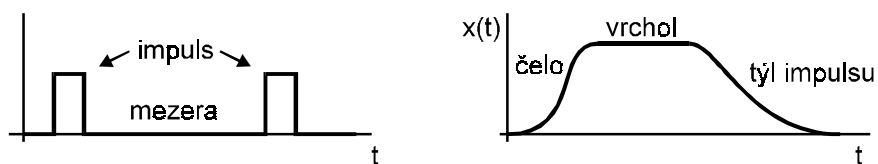


# 1. Impulsní signály v lineárních obvodech

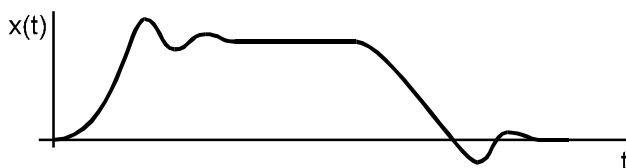
## 1.1 Základní úvahy

Pod názvem impuls rozumíme časový průběh, jehož doba trvání je mnohem menší než je doba mezi dvěma impulsy tak, že každý impuls můžeme brát samostatně, což znamená, že všechny přechodové děje jsou do příchodu dalšího impulsu ukončeny. Realizovatelný impuls se vyznačuje spojitostí v čase i v amplitudě. Může to být např. takto - Obr. 1.1-1 .



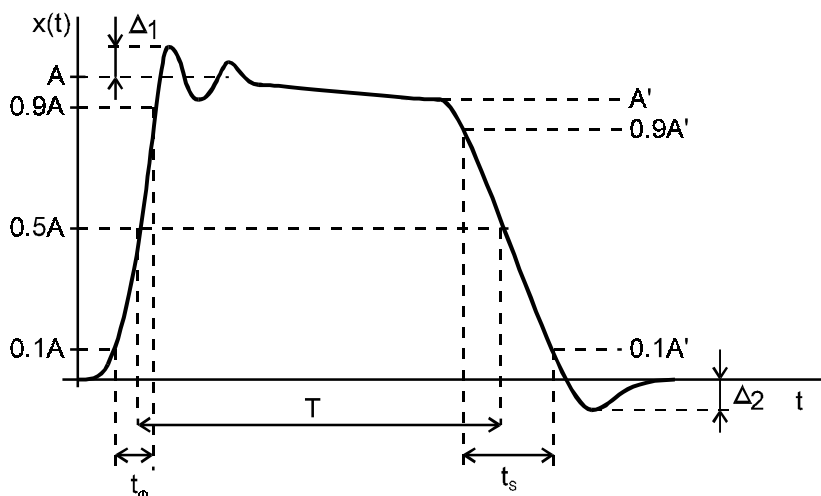
Obr. 1.1-1

Někdy může být průběh složitější - vyskytují se zákmity ( tlumené kmity / komplexně sdružené póly /) v oblasti čela a v oblasti týlu impulsu - viz Obr. 1.1-2 .



Obr. 1.1-2

Abychom definovali takový reálný impuls, budeme potřebovat celou řadu veličin. Na následujícím Obr. 1.1-3 jsou tyto veličiny vyznačeny



Obr. 1.1-3

$A$  - velikost impulsu - amplituda

$A'$  - velikost impulsu před jeho týlem ( spádem )

$t_{\phi}$  - náběhová doba impulsu mezi  $0.1 A$  až  $0.9 A$

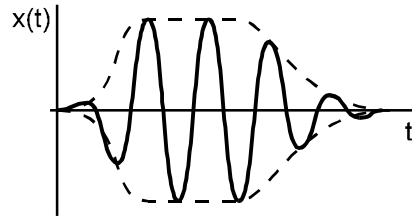
$t_s$  - spádová doba impulsu mezi  $0.1 A'$  až  $0.9 A'$

$T$  - doba trvání impulsu určená na  $0.5 A$

$\Delta_1$  - překmit čela impulsu ; udává se v % amplitudy  $A$

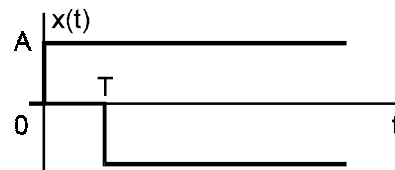
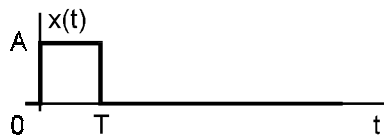
$\Delta_2$  - překmit týlu ( zákmit ) ; udává se v % amplitudy  $A'$

Impulsy, které jsme zatím uvažovali, jsou tzv. videoimpulsy, běžně jsou však označovány jako impulsy. Na rozdíl od nich tzv. radioimpuls je tvořen vysokofrekvenčními kmity, jejichž obálku tvoří videoimpuls Obr. 1.1-4 .



Obr. 1.1-4

Již z toho, co jsme naznačili, plyne, že účinným nástrojem pro studium impulsních signálů a obvodů budou Fourierova a Laplaceova transformace. Protože však práce s reálnými průběhy by v důsledku složité funkční závislosti  $\chi(t) = f(t)$  byla obtížná, zavádíme idealizované impulsní tvary, které můžeme vytvářet na základě principu superpozice / tedy pouze pro lineární obvody / z idealizovaných impulsních funkcí. Tuto metodu jsme již poznali dříve. Jen pro připomenutí :



takže  $\chi(t) = A\delta_1(t) - A\delta_1(t - T)$  a  $L\{\chi(t)\} = \frac{A}{p} - \frac{A}{p}e^{-pT}$  ( 1.1.1)

kde  $\delta_1$  je funkce jednotkový skok

Podobně vytvoříme např. symetrický pilový průběh z funkce klínové atd. O významu tzv. jednotkového impulsu nebo též Dirakovy funkce jsme též hovořili.

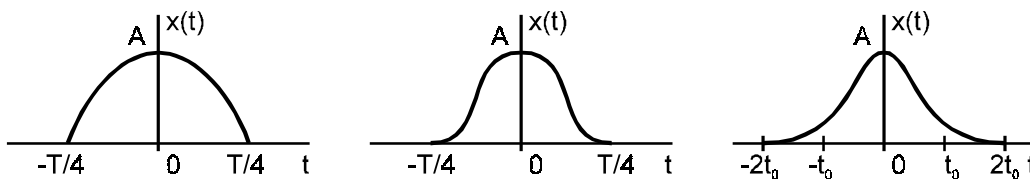
Kromě těchto idealizovaných impulsních tvarů se můžeme setkat s impulsními tvary, které jsou vytvořeny některými funkčními závislostmi / Obr. 1.1-5 /. Z nich zaznamenejme např.

kosinusový impuls / tvořený úsekem funkce  $A \cdot \cos(t)$  /

kosinus kvadrát  $\chi(t) = A \cdot \cos^2(2\pi t / T)$  pro  $t \in \langle -T/4; T/4 \rangle$   
 $\chi(t) = 0$  pro  $t \notin \langle -T/4; T/4 \rangle$  ( 1.1.2)

zvonovitý impuls ( Gaussova chybová funkce )

$$\chi(t) = A \cdot e^{-(t/t_0)^2}$$
 ( 1.1.3)



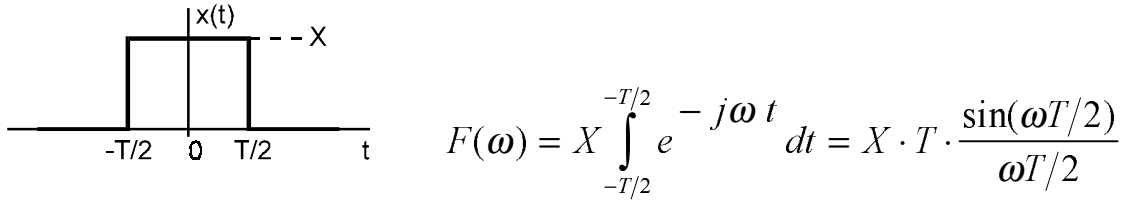
Obr. 1.1-5

Každému impulsu bude odpovídat jisté spektrum, které je pro tento impuls charakteristické. Pokud se budou impulsy opakovat, půjde o diskrétní spektra a pokud budeme uvažovat pouze

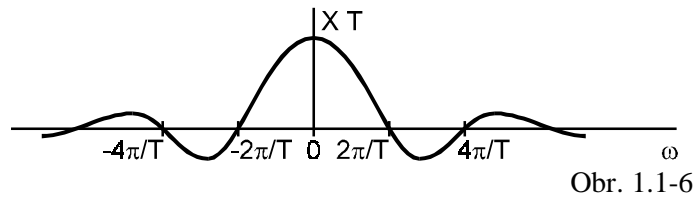
jediný průběh, bude se jednat o spektrum spojité. Spektra impulsů můžeme stanovovat na základě Fourierova integrálu

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(t) \cdot e^{-j\omega t} dt \quad (1.1.4)$$

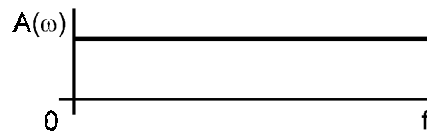
Pro ideální obdélníkový impuls dostaneme např.



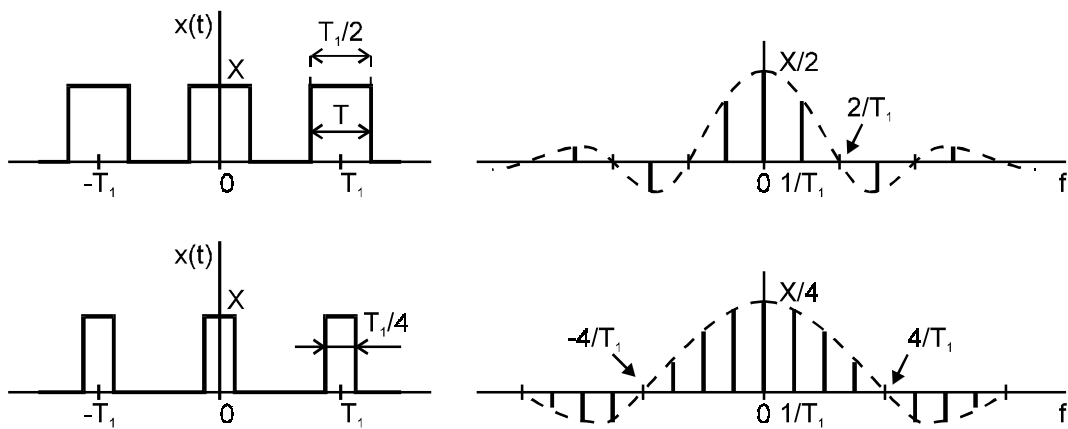
a spektrum bude vypadat takto - Obr. 1.1-6 .



Pokud bychom chtěli přenést takový ideální impuls / bez ohledu na to, zda ho vůbec můžeme vytvořit / , museli bychom přenést všechny frekvence od 0 do  $\infty$  ; čili amplitudová charakteristika by musela být - Obr. 1.1-7 .



Pokud se bude jednat o opakující se ideální obdélníkové impulsy, uveďme si dva příklady, kdy frekvence je stejná, ale liší se dobou trvání. Zřejmě v obou případech na rozdíl od hořejšího půjde o spektra diskrétního charakteru - Obr. 1.1-8 .



Z tohoto případu je vidět, že počet frekvencí ( harmonických ), které náležejí do frekvenčního intervalu mezi nulovou frekvencí a frekvencí prvního průchodu nulou funkce  $\sin\alpha/\alpha$  , stoupá. Z toho ovšem plyne následující - harmonické kmitočty jsou násobky základní frekvence, ale s klesající dobou trvání impulsů stoupají nároky na počet těchto harmonických, které musíme

přenést, abychom alespoň přibližně přenesli impulsní tvar nějakým lineárním obvodem. Bude-li požadováno abychom přenesli všechny frekvence od nuly alespoň do prvního nulového průchodu, znamená to, že bude-li např. frekvence impulsů 1 kHz tedy  $f = 1/T_1 \Rightarrow T_1 = 10^{-3}$  s, bude v případě  $T = 1 \mu\text{s}$  zapotřebí přenést frekvence od nuly do 1 MHz čili 1000 harmonických a v případě  $T = 1$  ns už musíme přenášet 1 GHz čili  $10^6$  harmonických kmitočtů. Je tedy zřejmé, že nároky na pásmo přenášených kmitočtů stoupají se zkracováním doby trvání impulsů.

Rozdělme nyní naši problematiku na dvě části : v první části se budeme zabývat problémy relativně malých impulsních signálů, kdy během jejich působení můžeme všechny prvky i celý obvod, který tyto impulsy zpracovává, považovat za lineární. Ve druhé části se budeme zabývat problémy, kdy řídicí prvky obvodu ( diody, tranzistory, ... ) přecházejí od jednoho mezního stavu ( daného např. nelinearitou ) do druhého mezního stavu ( opět třeba zapříčiněného nelinearitou ) - čili budeme se věnovat problematice velkých impulsních signálů nebo též spínání.

## 1.2 Malé impulsní signály - lineární působení obvodů

Abychom mohli hodnotit vlastnosti jednotlivých obvodů a říci například že tento obvod je lepší než onen, musíme se dohodnout na kritériích. Nabízí se možnost hodnotit obvody na základě jejich odezvy na nějaký jednoduchý průběh / třeba idealizovaný / s tím, že by nám tato odezva měla současně poskytnout co nejvíce informací o našem obvodu. Nabízí se dva signály  $\delta_0(t)$  a  $\delta_1(t)$  čili jednotkový impuls a jednotkový skok. Potom

$$w(t) = L^{-1}\{w(p)\} = L^{-1}\{L\{\delta_0(t)\} \cdot K(p)\} = L^{-1}\{K(p)\} \quad (1.2.1)$$

protože  $L\{\delta_0(t)\} = 1$ .

Tuto funkci  $w(t)$  nazýváme impulsní charakteristikou obvodu - je to tedy odezva na jednotkový impuls. Ačkoliv je to signál, který má nejjednodušší Laplaceův obraz - prakticky to můžeme interpretovat jako působení velice úzkého impulsu s velkou amplitudou na obvod - interpretace výsledku je poměrně obtížná; těžko určíme, jak se obvod chová například ke kmitočtům vysokým a jak ke kmitočtům nízkým.

Tuto nevýhodu postrádá odezva na jednotkový skok. Platí :

$$k(t) = L^{-1}\{k(p)\} = L^{-1}\{L\{\delta_1(t)\} \cdot K(p)\} = L^{-1}\left\{\frac{K(p)}{p}\right\} \quad (1.2.2)$$

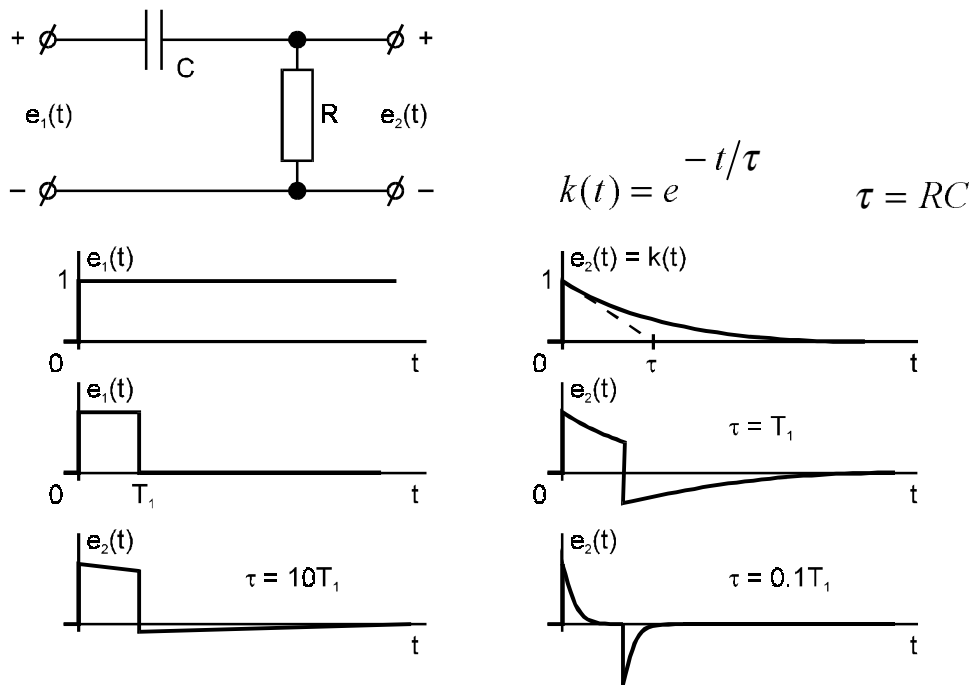
protože  $L\{\delta_1(t)\} = 1/p$

Tuto odezvu nazýváme přechodovou charakteristikou. Zřejmě platí  $w(t) = k'(t)$  čili impulsní charakteristika je derivací přechodové charakteristiky.

Na rozdíl od jednotkového impulsu se jednotkový skok vyznačuje dvěma částmi - je tvořen rychlou skokovou změnou na svém začátku a konstantní úrovní na tuto navazující. Proto také i odezvu budeme moci rozdělit do těchto dvou částí. Bezprostředním začátkem přechodové charakteristiky obvodu bude zřejmě informace, jak se daný obvod chová na skokovou změnu a tato informace bude následovaná informací o tom, jak se chová obvod v oblasti delších časů na konstantní úroveň vstupního signálu.

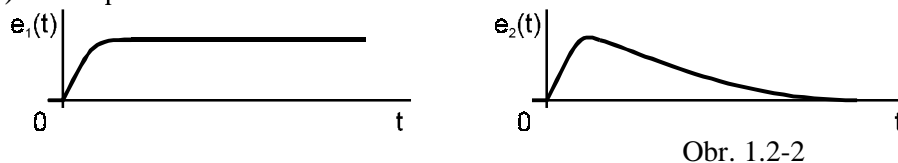
### 1.2.1 Přebodové charakteristiky jednoduchých obvodů

a/ Derivační obvod

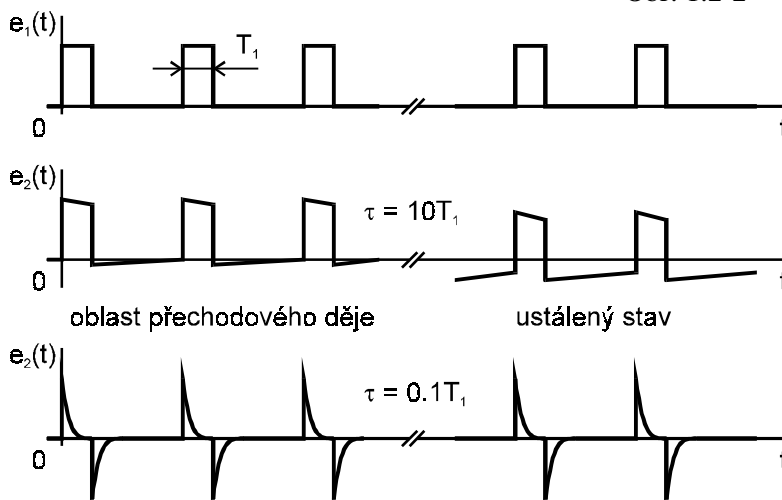


Obr. 1.2-1

Bude-li  $e_1(t)$  mít exponenciální náběh - Obr. 1.2-2 :

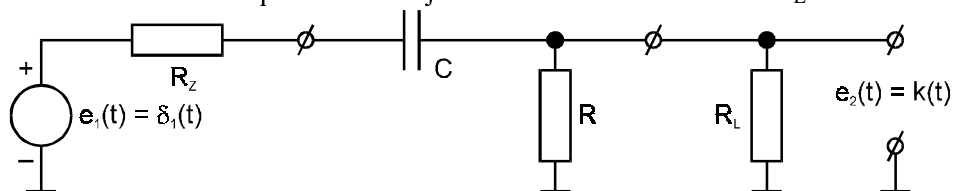


Obr. 1.2-2

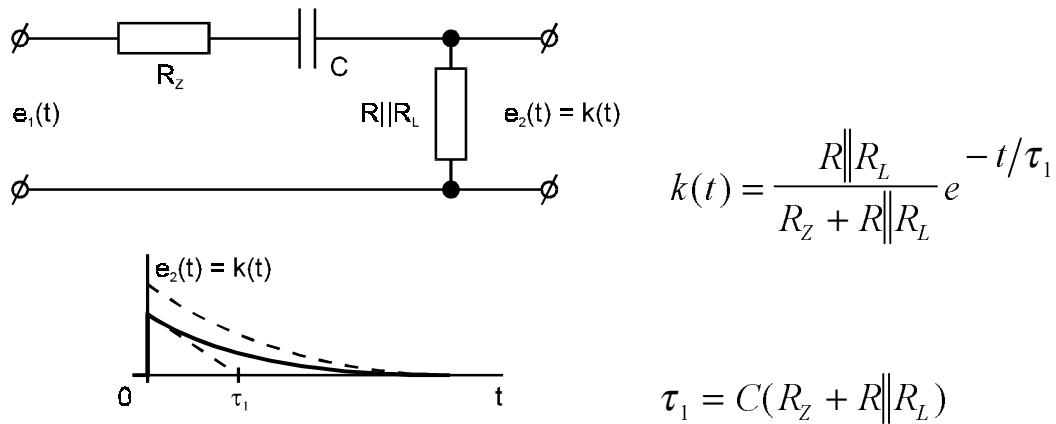


Obr. 1.2-3

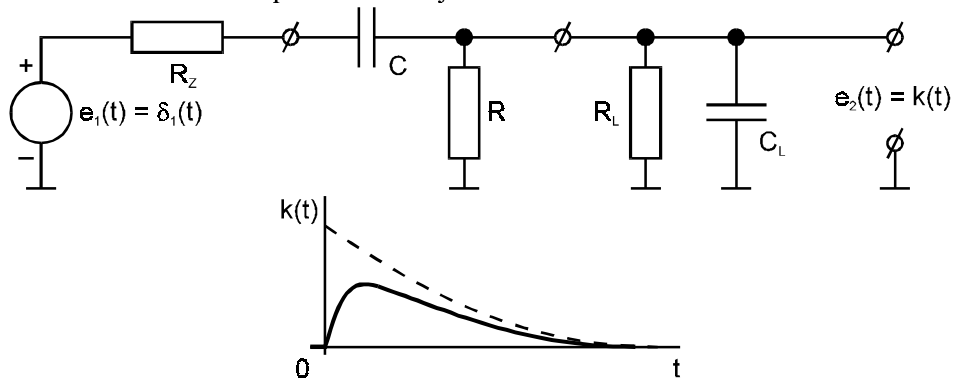
Reálný obvod s uvažováním impedance zdroje / reálné / a reálné zátěže  $R_L$  - viz Obr. 1.2-4 :



Obr. 1.2-4



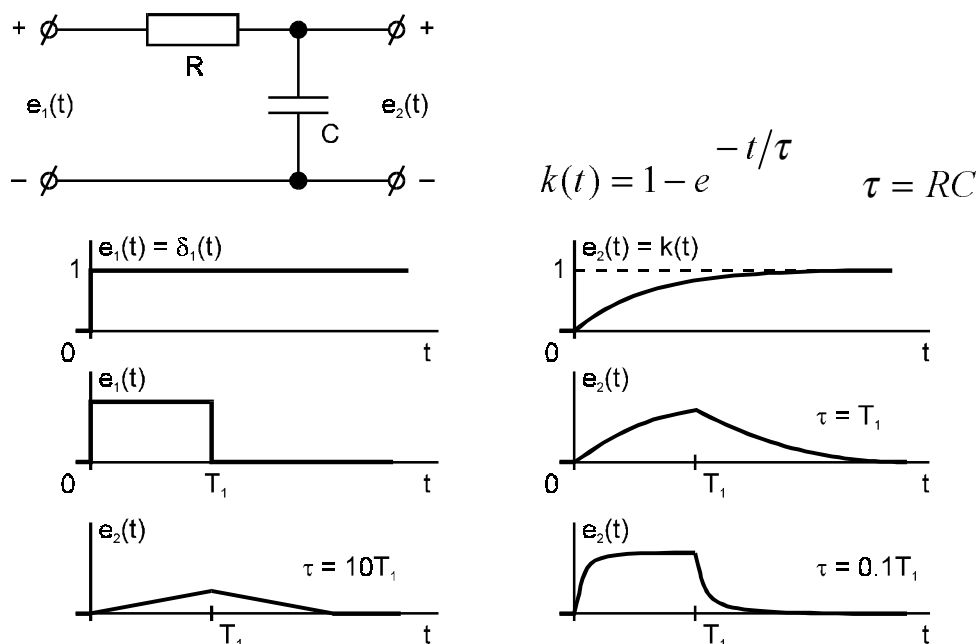
Reálný obvod s uvažováním impedance zdroje / reálné / a reálné zátěže  $R_L // C_L$  - Obr. 1.2-5 :



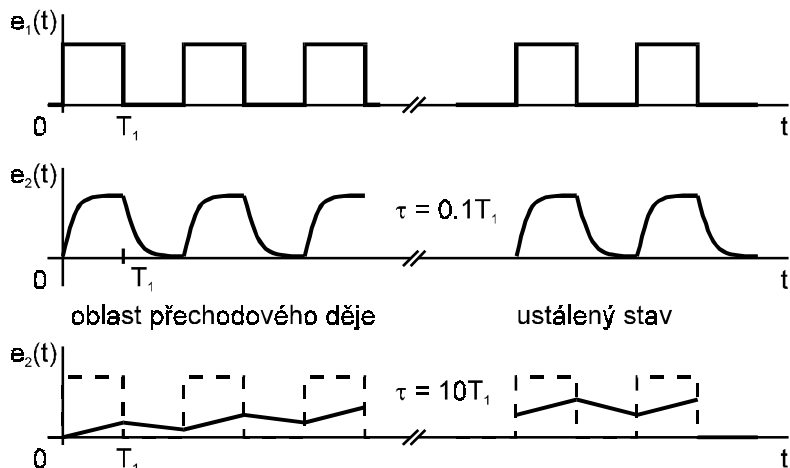
Obr. 1.2-5

Obvod je velmi častý - oddělovací obvod mezi jednotlivými stupni, oddělování stejnosměrné složky; pro malé RC jeho odezva připomíná derivaci - odtud název derivační. / Ideální derivační obvod není realizovatelný - musel by mít nulu v počátku komplexní roviny, a proto by nesměl obsahovat reálné odpory. / Později uvidíme, že náš obvod je též horní propustí 1. řádu.

b/ Integrační obvod



Obr. 1.2-6



Obr. 1.2-7

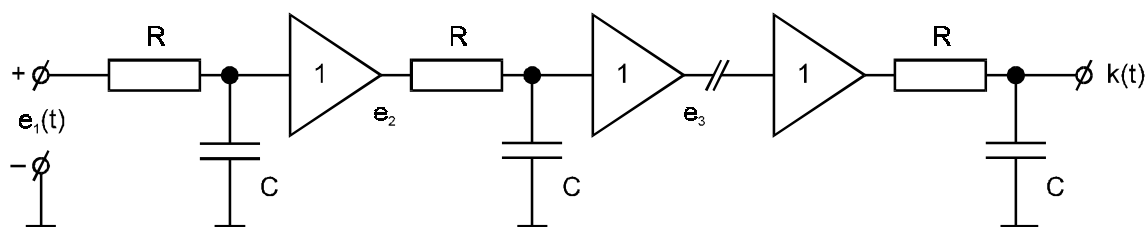
Náběhová doba přechodové charakteristiky  $t_\phi = 2.2 \tau = 2.2 RC$ . Je to jeden z mála případů, kdy mohu  $t_\phi$  určit analyticky.

$$e_2(t) = 1 - e^{-t/\tau} \quad t_\phi = t_2 - t_1 \cong 2.2\tau \quad \text{neboť}$$

$$0.1 = 1 - e^{-t_1/\tau} \Rightarrow -t_1/\tau \cong -0.1 \quad 0.9 = 1 - e^{-t_2/\tau} \Rightarrow -t_2/\tau \cong -2.3$$

Je vidět, že pro případ  $\tau \gg T_1$ , obvod se chová jako přibližně integrační a odtud je i název. / Ideální integrační obvod by musel mít pól v počátku komplexní roviny, což není možné realizovat. /

Častým případem je případ, kdy máme řadu integračních obvodů v kaskádě a jsou nezávislé. Zajímá nás, jak budou vypadat přechodové charakteristiky a náběhové doby. Lze řešit pomocí Laplaceovy transformace - náběhové doby nelze analyticky vyčíslit. Uvažujme možný případ, že všechny časové konstanty jsou stejné.



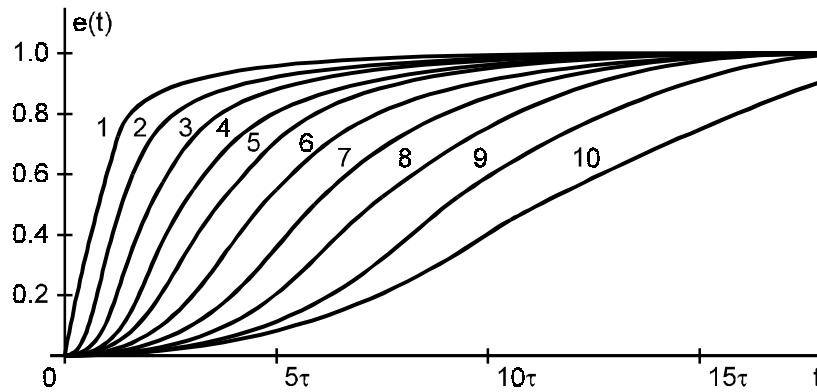
Obr. 1.2-8

Můžeme napsat  $k_n(p) = K(p) \cdot k_{n-1}(p)$ , kde  $K(p) = \frac{1}{1+p\tau}$  je operátorový přenos

$$\text{obvodu nebo } e_n(p) = K^{n-1}(p) \cdot e_1(p) = \frac{1}{(1+p\tau)^{n-1}} \cdot \frac{1}{p} \quad (1.2.3)$$

Zpětnou transformací dostaneme

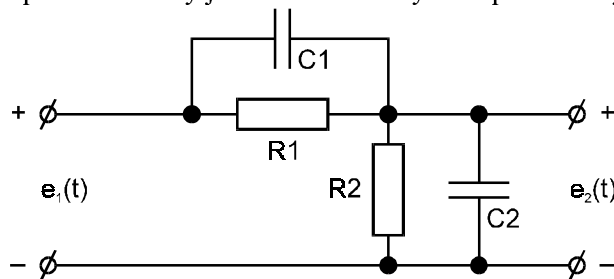
$$e_n(t) = L^{-1}\{e_n(p)\} = 1 - e^{-t/\tau} \cdot \sum_{k=0}^{n-2} \frac{(t/\tau)^k}{k!} \quad n \geq 2 \quad (1.2.4)$$



Obr. 1.2-9

e(t)	e <sub>2</sub>	e <sub>3</sub>	e <sub>4</sub>	e <sub>5</sub>	e <sub>6</sub>	e <sub>7</sub>	e <sub>8</sub>	e <sub>9</sub>	e <sub>10</sub>	e <sub>11</sub>
t <sub>φ</sub> /τ	2.2	3.3	4.23	4.94	5.56	6.13	6.64	7.11	7.57	7.98

Častým obvodem pro impulsní obvody je též rezistorový kompenzovaný dělič - Obr. 1.2-10 .



Obr. 1.2-10

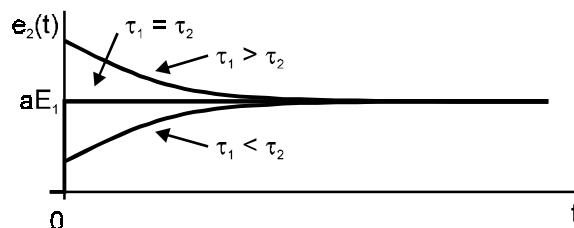
Pro přenos tohoto obvodu dostaneme

$$K(j\omega) = K(p) \Big|_{p=j\omega} = \frac{\frac{R_2}{1 + pR_2C_2}}{\frac{R_1}{1 + pR_1C_1} + \frac{R_2}{1 + pR_2C_2}} \quad (1.2.5)$$

Obecně je tento přenos závislý na frekvenci a pouze pro případ, že  $R_1C_1 = R_2C_2$  platí

$$K(j\omega) = K(p) \Big|_{p=j\omega} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} = a \quad (1.2.6)$$

Přechodové charakteristiky bychom získali snadno a dostali bychom jako výsledek Obr. 1.2-11  $\tau_1 = R_1C_1$ ,  $\tau_2 = R_2C_2$



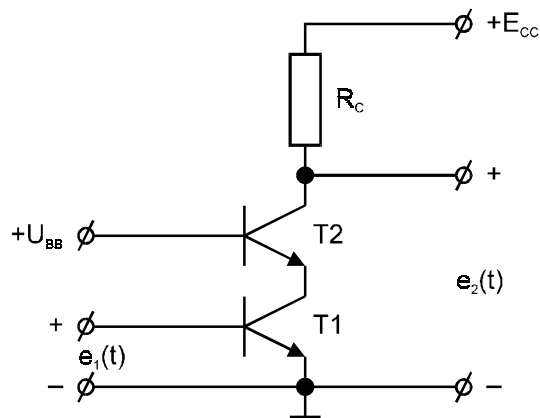
Obr. 1.2-11

Kompenzovaná sonda osciloskopu je typickým příkladem užití tohoto obvodu.



Existuje celá řada obvodů - zesilovačů pro impulsní účely. Nejběžnějším z nich jsou tři základní zapojení tranzistoru : společný emiter, společná báze, společný kolektor a řada jejich dalších zdokonalení. Za zmínku stojí dva často užívané obvody :

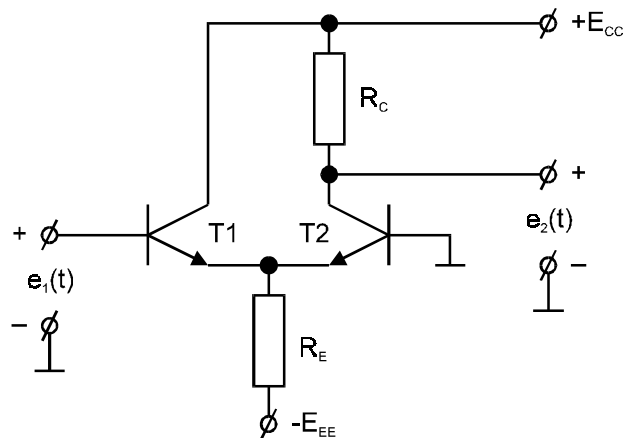
a/ Kaskoda



Obr. 1.2-12

První tranzistor pracuje v zapojení se společným emitorem ale se zesilením přibližně jedna, proto se velmi málo uplatní vliv vnitřní zpětnovazební kapacity / Millerova kapacita - viz později /, která rapidně snižuje pásmo přenášených kmitočtů. Druhý tranzistor pracuje v zapojení se společnou bází, a proto je jeho mezní kmitočet poměrně vysoký. Celkové zesílení je  $A = -S \cdot R_C$  a mezní kmitočet se blíží kmitočtu  $f_S = r_{bb'} \cdot C_\pi / 2\pi$  / viz náhradní schéma bipolárního tranzistoru - první díl skript /.

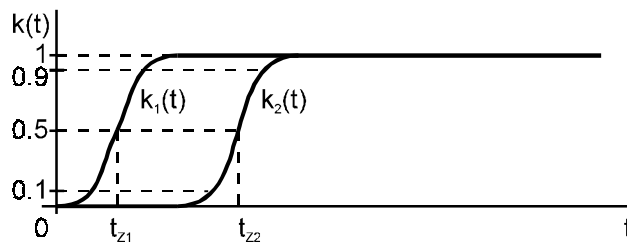
b/ Druhým obvodem je tento obvod :



Obr. 1.2-13

První tranzistor pracuje jako emiterový sledovač / Millerův efekt se tedy nemůže uplatnit /. Druhý tranzistor pracuje se společnou bází. Mezní kmitočet je podobný jako u kaskády. Pokud zesílení jednoho stupně je nedostatečné a tomu tak většinou bude, budeme-li řadit více stupňů do kaskády.

Vzniká však problém, jak se budou jednotlivé stupně podílet na vlastnostech celku, zejména pokud se týče přechodových vlastností. Na dalším Obr. 1.2-14 máme přechodové charakteristiky dvou různých obvodů.



Obr. 1.2-14

Je zřejmé, že kromě toho, že uvažujeme přechodové charakteristiky jako monotonně rostoucí funkce a že mají stejné náběhové doby, liší se tím, že první obvod reaguje bezprostředně, druhý reaguje s jistým zpožděním. Proto zavádíme ještě další charakterizující veličinu - zpoždění náběhu, určenou na 50% amplitudy přechodové charakteristiky. Bohužel stejně jako náběhová doba tak i zpoždění náběhu lze analyticky spočítat pouze v nejjednodušším případě.

Nás však zajímá tento problém : Budou-li mít několik obvodů / třeba různých / se známými náběhovými dobami  $t_{\Phi i}$  a známými zpožděními  $t_{z i}$ , jaká bude celková náběhová doba a celkové zpoždění, budou-li jednotlivé obvody nezávislé. Přímý výpočet z definic není možný, a proto vezmeme-li teorii, která popisuje obdobně se chovající jevy - teorii náhodných spojitých jevů, dostaneme :

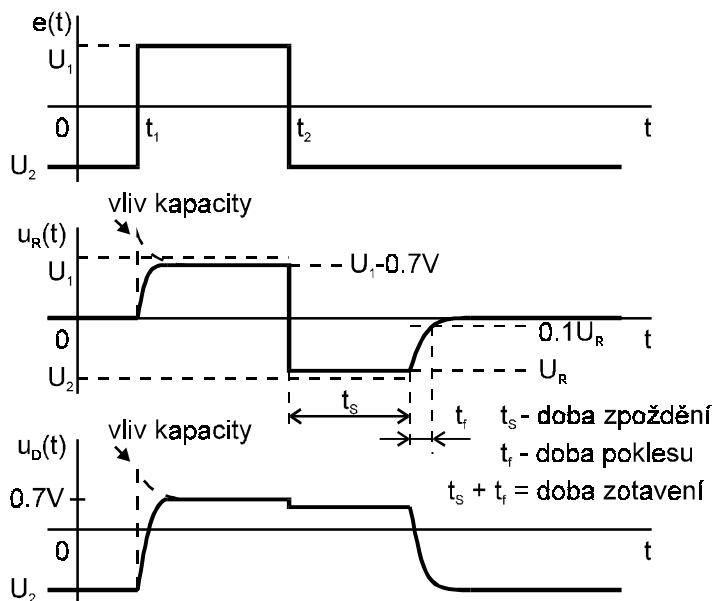
$$t_z = \sum_{v=1}^n t_{z v} \quad t_{\phi}^2 = \sum_{v=1}^n t_{\phi v}^2 \quad (1.2.7)$$

Tedy výsledné zpoždění přechodové charakteristiky je dáno součtem dílčích zpoždění a kvadrát výsledné náběhové doby se rovná součtu kvadrátů náběhových dob dílčích.

Toto jsou tedy zákonitosti, kterými se řídí charakteristiky impulsních obvodů, pokud zpracovávají malý impulsní signál.

### 1.3 Velké impulsní signály - spínání

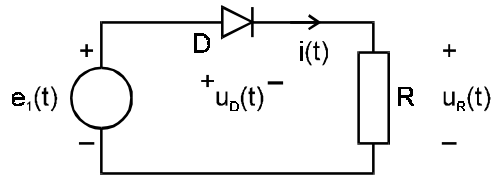
Pro impulsní a číslicové obvody mají velký význam velmi rychlé spínače realizované diodami, bipolárními tranzistory, unipolárními tranzistory, tyristory atd. Proto si nyní objasníme jejich činnost v režimu spínání.



Obr. 1.3-1

### 1.3.1 Spínání diody - polovodičový přechod p - n

Uvažujme obvod podle Obr. 1.3-2 :

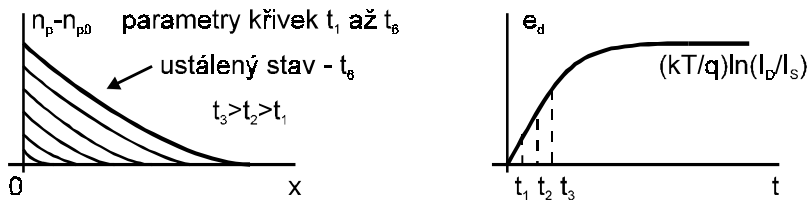


Obr. 1.3-2

Průběh  $e_1(t)$  bude v čase vypadat jako na Obr. 1.3-1 , kde  $t_s$  je doba zpoždění,  $t_f$  je doba poklesu ;  $t_s + t_f =$  doba zotavení .

Znamená to, že pro časy menší než  $t_1$  je dioda uzavřena / nastal již ustálený stav obvodu /, prakticky žádný proud neprotéká, na rezistoru je nulové napětí. Celé napětí zdroje  $U_2$  bude proto na diodě, která musí mít průrazné napětí větší než je  $U_2$ . Změní-li se skokově průběh z hodnoty  $U_2 < 0$  na hodnotu  $U_1 > 0$ , nastane přechodový děj, který přejde v ustálený stav, při němž je dioda otevřena a je na ni napětí v propustném směru přibližně 0.7 V. Na rezistoru v ustáleném stavu je tedy napětí  $U_1 - 0.7$  V . Přechodový děj je dán jednak kapacitami diody, jednak transportními mechanismy v p - n přechodu.

Proud protékající obvodem  $i(t)$  je dán zdrojem a velikostí rezistoru  $R$ . Po době  $t_1$  bude rozložení minoritních nosičů takovéto - Obr. 1.3-3 :

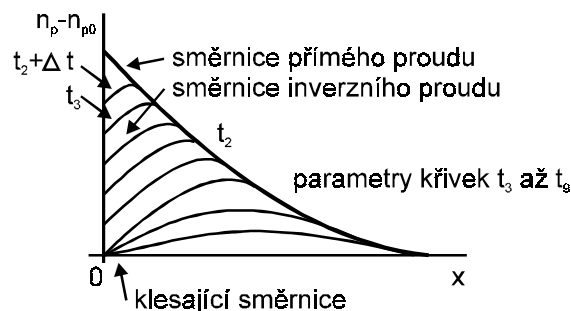


Obr. 1.3-3

Proud je dán směrnici nadbytečné koncentrace minoritních nosičů na konci oblasti prostorového náboje. Ustálený stav nastane, až se vytvoří ustálený náboj minoritních nosičů. Teprve tehdy dosáhne napětí na diodě ustálené hodnoty a bude platit

$$I_D = I_0 \left( \exp\left(\frac{q e_d}{kT}\right) - 1 \right) \quad (1.3.1)$$

Odlišné pochody nastávají při rozpínání diody z propustné oblasti do závěrné. Ačkoliv se napětí zdroje z mění v okamžiku  $t_2$  / viz Obr. 1.3-1 / z kladné hodnoty na zápornou, nedojde k uzavření diody, protože je tam ten ustálený náboj minoritních nosičů - Obr. 1.3-4 .



Obr. 1.3-4

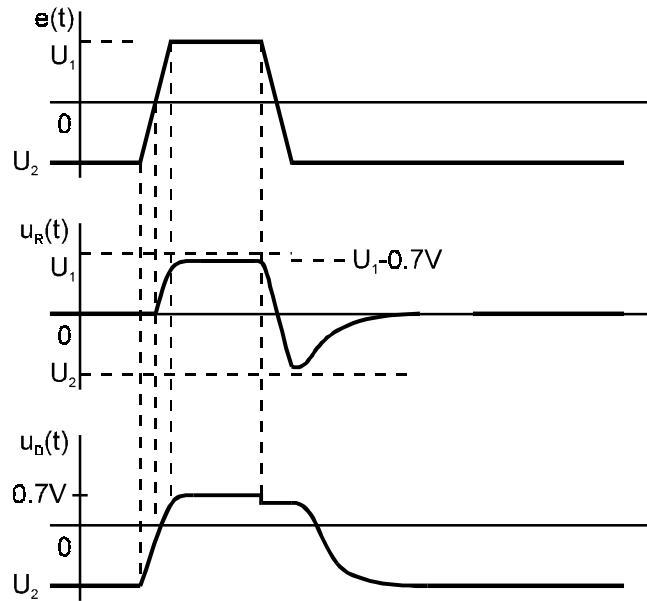
/ Stačí, aby v důsledku změny polarity se změnila směrnice na hraně prostorového náboje ( rozložení pro čas  $t_2 + \Delta t$  ) a proud bude mít obrácený směr - minoritní nosiče postupně přecházejí zpět přes přechod a rekombinují. /

Přitom se velikost proudu nemění - náboj minoritních nosičů je dostatečně velký, aby směrnice zůstala zachována a tím i velikost proudu. Tomu tak bude až do doby  $t_8$  / viz Obr. 1.3-4 /. V tomto čase je nulová koncentrace nadbytečných nosičů na hraně prostorového náboje a přechod se uzavírá. Diodou však teče i dál proud, který s časem bude klesat / viz směrnice / a tento proud je způsoben rekombinací zbytkového náboje.

Doba zotavení je závislá na náboji minoritních nosičů čili na protékajícím proudu v přímém směru, době života minoritních nosičů a velikosti proudu, který teče v čase větším než  $t_2$ .

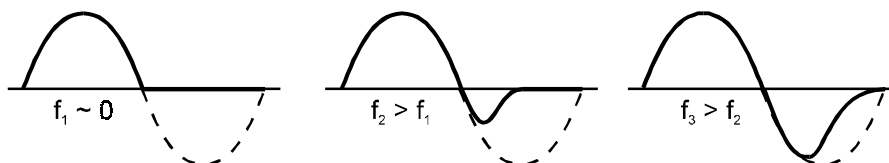
V případě diody kov - polovodič / Schottkyho diody / jsou tyto jevy prakticky zanedbatelné, protože se jedná o prvek, kde se uplatňují prakticky pouze majoritní nosiče a tyto mizí s dielektrickou relaxační dobou  $\tau_d$ ; ta je velikostí  $10^{-11}$  až  $10^{-13}$  s, a proto nás neomezuje.

Skutečné průběhy nemají skokový průběh jak jsme uvažovali. Jako reálnější spínací průběh můžeme uvažovat lichoběžníkový tvar; spínání a vypínání se tedy bude dít lineárně s časem. Výsledky pro tento případ jsou uvedeny na Obr. 1.3-5; vzhledem ke konečné strmosti čela a týlu průběhu se nemusí projevit kapacitní složka a při zavírání se těžko dá odlišit fáze zotavení a fáze poklesu.



Obr. 1.3-5

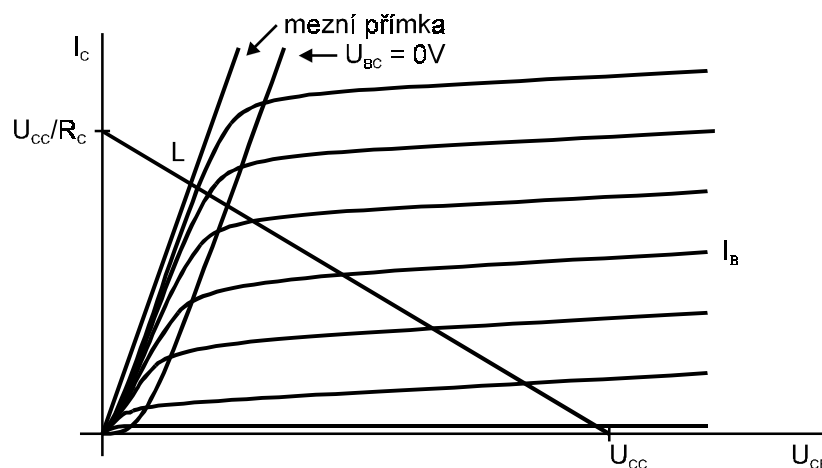
V případě harmonického průběhu nízkého kmitočtu ( $f \rightarrow 0$ ) dostaneme ideální usměrnění, při aplikaci závěrného napětí teče pouze závěrný proud. Se stoupajícím kmitočtem se budou projevovat procesy zotavování výše popsané. Na velmi vysokých kmitočtech se bude usměrňovací schopnost p - n přechodu rapidně snižovat. Viz následující Obr. 1.3-6 :



Obr. 1.3-6

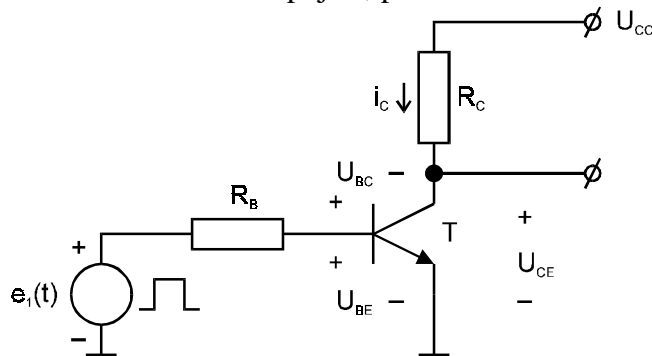
### 1.3.2 Spínání bipolárního tranzistoru

Bipolární tranzistor ( n - p - n ) má takovéto charakteristiky - Obr. 1.3-7 :



Obr. 1.3-7

Máme-li tranzistor v tomto zapojení, platí

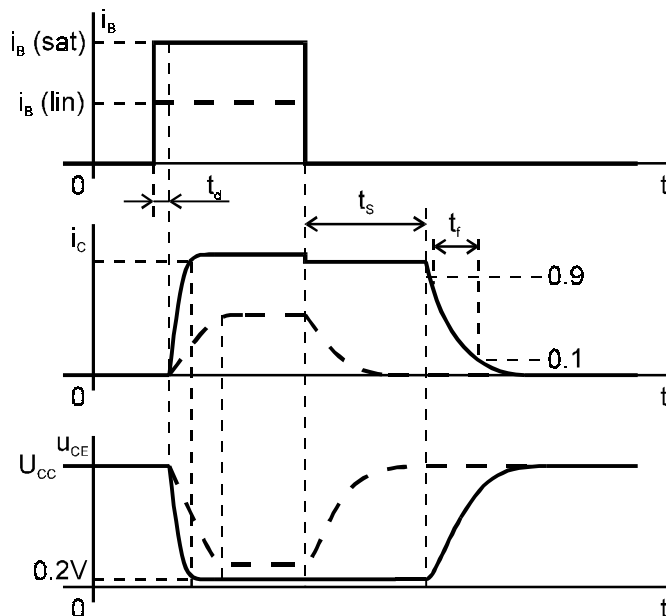


$$U_{CC} = R_C \cdot i_C + U_{CE}$$

Je to rovnice zatěžovací přímky vycházející z bodu  $U_{CC}$  - uzavřený tranzistor do bodu  $U_{CC}/R_C$ , který ovšem není dosažitelný. Nejvýše dosažitelný je bod  $L$ . Do soustavy charakteristik je zakreslena závislost  $U_{BC} = 0$ , která tvoří mez mezi přímým aktivním režimem tranzistoru  $T$  a jeho oblastí nasycení. Tranzistor jako spínač není ani ve statickém režimu ideálním spínačem /  $U_{CESAT} = 0.2V$  ;  $U_{BESAT} = 0.7V$  ;  $U_{BC} = U_{BE} - U_{CE} = 0.5V$  ( otevřená dioda báze kolektor ) /. Předpokládejme, že na vstupu působí napěťový průběh  $e_1(t)$ , který má za následek vznik bázevého proudu charakteru ideálního obdélníku / viz Obr. 1.3-8 / .

Mohou nastat dva případy :

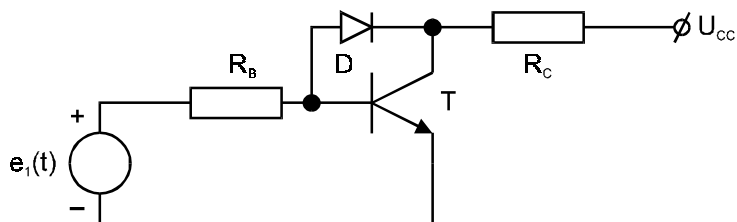
a/ Po nabití kapacity přechodu báze - emiter / původně uzavřeného / vzniká zpoždění  $t_d$  a bázevý proud dosahuje úrovně  $i_B(lin)$ . V tom případě je tranzistor „sepnut“ jen do bodu  $L$  a děje se v podstatě řídí zákonitostmi, které jsme poznali v případě malých signálů. Na předchozím obrázku je tento případ označen čárkovaně. Náběhové doby spínacích průběhů jsou dány vysokofrekvenčními vlastnostmi tranzistoru - jeho mezní frekvencí a velikostmi rezistorů  $R_B$  a  $R_C$ .



Obr. 1.3-8

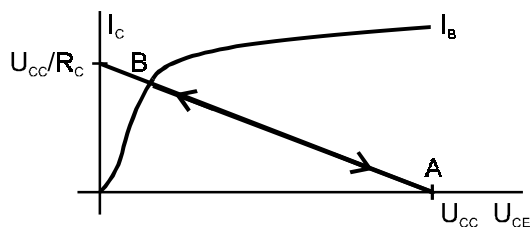
b/ V případě, že zvýšíme bázevý proud, přejde tranzistor do saturace, tj. otevře se i přechod báze - kolektor. V důsledku velkého proudu báze se zkrátí doba sepnutí tranzistoru  $t_{\phi SAT} < t_{\phi LIN}$ , což je příznivé. Nepříznivý důsledek má saturace v tom, že podobně jako tomu bylo v případě diody, musí nejprve dojít k likvidaci náboje minoritních nosičů v bázi a kolektoru. To se projeví vznikem saturačního zpoždění  $t_s$  / doba přesahu /. Po ní následuje normální spád tly.

Pokud je třeba zabránit tomu, aby se tranzistor dostal do velké saturace, lze použít následující zapojení - viz Obr. 1.3-9 , kdy mezi kolektor a bázi vkládáme diodu s malým otevíracím napětím / nižším než má p - n Si přechod /. Prakticky výhradně se užívá dioda kov - polovodič / Schottkyho dioda ; dobře vyhovuje soustava Al - Si /.



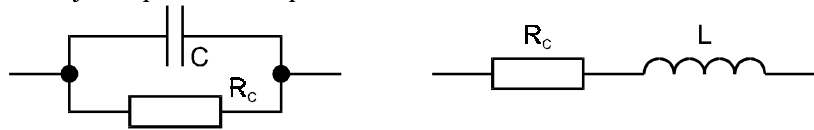
Obr. 1.3-9

Zatím jsme se zabývali spínáním čistě odporové zátěže. Zajímá nás, co se bude dít, jestliže zátěž bude mít komplexní charakter, tj. bude-li přítomna navíc kapacita nebo indukčnost. V případě čistě odporové zátěže se okamžitý pracovní bod pohyboval po zatěžovací přímce - viz Obr. 1.3-10 .

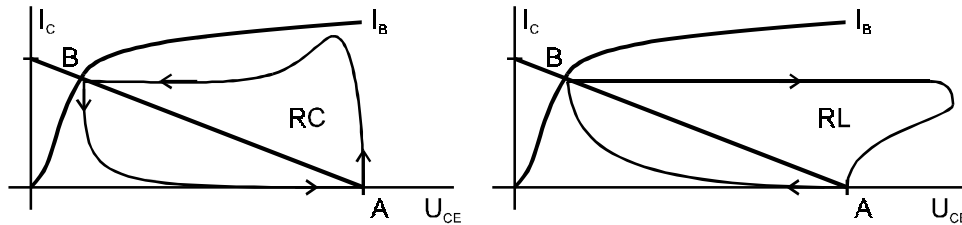


Obr. 1.3-10

Budeme-li mít navíc ještě paralelní kapacitu nebo sériovou indukčnost čili obvody,

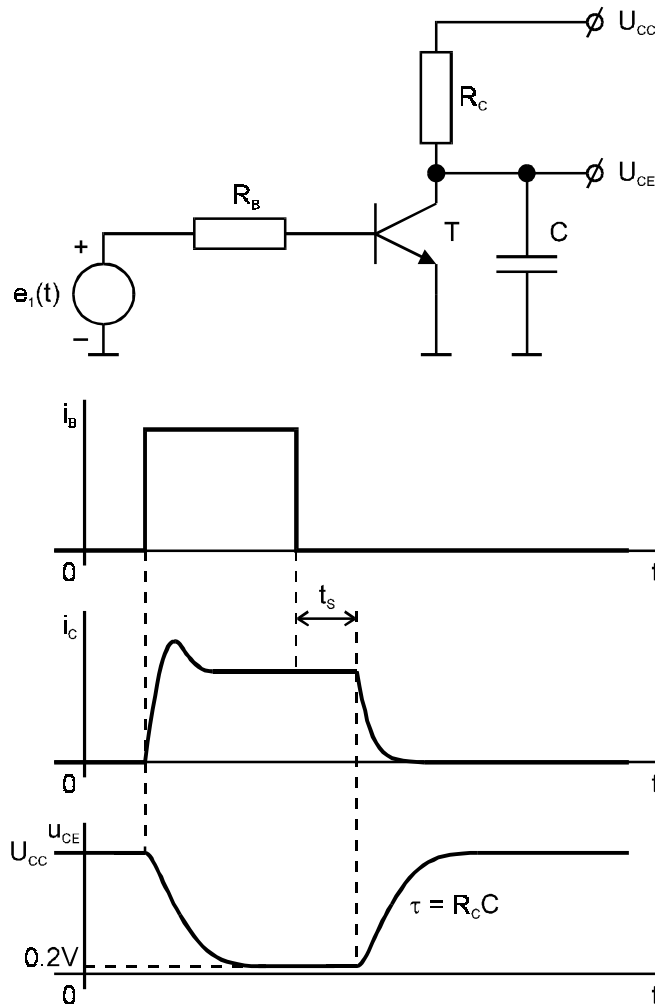


bude okamžitý pracovní bod tranzistoru ovlivněn. Připomeňme si, že indukčnost se snaží udržovat protékající proud a kapacita má snahu udržet svoje napětí. Proto budeme mít následující poměry - Obr. 1.3-11 :



Obr. 1.3-11

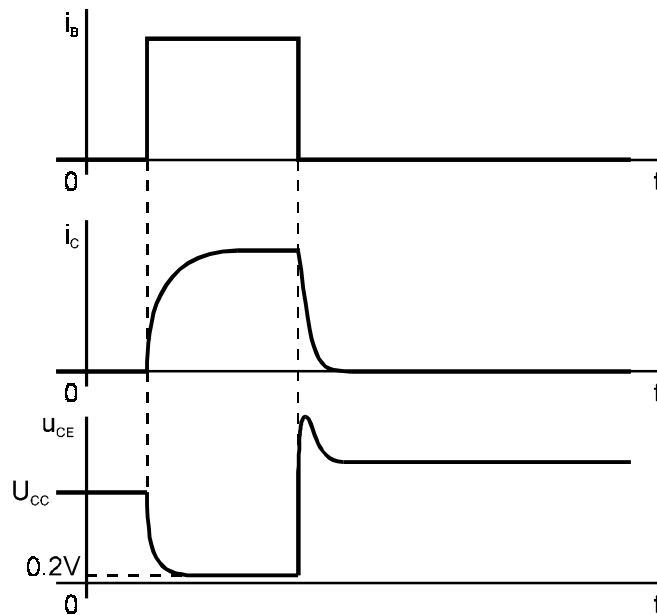
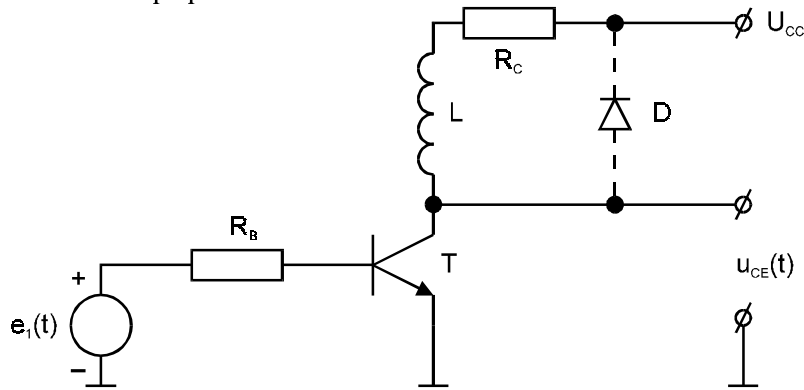
Nakresleme ještě průběhy pro oba případy - Obr. 1.3-12 a Obr. 1.3-13 :



Obr. 1.3-12

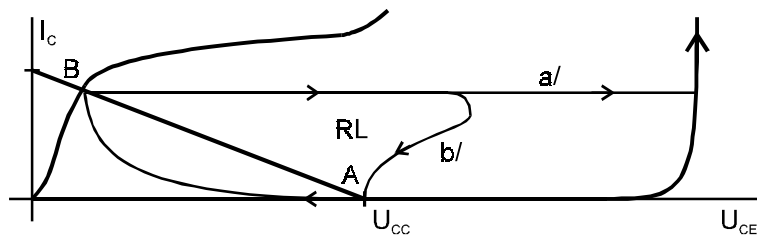
V tomto případě napětí  $U_{CE}$  nepřestoupí  $U_{CC}$  a protože  $U_{CC} < U_{CE0MAX}$ , nehrozí z toho žádné nebezpečí.

Jiná situace však vznikne v případě indukčnosti



Obr. 1.3-13

Pod rezistorem R si můžeme představit vlastní odpor indukčnosti. V tomto případě je reálné nebezpečí průrazu tranzistoru. Nemusí však k němu dojít, protože cívka má i svou vlastní kapacitu / obvod RLC / a nárůst bázevého proudu rovněž nebude mít skokový charakter. Jako ochranu můžeme použít diodu naznačenou čárkovaně a ta odvede energii nahromaděnou v indukčnosti. Dioda musí být dimenzována na špičkový proud shodný s proudem tekoucím indukčností. Popsaná situace je na následujícím Obr. 1.3-14 :

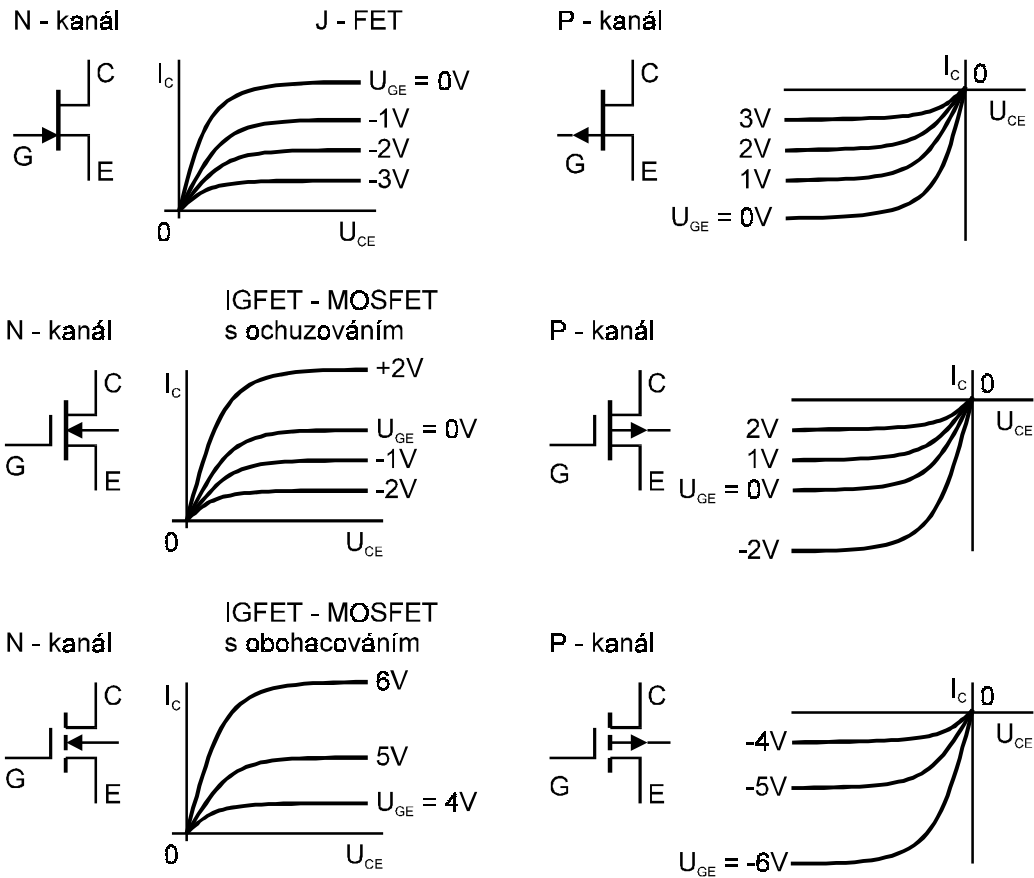


Obr. 1.3-14

### 1.3.3 Spínání tranzistorů unipolárního typu

Schématické značky a základní charakteristiky unipolárních tranzistorů jsou uvedeny v následujícím Obr. 1.3-15 .

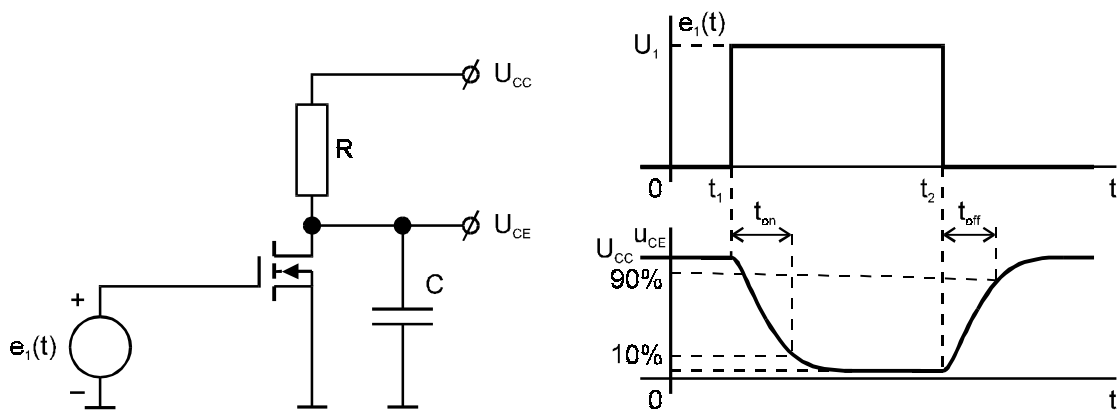




Obr. 1.3-15

Vedení proudu v unipolárních strukturách je způsobováno nosiči majoritního typu, a proto v nich nedochází k jevům, které jsme popisovali u bipolárních tranzistorů. Průletové doby nosičů kanálem jsou velmi krátké / zlomky nanosekundy / a proto neomezují rychlost přepínání. Rychlost spínání a rozpínání / doba sepnutí a doba rozepnutí / je tedy dána nabíjením a vybíjením vlastních kapacit tranzistoru, kapacity zátěže a kapacit montáže.

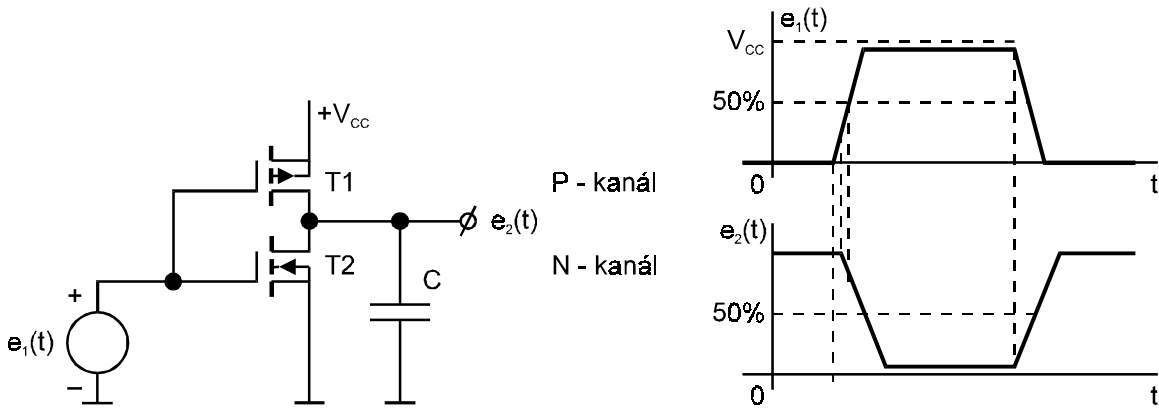
Budeme-li mít obvod s obohacovaným IGFETem podle Obr. 1.3-16, dojdeme k tomu, že spínání a vypínání bude probíhat tak, jak je naznačeno.



Obr. 1.3-16

Doba sepnutí je  $t_{on} = t_{zn} + t_{\Phi n}$ ; doba vypnutí je  $t_{off} = 2.3 RC$  / protože tranzistor okamžitě vypíná, je určena pouze konstantou  $RC$  /.

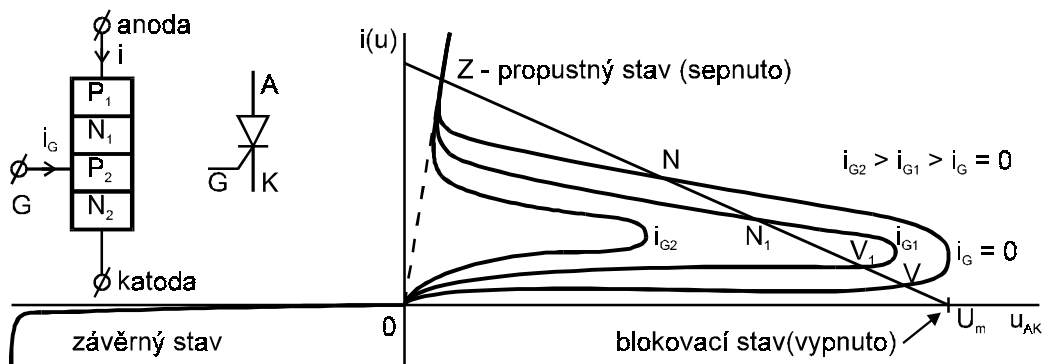
Velmi často se vyskytuje kombinace dvou obohacovaných tranzistorů MOSFET s komplementárními typy vodivosti - viz Obr. 1.3-17. Jak uvidíme později, je tato kombinace podstatou logických obvodů nazývaných CMOS. Tyto obvody se vyznačují velice nízkou spotřebou a při zkrácení délky kanálu na minimum / tj. pod jeden mikrometr / jsou i dostatečně rychlé. Jak jsme si mohli povšimnout, ve všech případech / tj. v případě bipolárního tranzistoru s odporovou zátěží, MOSFE tranzistoru i nyní v případě CMOS / dochází ke změně polarity signálu - čili k inverzi. Je to jeden z nejdůležitějších prvků pro konstrukci logických obvodů. V invertoru CMOS vždy jeden z tranzistorů je uzavřen a tvoří vlastně zátěž tranzistoru, který je v příslušné fázi děje vodivý. Proud protéká / a nabíjí i vybíjí kapacitu  $C$  / pouze v okamžiku, kdy si  $T_1$  a  $T_2$  vyměňují funkce. Příkon v klidu je proto řádu nW.



Obr. 1.3-17

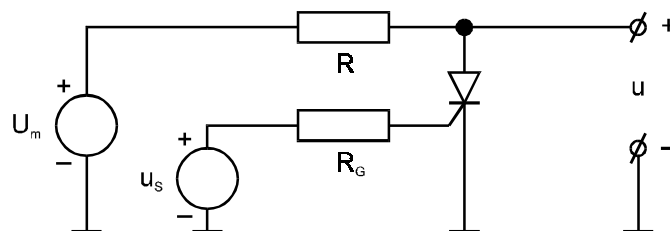
### 1.3.4 Tyristor a jeho spínání

Nejběžnější struktura tyristoru je struktura PNPN čili struktura se třemi přechody p - n. Jeho charakteristika je nakreslena na Obr. 1.3-18.



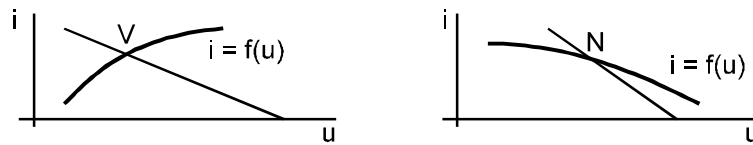
Obr. 1.3-18

Uspořádejme zapojení podle následujícího Obr. 1.3-19 :

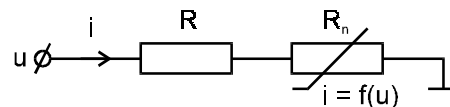


Obr. 1.3-19

Na charakteristikách tyristoru nalezneme oblast záporného diferenciálního odporu - kromě několika oblastí kladného diferenciálního odporu.

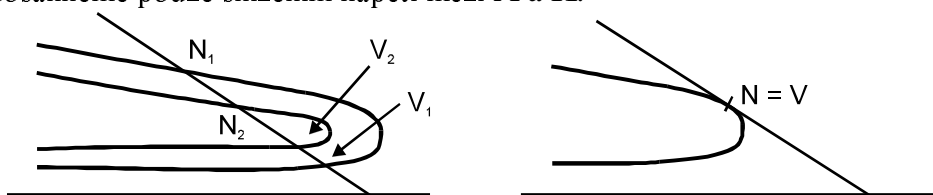


Charakteristika s kladným diferenciálním odporem se protíná se zatěžovacím odporem - průsečík je stabilní, protože v případě odchylky se okamžitý pracovní bod bude pohybovat zpátky k bodu V. Charakteristika se záporným diferenciálním odporem se protíná s přímkou zatěžovacího odporu v bodě N, který je nestabilní, protože vznikne-li odchylka, bude se okamžitý pracovní bod pohybovat od bodu N, a tedy odchylka se bude zvětšovat.



Budou-li  $R$  a  $R_n$  kladné, bude celkový odpor větší než nula. Bude-li  $R > 0$  a  $R_n < 0$  a dále  $R_n > R$ , bude výsledný odpor záporný. Proto zvětší-li se z nějakých příčin proud, zmenší se napětí na  $R_n$ , což povede k dalšímu zvětšení proudu a opětovnému zmenšení napětí na  $R_n$  atd. Odchylka se bude zvětšovat a z toho plyne, že průsečík N je tedy nestabilní.

Vraťme se k původnímu Obr. 1.3-18. Odporová zatěžovací přímkou protíná charakteristiku tyristoru pro  $i_G = 0$  ve třech bodech, z nichž body V a Z jsou stabilní a bod N je nestabilní. Předpokládejme, že např. v důsledku nárůstu napětí U bude pracovním bodem bod V - Obr. 1.3-20. Jestliže nyní zvětšíme proud řídicí elektrody G a  $i_{G1}$ , dostaneme průsečíky  $N_1$  a  $V_1$ ; se zvětšujícím se proudem  $i_{G1}$  se body N a V budou přibližovat až splynou v jeden nestabilní bod. Tyristor spíná a novým stabilním pracovním bodem bude bod Z. Vypnutí tyristoru dosáhneme pouze snížením napětí mezi A a K.

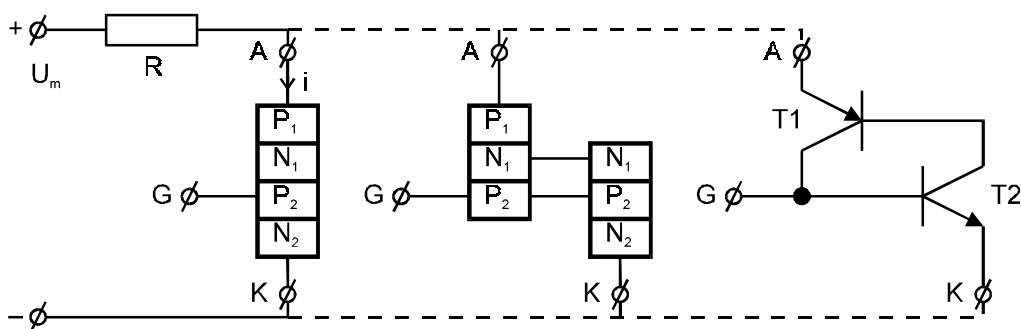


Obr. 1.3-20

Protože se nemůžeme zabývat fyzikálními pochody, které se odehrávají v tyristoru / vyžadovalo by to značné vědomosti z oboru fyziky pevných látek a polovodičových prvků /, pokusme se problematiku objasnit obvodově. Čtyřvrstvou strukturu tyristoru si můžeme představit jako dva komplementární tranzistory / p - n - p a n - p - n / vzájemně propojené. Toto zapojení máme na dalším Obr. 1.3-21.

Zapojení tranzistorů  $T_1$  a  $T_2$  tvoří obvod se zpětnou vazbou - tentokrát však kladnou, to znamená, že vzniklá odchylka se bude zvětšovat tak dlouho, dokud nebude omezena nelinearitou tranzistorů. Nelinearity jsou tyto - uzavření tranzistoru a přechod do saturevaného stavu. Mezi těmito dvěma stavy je oblast přímého aktivního režimu tranzistorů  $T_1$  a  $T_2$  tedy oblast, kdy působí kladná zpětná vazba. Na počátku jsou oba tranzistory uzavřeny - protékají pouze zbytkové proudy. Přivedu-li na elektrodu G signál, způsobí tento průtok proudu  $T_2$  a

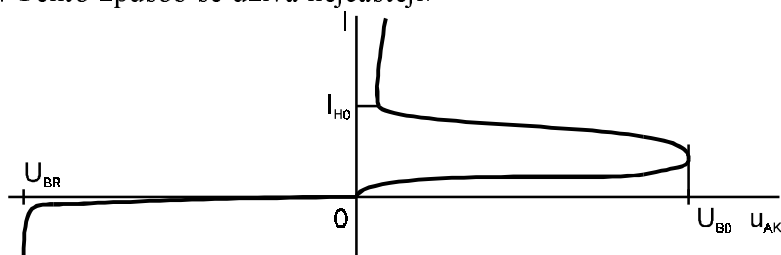
má za následek zvětšení proudu  $T_1$  a tím i zvýšené napětí báze  $T_2$  a opětné zvýšení proudu kolektoru  $T_2$  atd. V „sepnutém“ stavu je alespoň jeden z tranzistorů nasycen / spíše oba / a mezi A a K je malé napětí. Zpětné překlopení je možné pouze snížením napětí  $U_m$ , dokud procházející proud neklesne pod hodnotu vratného proudu  $I_{H0}$ .



Obr. 1.3-21

Tyristor může být spínán tedy několika způsoby :

a/ Přivedením kladného napětí na řídicí elektrodu G ( může to být impulsní signál - tyristor setrvává ve stavu „sepnuto“ i po odpojení napětí na G ) vzniká proud  $i_G$ , který způsobí sepnutí tyristoru. Tento způsob se užívá nejčastěji.



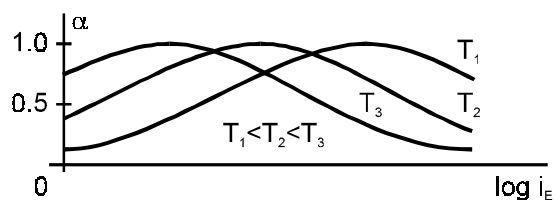
Obr. 1.3-22

b/ Tyristor také můžeme sepnout, zvýšíme-li napětí mezi A a K nad hodnotu  $U_{B0}$ . Tento způsob se nejčastěji u diodových tyristorů / čtyřvrstvá dioda ; pětivrstvá dioda ; diak - souměrný lavinový tranzistor /. Tento typ spínání u skutečných tyristorů lze užít jen pokud to výrobce povoluje.

c/ Spínání je možné dosáhnout i osvětlením přechodu  $J_2$  - vzniká tak fototyristor. Pokud je v pouzdře fototyristoru obsažen i zdroj světla, nazýváme ho optotyristorem ; světelný výkon je asi 10 mW.

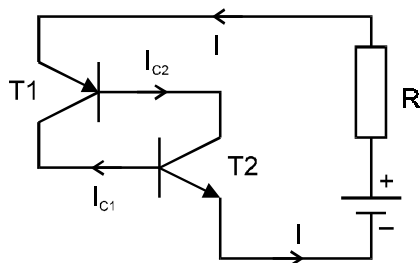
Vyskytují se dva nežádoucí způsoby sepnutí :

d/ Sepnutí zvýšenou teplotou. V blokovacím režimu je uzavřen přechod  $J_2$ , který jediný se nachází v závěrném stavu. V tomto stavu prochází tímto přechodem pouze malý proud minoritních nosičů. Tento proud je však velice závislý na teplotě - s teplotou rychle stoupá / u křemíku v okolí 300 K se zdvojnásobí při každém zvýšení o 6 K / a může nabýt takové hodnoty, že způsobí sepnutí tyristoru. / Zvětšený proud prochází přechody  $J_1$  a  $J_2$  a ovlivňuje tím jejich proudové zesilovací činitele  $\alpha_1$  a  $\alpha_2$ , které jsou silně závislé na proudu emiteru.



Obr. 1.3-23

Na Obr. 1.3-23 je závislost proudového zesilovacího činitele  $\alpha$  bipolárního tranzistoru na emiterovém proudu a teplotě. Lze ukázat, že podmínkou sepnutí „náhradního tyristoru  $T_1$  ;  $T_2$ “ je  $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ . Budeme uvažovat zbytkový / neovladatelný / proud kolektoru - tyristor spíná při jistém proudu relativně malém, a proto tento proud musíme uvažovat.



Obr. 1.3-24

$$I_{C1} = -\alpha_1 I + I_{C01} \quad I_{C2} = \alpha_2 I + I_{C02} \quad , \text{ kde } \alpha_1, \alpha_2 \text{ je proudový zesilovací činitel}$$

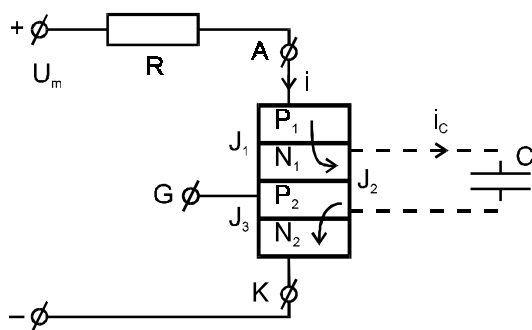
Na základě Kirchhoffova zákona pro tranzistor  $T_1$  platí :

$$I + I_{C1} - I_{C2} = 0 \quad \text{a tedy} \quad I = \frac{I_{C02} - I_{C01}}{1 - \alpha_1 - \alpha_2} \quad (1.3.2)$$

Při podmínce  $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$  roste proud dle rovnice (1.3.2) nade všechny meze - je to podmínka sepnutí tyristoru.

Tyristor proto při zvýšené teplotě sepe při menším řídicím proudu a nižším napětí než kdyby jeho teplota byla nižší. Při vysoké teplotě ztratí tyristor zcela blokovací schopnost a bude se chovat jako usměrňovací dioda. Proto provozní teploty tyristorů jsou poměrně nízké a je zapotřebí je dobře chladit.

e/ Tyristor také může být sepnut velkou strmostí nárůstu blokovacího napětí - viz Obr. 1.3-25 .



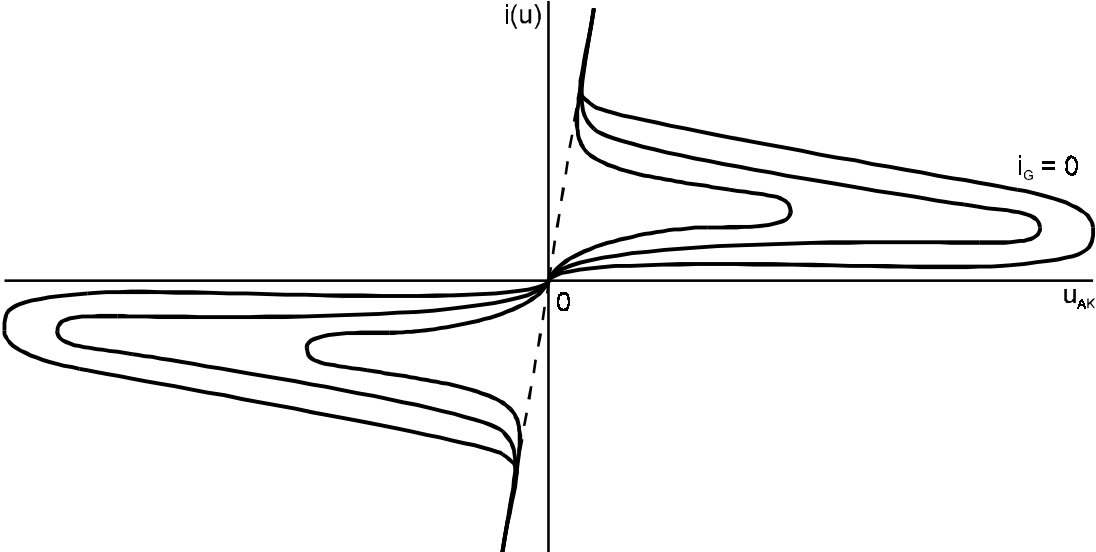
Obr. 1.3-25

Vysvětlit to můžeme takto :  $J_1$  a  $J_3$  jsou otevřené / uplatňuje se difuzní kapacita / ;  $J_2$  je uzavřený a chová se jako kapacita vrstvy prostorového náboje. Touto kapacitou  $C$  prochází proud

$$i_c = C \frac{dU_{AK}}{dt} \quad (1.3.3)$$

Tento proud prochází i oběma přechody  $J_1$  a  $J_3$  a budou na něm závislé i  $\alpha_1$  a  $\alpha_2$  . Bude-li  $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$  , dojde k sepnutí. Tyristory tedy mohou při velkém  $i_c$  čili velkém  $dU_{AK}/dt$  spínat aniž by blokovací napětí dosáhlo  $U_{B0}$  .

Obousměrně blokující a vodivý tyristor nazýváme triak a jeho charakteristika je uvedena na následujícím Obr. 1.3-26 .



Obr. 1.3-26