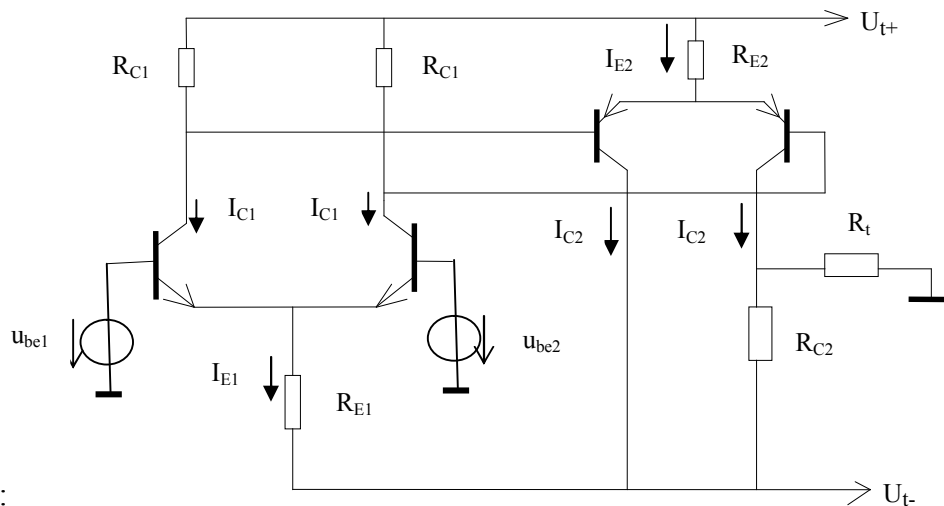


**d) Kétfokozatú differenciálerősítő közvetlen csatolással**



Ha  $I_B = 0$ :

Az n-p-n tranzisztorok munkaponti árama: 
$$I_{C1} = \frac{I_{E1}}{2} = \frac{-0,6 - U_{t-}}{2R_{E1}}$$

Ezzel a p-n-p tranzisztorok bázispotenciálja: 
$$U_{B2} = U_{t+} - I_{C1}R_{C1}$$

A p-n-p tranzisztorok munkaponti árama: 
$$I_{C2} = \frac{I_{E2}}{2} = \frac{U_{t+} - (U_{B2} + 0,6)}{R_{E2}}$$

A kimeneti közvetlen csatolás feltétele: 
$$U_{t-} + I_{C2}R_{C2} = 0 \quad \rightarrow \quad R_{C2} = \dots$$

## 5. fejezet

### AZ ERŐSÍTŐK FREKVENCIAFÜGGÉSE

Általános megállapodás: a frekvenciamenet mérését megkönnyítendő, a feszültségátvitelt a meghajtó generátor forrásfeszültségétől vesszük (nem a bemeneti feszültségétől).

#### 1. Kisfrekvenciás viselkedés

##### Csatoló kondenzátorok

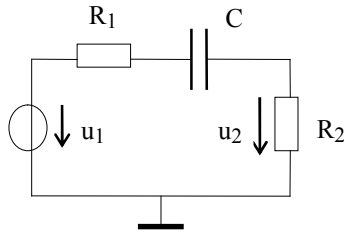
Ákár a bemeneti, akár a kimeneti csatoló kör modellje a következő (lásd ábra):

A helyettesítő kép elemei	$u_1$	$R_1$	$C$	$u_2$	$R_2$
- a bemeneten	$u_g$	$R_g$	$C_{c1}$	$u_{be*}$	$R_{be}$
- a kimeneten	$u_{kiü}$	$R_{ki}$	$C_{c2}$	$u_{kiü}$	$R_t$

Szemléleti változás a bemeneten:  $u_{be}$  helyett  $u_1$ -re (vagyis  $u_g$ -re) vonatkoztatjuk az átvitelt ( $u_{be*}$  a bemeneti feszültség átvitel szempontjából hatásos része).

A feszültségosztás:

$$A_u = \frac{u_2}{u_1} = \frac{R_2}{R_1 + R_2 + \frac{1}{sC}} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{sC(R_1 + R_2)}{1 + sC(R_1 + R_2)}$$



A kisfrekvenciás változást leíró kifejezés (a képlet többi része nagyfrekvencián is azonos), amit relatív feszültségátvitelnek nevezünk:

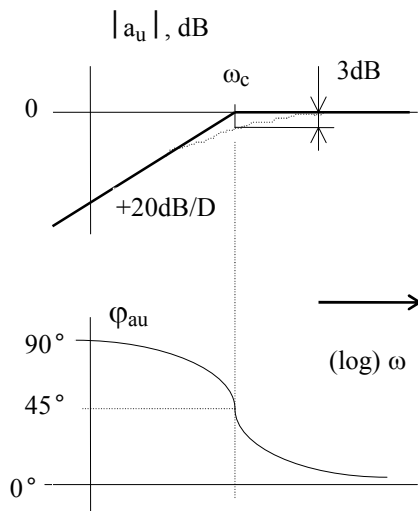
$$a_u = \frac{s\tau_c}{1 + s\tau_c}$$

Ahol bevezettük a csatoló kör időállandóját:  $\tau_c = C(R_1 + R_2)$ .

Reciprok-értékével, a törésponti frekvenciával ( $\omega_c = \frac{1}{\tau_c}$ ) megadva a relatív feszültségátvitelt:

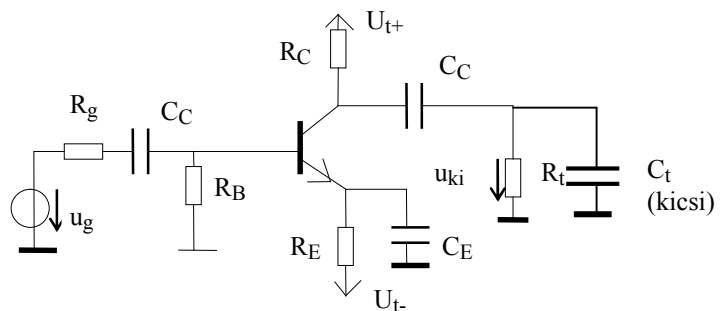
$$a_u = \frac{s}{\omega_c} \frac{1}{1 + \frac{s}{\omega_c}}$$

A Bode-diagram:



#### Az emitter-köri kapacitás hatása (csak FE esetén)

Legyen  $R_g = 0$ ,  $g_{22} = 0$ ,  $\frac{1}{\omega C_c} \approx 0$  és  $\frac{1}{\omega C_t} \approx \infty$ !



A feszültségátvitel:

$$A_{ug}|_{R_g=0} = \frac{u_{ki}}{u_g} = -\frac{g_{21}(R_C \times R_t)}{1 + g_{21} \frac{R_E}{1 + sR_E C_E}} = -g_{21}(R_C \times R_t) \frac{1 + sR_E C_E}{1 + sR_E C_E + g_{21} R_E}$$

Mivel a tört előtti tényező az átviteli frekvenciatartománybeli erősítés, a relatív átvitel:

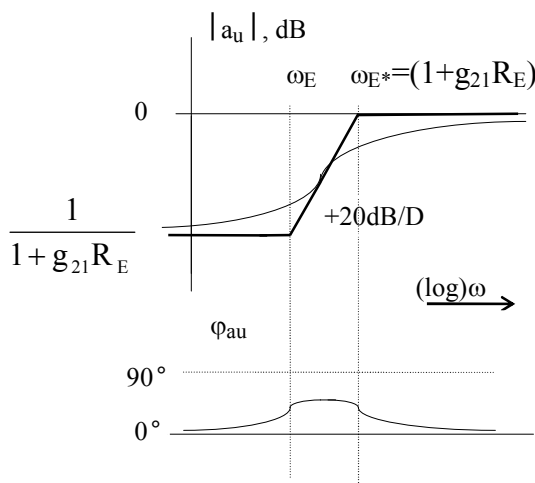
$$a_u = \frac{1}{1 + g_{21} R_E} \frac{1 + sR_E C_E}{1 + s \frac{R_E C_E}{1 + g_{21} R_E}}$$

Bevezetve a következő időállandókat:  $\tau_E = R_E C_E$  és  $\tau_E^* = \frac{R_E C_E}{1 + g_{21} R_E}$  valamint ezek

reciprok-értékeit, a törésponti frekvenciákat:  $\omega_E = \frac{1}{\tau_E}$  és  $\omega_E^* = \frac{1}{\tau_E^*}$ , a relatív feszültségátvitelre levezethető:

$$a_u = \frac{1}{1 + g_{21} R_E} \frac{1 + \frac{s}{\omega_E}}{1 + \frac{s}{\omega_E^*}}$$

Az  $a_u$  Bode diagramjának ábrázolása.



$\tau_E^*$  fizikai jelentése:

$$\tau_E^* = C_E \frac{R_E}{1 + g_{21} R_E} = C_E \frac{\frac{1}{g_{21}} R_E}{\frac{1}{g_{21}} + R_E} = C_E \left( R_E \times \frac{1}{g_{21}} \right)$$

Ahol  $\frac{1}{g_{21}}$  a bázis-emitter pn átmenet dinamikus ellenállása, tehát az időállandó rezisztív része a kapacitás sarkaihoz kötött hálózat teljes eredő belső ellenállása.

Eszerint, ha  $R_g \neq 0$ ,

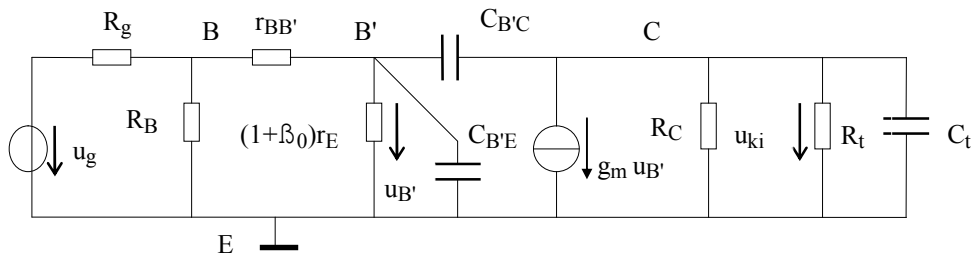
$$\tau_E^* = C_E \left( R_E \times \left[ \frac{R_g \times R_B + h_{11}}{h_{21}} \right] \right)$$

## 2. Nagyfrekvenciás viselkedés

**A földelt emitteres erősítő esetén** (ehhez viszonyítjuk a többi erősítőfokozatot).

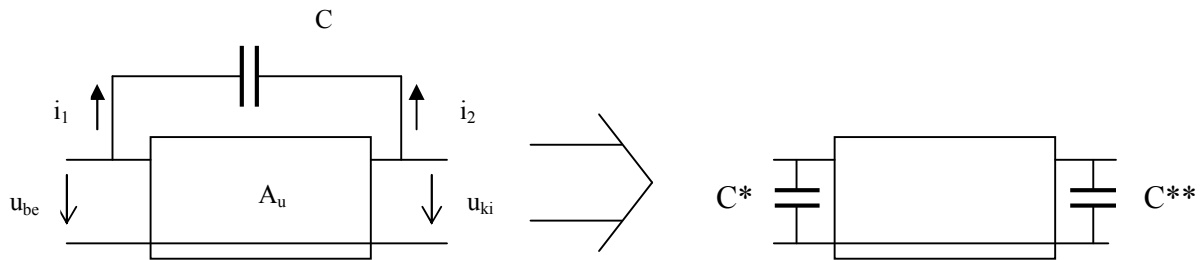
A kapcsolás megegyezik az előzővel.

A nagyfrekvenciás helyettesítő-kép a tranzisztor hibrid- $\pi$  helyettesítő-képével::



A kapcsolás elemzéséhez átalakítást végzünk a Miller-hatás alkalmazásával.

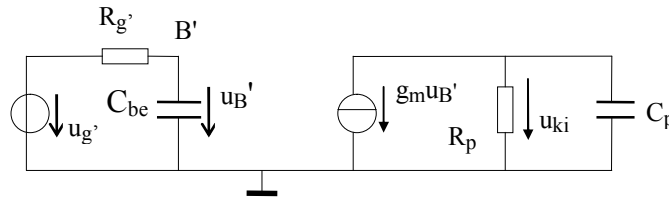
A Miller-hatás:



A bemeneti oldalon: 
$$i_1 = \frac{u_{be} - A_u u_{be}}{\frac{1}{sC}} = \frac{u_{be}}{\frac{1}{sC(1 - A_u)}} = \frac{u_{be}}{\frac{1}{sC^*}} \text{ ahol } C^* = (1 - A_u)C$$

A kimeneti oldalon: 
$$i_2 = \frac{u_{ki} - \frac{u_{ki}}{A_u}}{\frac{1}{sC}} = \frac{u_{ki}}{\frac{1}{sC\left(1 - \frac{1}{A_u}\right)}} = \frac{u_{ki}}{\frac{1}{sC^{**}}} \text{ ahol } C^{**} = \left(1 - \frac{1}{A_u}\right)C$$

A  $C_{B'C}$  kapacitást a Miller-hatás szerint redukálva:



ahol:

$$R_g' = [(1 + \beta_0)r_E] \times [r_{BB'} + R_g \times R_B]$$

$$C_{be} = C_{B'E} + (1 + g_m R_p) C_{B'C}$$

$$R_p = R_C \times R_t$$

$$C_p = C_t + C_{B'C}$$

$u_g'$  csak konstans szorzóban különbözik  $u_g$ -től, ami nem befolyásolja a frekvenciafüggést:

A bemeneti körben:

$$\frac{u_{B'}}{ku_g} = \frac{1}{R_g' + \frac{1}{sC_{in}}}$$

A kimeneti körben:

$$\frac{u_{ki}}{u_{B'}} = -\frac{g_m R_p}{1 + sR_p C_p}$$

Az eredő átvitel:

$$A_{ug} = \frac{u_{ki}}{u_g} = -\frac{kg_m R_p}{(1 + sR_g' C_{be})(1 + sR_p C_p)}$$

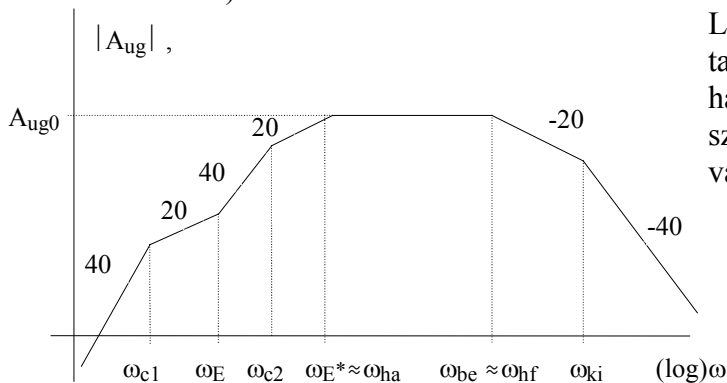
Ahonnán a relatív átvitel:

$$a_u = \frac{1}{(1 + sR_g' C_{be})(1 + sR_p C_p)}$$

Bevezetve a következő időállandókat:  $\tau_{be} = R_g' C_{be}$  és  $\tau_{ki} = R_p C_p$  valamint reciprokértékeiket, a törésponti frekvenciákat:  $\omega_{be} = \frac{1}{\tau_{be}}$  és  $\omega_{ki} = \frac{1}{\tau_{ki}}$ , a relatív feszültségátvitel:

$$a_u = \frac{1}{\left(1 + \frac{s}{\omega_{be}}\right)\left(1 + \frac{s}{\omega_{ki}}\right)}$$

**A földelt emitteres erősítő eredő frekvenciafüggése** (önkéntesen felvett törésponti frekvenciákkal)



Látható, hogy a 3 dB-es csökkenéshez tartozó kis-, és nagyfrekvenciás határfrekvenciák (minthogy a szomszédos töréspontok elég távol vannak egymástól):

$$\omega_{ha} = \omega_{E}^* \text{ and } \omega_{hf} = \omega_{be}.$$

**A földelt emitteres erősítő nagyfrekvenciás viselkedése, ha  $C_E = 0$**

Belátható, hogy a kisebb erősítés miatt a  $C_{B'C}$ -ből kisebb kondenzátor redukálódik a bemenetre, a kimenet pedig változatlan marad. Mivel az erősítés  $(1 + g_{21}R_E)$ -ed részére csökken, körülbelül a bemenetre redukálódó kapacitás is ugyanilyen arányban kisebb, ami akkor, ha a bemeneti időállandó rezisztív összetevőjében az  $r_{BB'} + R_g \times R_B$  dominál, ugyanilyen arányban kisebb időállandót tehát ugyanilyen arányban nagyobb bemeneti törésponti frekvenciát eredményez. Mivel a kimeneti kör csaknem változatlan, tehát a kimeneti törésponti frekvencia nem változik, a nagyfrekvenciás határ ezzel a módszerrel csak akkor növelhető meg, ha a bemeneti törésponti frekvencia van domináns helyzetben mielőtt  $C_E$ -t eltávolítjuk ( $\omega_{be} \ll \omega_{ki}$ ), de a javulás "ára" az erősítés csökkenése.

Összegezve, a  $C_E = 0$  esetben kapott új törésponti frekvenciák a régiekkel kifejezve:

$$\omega_{be}^* = \omega_{be}(1 + g_{21}R_E) \text{ és } \omega_{ki}^* \approx \omega_{ki}.$$

**A földelt kollektoros erősítő nagyfrekvenciás viselkedése.**

A  $C_{B'C}$  kapacitás nem transzformálódik fel, és a Miller-határ következtében a  $C_{BE}$  kapacitásból mind a bemeneti, mind a kimeneti oldalra kb. 0 értékű kapacitás redukálódik a megközelítőleg egységnyi erősítésnek köszönhetően. Ezért:

$$C_{beFK} \ll C_{beFE}, \text{ vagyis } \omega_{beFK} \gg \omega_{beFE}.$$

A kimeneti körben a földelt emitteres erősítő kimeneti ellenállását,  $R_C$ -t (amelyet az  $R_p$  ellenállás tartalmaz) itt a földelt kollektoros erősítő kimeneti ellenállásával ( $\frac{1}{g_{21}}$ ) kell

helyettesíteni, és mivel

$$\frac{1}{g_{21}} \ll R_p, \text{ ennek köszönhetően: } \omega_{kiFK} \gg \omega_{kiFE}.$$

Ha egy erősítőláncban FE és FK fokozatok vegyesen vannak jelen, az FK fokozatokat a nagyfrekvenciás viselkedés elemzésekor ideálisnak tekinthetjük, tehát a lánc eredő nagyfrekvenciás viselkedését az FE fokozatok határozzák meg.