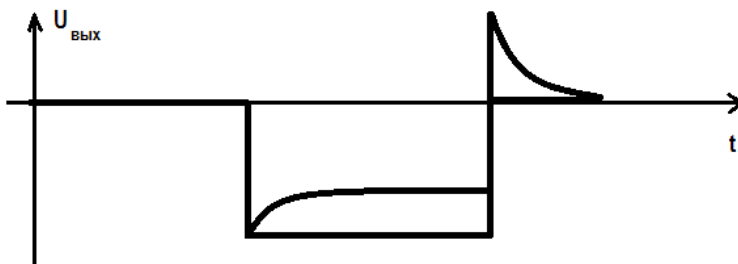
Инверсное запираие становится возможным при значительных запирающих токах базы и при заметных  $R_K$  (это затрудняет перезаряд  $C_K$  по сравнению  $C_{\text{э}}$ ). С целью повышения быстродействия ключа используют высокочастотные транзисторы и ряд схемных решений. Простейший способ уменьшения времени включения и выключения - использование ускоряющей емкости:



Если рассматривать цепочку вида

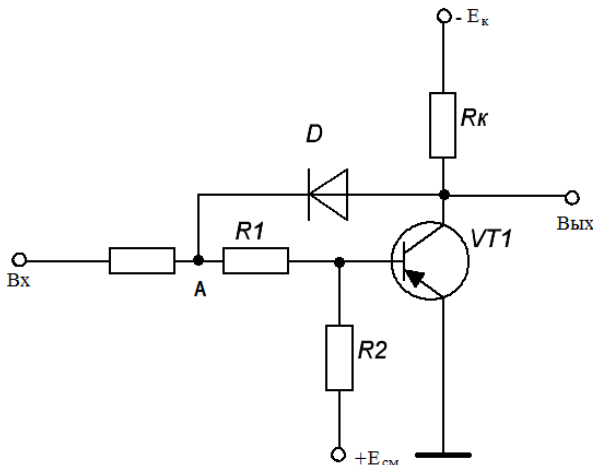


то для нее характерен следующий вид  $U_{\text{Вых}}(t)$ :



Следовательно, во время переднего фронта увеличивается  $I_{\sigma}$  и  $t_{\phi}$  уменьшается.

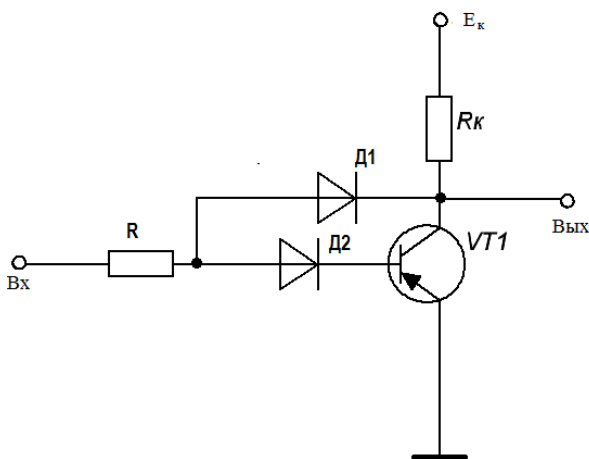
Во время выключения (рассасывания и среза) увеличивается запирающий ток базы и  $t_{\text{выкл}}$  уменьшается.



Другим часто используемым способом повышения производительности ключа является использование отрицательной обратной связи.

Идея заключается в уменьшении глубины насыщения  $S$  за счет части входного тока через отпирающийся диод  $D$ . Пока транзистор находится в режиме, далеком от насыщения, потенциал коллектора отрицателен по отношению к точке  $A$ , диод заперт. Увеличение базового тока приводит к повышению  $U_{\text{к}}$  и в некоторый момент диод  $D$  откроется. При этом у  $U_{\text{кд}} > 0$ , то  $U_{\text{кб}} < 0$ . Дальнейшее увеличение входного тока не вызывает заметного роста  $I_{\sigma}$ , так как увеличивается ток через диод. Транзистор или вообще не входит в насыщение, или  $S$  оказывается довольно малой. Тем самым ускоряется процесс выключения ключа.

Недостаток: высокий уровень напряжения на выходе ниже, чем в насыщенных режимах, т.к. диод открывается раньше, чем открывался бы коллекторный переход.



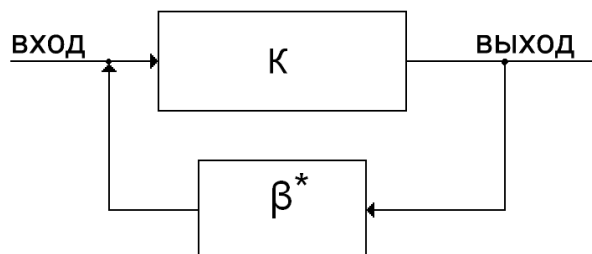
$$U_{\text{R}} > U_{\text{д}} \text{ и тогда } U_{\text{кд}} < 0$$

$$U_{\text{д1}} = U_{\text{д2}} + U_{\text{БК}}$$

$U_{\text{д1}} > U_{\text{д2}}$ , а поэтому  $U_{\text{БК}} < 0$  и транзистор в насыщении.

## Обратные связи в усилителях

Обратной связью называют передачу сигнала или части его в направлении, обратном основному, т.е. с выхода схемы на вход. Цепи, через которые происходит обратная передача сигнала, называются цепями обратной связи.



### §1. Виды обратных связей

Обратные связи могут вводиться в схему самим конструктором с целью получения тех или иных характеристик схемы или возникать помимо его воли за счет конструкции усилительных приборов (внутренняя обратная связь) или за счет паразитных емкостей и взаимоиндуктивностей, имеющих место в схеме (паразитные обратные связи). Примерами причин внутренних обратных связей могут служить модуляция базы в транзисторах,  $C_{цр}$  в лампах.

Сигнал обратной связи представляет собой измененный по амплитуде и фазе входной сигнал. Амплитуда сигнала обратной связи зависит от модуля коэффициента усиления собственно усилителя –  $K$  и модуля коэффициента передачи цепи обратной связи  $\beta^*$ .

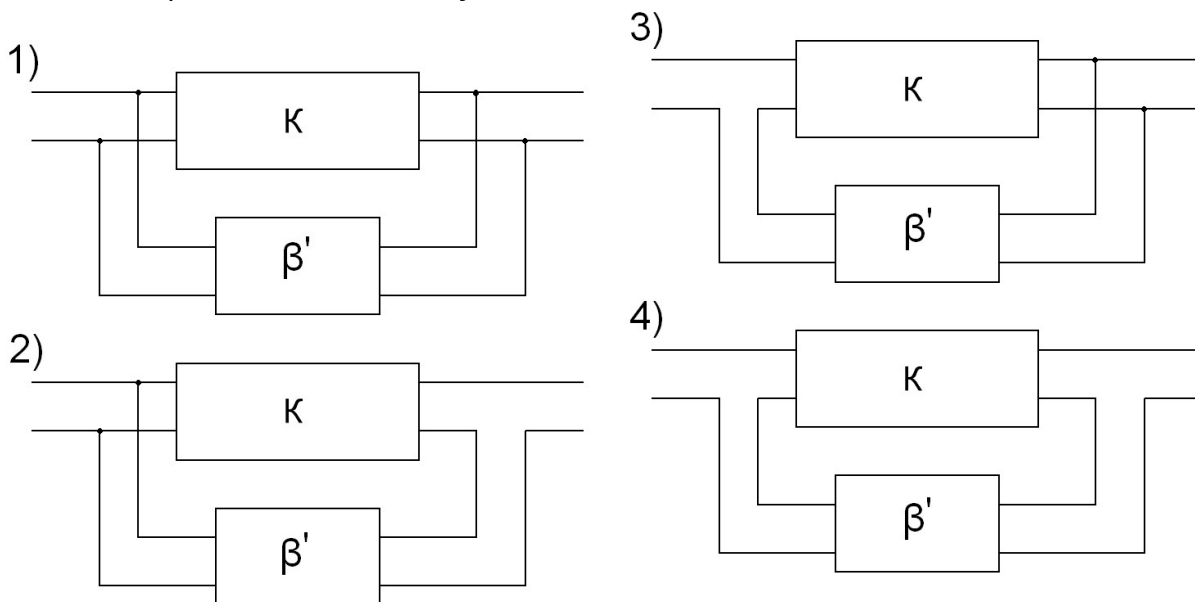
Фаза сигнала обратной связи зависит соответственно от фазового сдвига в цепях усилителя и обратной связи. При малых искажениях в этих цепях можно обратные связи разделить на 3 существенно различающиеся группы:

5. Положительная обратная связь – сигнал обратной связи совпадает по фазе с входным сигналом. При определенных условиях малое  $U_{вх}$  может вызывать больший по величине сигнал  $U_{ос}$ , что ведет к еще большему увеличению  $U_{вх}$  и  $U_{ос}$  и напряжение на выходе начинает лавинообразно нарастать, пока не вступают в действие нелинейные свойства усилительных приборов и рост напряжения прекращается. Если в цепях  $K$  и  $\beta$  имеются колебательные цепи, о могут возникнуть незатухающие колебания с собственной частотой этих колебательных цепей, а не с частотой сигнала. В обоих случаях форма входного сигнала будет существенно отличаться от формы входного сигнала, в связи с чем схема с положительной обратной связью перестает быть усилителем. Положительные обратные связи используют, главным образом, для генерирования электрических сигналов, т.е. в схемах генераторов.

6. Отрицательная обратная связь – сигнал  $U_{\text{вх}}$  и  $U_{\text{ос}}$  находятся в противофазе. Очевидно, что отрицательная обратная связь действует противоположно положительной обратной связи, т.е. уменьшает общее усиление в схеме. Однако, она улучшает многие другие показатели усилителя и потому применяется часто. Так, например, отрицательная обратная связь увеличивает стабильность работы усилителя: примером тому может служить введение отрицательной обратной связи по постоянному току с помощью сопротивления  $R_{\text{э}}$  в схемах термостабилизации рабочей точки транзисторных каскадов. Другой пример целесообразного использования обратной связи – высокочастотная коррекция усилителей с помощью  $C_{\text{кор}} R_{\text{кор}}$ .

Цепи обратной связи могут по разному подключаться к выходу и входу основной схемы.

Рассмотрим возможные случаи:



Подключение к выходу схемам 1) и 3) дает обратную связь по напряжению, так как сигнал обратной связи пропорционален  $U_{\text{вых}}$ .

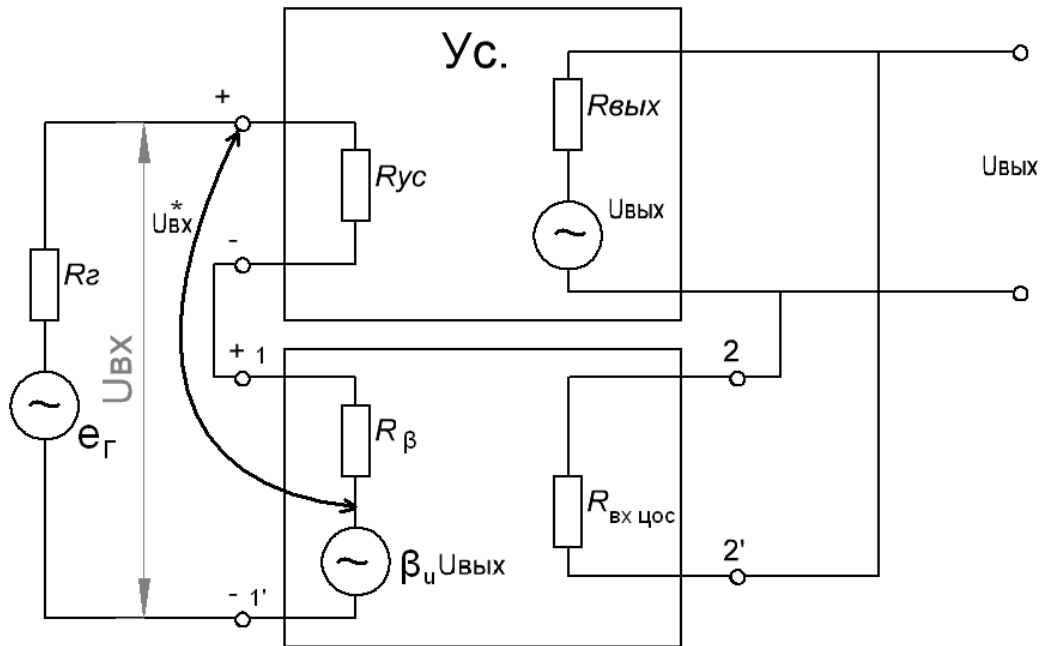
В случаях 2) и 4) обратная связь по току, так как  $U_{\text{ос}}$  зависит от тока в выходной цепи.

Подключение ко входу по схемам 1) и 2) дает параллельную обратную связь - выход цепи обратной связи подключен параллельно выходам усилителя.

В случаях 3) и 4) имеет место последовательная обратная связь.

## §2. Коэффициент усиления по напряжению при последовательной ОС по напряжению





Основные понятия и обозначения:

$R_{ус}$  - входное сопротивление при замкнутых клеммах 1-1' цепи ОС.

$R_{вх} = R_{ус} + R_{\beta}$  - входное сопротивление усилителя без обратной связи, т.е. при отключенных клеммах 2-2' от выхода усилителя.

$K_U = \frac{U_{вых}}{U_{вх}^*}$  - коэффициент усиления усилителя без ОС.

$K_U = K_{вх} \cdot K_u = K_u \cdot \frac{R_{вх}}{R_{вх} + R_2}$  - коэффициент усиления усилителя от ЭДС источника

до выхода без ОС.

$\beta_u$  - коэффициент передачи напряжения по цепи ОС от клемм 2-2' клеммам 2-2' (при холостом ходе на клеммах 1-1').

Передачей напряжения по цепи ОС в обратном направлении (т.е. от клемм 1-1' к клеммам 2-2') обычно пренебрегают.

Совокупность цепей усиления и ОС называется *петлей ОС*. Передача напряжения по петле обратной связи называется *петлевым усилением*.

Усиление от  $U_{\text{вх}}^*$  к  $U_{\text{вых}}$  есть  $K_U$ , от  $U_{\text{вых}}$  к  $U_{\text{вх}}^*$  есть  $\beta_u \cdot \frac{R_{\text{вх}}}{R_{\text{вх}} + R_2}$ , то есть

$\beta_u \cdot K_u$  - петлевое усиление.

Найдем  $K_{Uoc} = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}}$  - коэффициент усиления по напряжению усилителя с ОС.

$U_{\text{вх}} = U_{\text{вх}}^* \pm \beta_u \cdot U_{\text{вых}}$ , где верхний знак соответствует отрицательной обратной связи, а нижний - положительной ОС.

$$\text{Или: } \frac{U_{\text{вых}}}{K_{Uoc}} = \frac{U_{\text{вх}}}{K_U} \pm \beta_u \cdot U_{\text{вых}};$$

$$\frac{1}{K_{Uoc}} = \frac{1 \pm \beta_u \cdot K_U}{K_U} \Rightarrow \boxed{K_{Uoc} = \frac{K_U}{1 \pm \beta_u \cdot K_U}}$$

Для отрицательной ОС:

$$\boxed{K_{Uoc} = \frac{K_U}{1 + \beta_u \cdot K_U}}$$

**Вывод:** отрицательная ОС уменьшает коэффициент усиления

по напряжению там сильнее, чем больше  $\beta_u$ , положительная ОС - наоборот.

$$\boxed{K_{Eoc} = \frac{K_E}{1 + \beta_u \cdot K_E}}$$

$|1 + \beta_u \cdot K_U|$  или  $|1 + \beta_u \cdot K_E|$  носит название *глубины ОС*.

Действительно:

$$U_{\text{вх}}^* = i_{\text{вх}} \cdot R_{\text{вх}} = \frac{R_2 \mp \beta_u \cdot K_U}{R_2 + R_{\text{вх}}} \cdot R_{\text{вх}}$$

$$\frac{U_{\text{вых}}}{K_U} \cdot \frac{R_2 + R_{\text{вх}}}{R_{\text{вх}}} = \frac{U_{\text{вх}}}{K_{Eoc}} - \beta_u \cdot U_{\text{вых}}$$

$$\frac{1}{K_{Eoc}} = \frac{1}{K_U} \pm \beta_u \quad \frac{1 \pm \beta_u \cdot K_E}{K_E} = \frac{1}{K_{Eoc}}, \text{ т.е.}$$

$$K_{Eoc} = \frac{K_E}{1 \pm \beta_u \cdot K_E}$$

В некоторых литературных источниках иначе определяют коэффициент обратной связи  $\beta$ , как коэффициент передачи напряжения от выходных клемм усилителя к его входным клеммам, т.е. к клеммам, между которыми включено сопротивление  $R_{ex}$ ; т.е. сопротивления  $R_{ex}$  и  $R_z$  считаются входящими в цепь ОС. В этом случае:

$$\beta = \frac{R_{ex}}{R_z + R} \text{ (коэффициент передачи по напряжению ОС) и } K_{Eoc} = \frac{K_E}{1 + \beta \cdot K_E}.$$

Отрицательная ОС, хотя и уменьшает усиление, но зато существенно повышает стабильность коэффициент усиления. Покажем это:

Пусть некоторый дестабилизирующий фактор  $X_i$  воздействует на усилитель, но практически не воздействует на цепь ОС. Под  $X_i$  можно понимать параметр любого компонента схемы (кроме цепи ОС), температуру окружающей среды, радиацию, изменения  $R_n$  и т.п. Тогда  $K_{Eoc}$  и  $K_E$  являются функциями  $X_i$ . Строго говоря, внешние факторы воздействуют на цепь ОС, но цепь ОС обычно довольно проста, в ней используются, как правило, только R, L, C (а не усилительные приборы), которые легко сделать высокостабильными. Поэтому можно считать, что  $\beta_u$  не зависит от  $X_i$ . Тогда:

$$\frac{\partial K_{Uoc}}{\partial X_i} = \frac{\frac{\partial K_U}{\partial X_i} \cdot (1 + \beta_u \cdot K_U) - \beta_u \cdot \frac{\partial K_U}{\partial X_i} \cdot K_U}{(1 + \beta_u \cdot K_U)^2} = \frac{\frac{\partial K_U}{\partial X_i}}{(1 + \beta_u \cdot K_U)^2}$$

Следовательно, коэффициент усиления уменьшается в  $(1 + \beta_u \cdot K_U)$ , а его нестабильность в  $(1 + \beta_u \cdot K_U)^2$  раз.

Так, если глубина ОС большая, т.е.  $\beta_u \cdot K_E \gg 1$ , то  $K_{Eoc} \cong \frac{1}{\beta_U}$  и стабильность  $K_{Uoc}$  определяется целиком стабильностью элементов цепи ОС. Это наиболее ценное свойство отрицательно ОС в усилителях.

Пример: Требуется спроектировать усилитель с  $K_U = 20$  и со стабильностью  $K_U$  не хуже 5% при изменении температуры на  $\pm 20^\circ C$ .

*1ый вариант.* Выбираем однокаскадный усилитель без ОС. Пусть соответствующим выбором, например, сопротивления коллекторной нагрузки  $R_K$  достигнуто  $K_U = 20$  при номинальной температуре. Пусть подсчитано

$$\frac{\partial K}{\partial T} = 0.2 \frac{1}{\text{град}},$$

$$\text{Тогда } \Delta K \cong \frac{\partial K_1}{\partial T} \cdot \Delta T = 0.2 \cdot 20 = 4$$

$$\left( \frac{4}{20} \cdot 100\% = 20\% \right)$$

*2ой вариант.* Выбираем двухкаскадный усилитель.

$$K_1 = K_2 \quad K_u = K_1^2 = 400$$

Вводим отрицательную ОС и определенную  $\beta_u$ .

$$K_{Uoc} = \frac{K_U}{1 + \beta_u \cdot K_U} \quad \text{или} \quad 20 = \frac{400}{1 + \beta_u \cdot 400}, \text{ откуда}$$

$$\beta_u = \frac{400 - 20}{20 \cdot 400} = \frac{19}{400} = 0,0475$$

Проверяем стабильность  $K_{Uoc}$ :

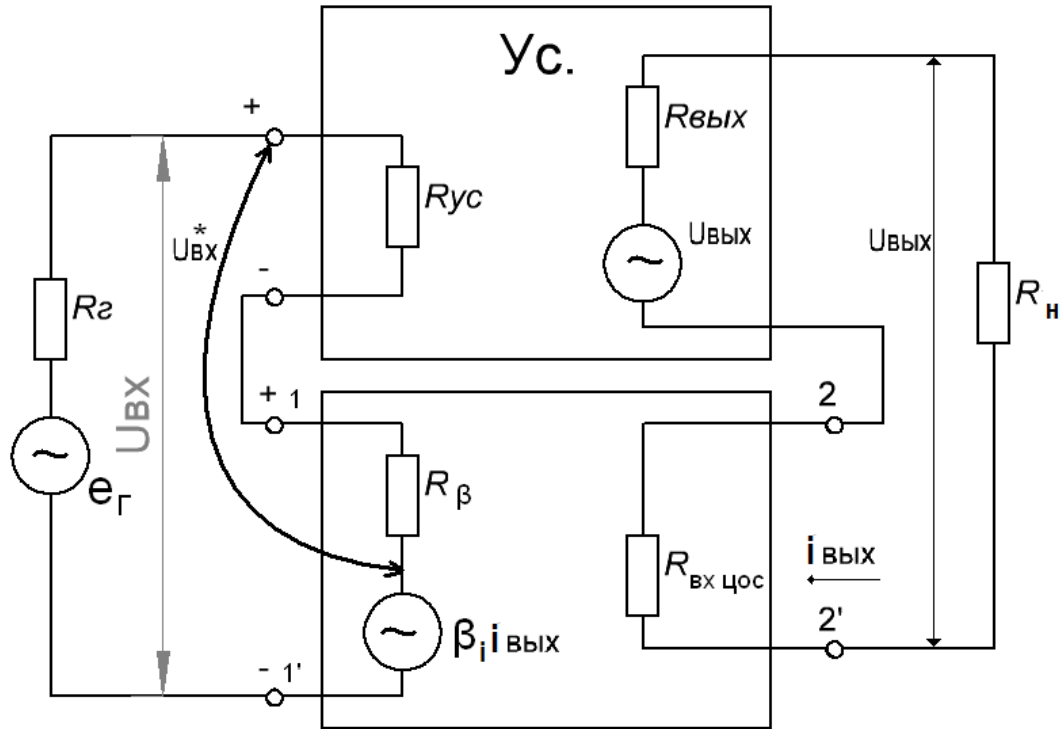
$$\frac{\partial K_U}{\partial T} = \frac{\partial (K_1^2)}{\partial T} = 2K_1 \cdot \frac{\partial K_1}{\partial T} = 40 \cdot 0,2 = 8 \frac{1}{\text{град}}$$

$$\frac{\partial K_{Uoc}}{\partial T} = \frac{\partial K_u}{\partial T} \cdot \frac{1}{(1 + \beta_u \cdot K_U)^2} = \frac{8}{(1 + 0.00475 \cdot 400)^2} = \frac{8}{20^2} = 0.02$$

$$\Delta K \cong \frac{\partial K_1}{\partial T} \cdot \Delta T = 0.02 \cdot 20 = 0.4, \text{ что составляет } \frac{0.4}{20} \cdot 100\% = 2\%$$

### §3. Коэффициенты усиления при других видах ОС

Последовательная обратная связь по току.



В отличие от предыдущего случая здесь напрашивается рассмотрение не коэффициента передачи напряжения цепью ОС, а передаточного сопротивления цепи ОС, определяемого как

$$\beta_R = \frac{U_{1-1} / x.x.}{i_{\text{вых}}} .$$

Получаемая в этом случае формула аналогична по своей структуре формуле.....