

SMÅSIGNAL-RØRFORSTERKERE FOR LAVFREKVENNS

3.1. Logaritmisk angivelse av forsterkning

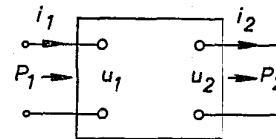


Fig. 3.1.

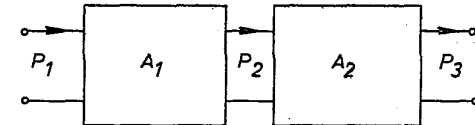


Fig. 3.2

Et signal som passerer et elektrisk nettverk, vil i alminnelighet variere i styrke fra sted til sted. Vi kan også si at signalet har forskjellig nivå fra sted til sted. Forholdet mellom signalnivåene på to steder kan vi kalle forsterkningen mellom disse to stedene. For å få entydige opplysninger må vi skille mellom spenningsnivå, strømnivå og effektnivå. Med støtte i fig. 3.1 kan vi da definere tre nivåkvotienter:

$$\text{Spenningsforsterkningen } A_u = \frac{u_2}{u_1} \quad (3.1)$$

$$\text{Strømfosterkningen } A_i = \frac{i_2}{i_1} \quad (3.2)$$

$$\text{Effektforsterkningen } A_p = \frac{P_2}{P_1} \quad (3.3)$$

der vi må ha forbindelsen $A_p = A_u \cdot A_i$. Er forsterkningen større enn 1, er nivået på utgangen større enn nivået på inngangen. Er forsterkningen mindre enn 1, er nivået på utgangen mindre enn nivået på inngangen. Det som kjenner utegner et aktivt nettverk, f. eks. et elektronrør, er at det gir en effektforsterkning som er større enn 1. I et passivt nettverk, f. eks. en transformator,

kan nok spenningsforsterkningen eller strømforsterkningen være større enn 1. Men produktet av dem, dvs. effektforsterkningen, blir alltid mindre enn 1.

Etter det som er sagt ovenfor, ser vi at det er effektforsterkningen som gir de mest betegnende opplysninger om nettverket. Men dette forhindrer ikke at vi ofte kan være mer interessert i spennings- eller strømforsterkningen. I de enkle forsterkerkoplingene vi har behandlet tidligere, snakket vi jo hele tider om spenningsforsterkningen fordi vi der først og fremst var interessert i spenningsnivåene. I koplingen med jordet katode blir for øvrig effektforsterkningen uendelig ($P_2 = u_a^2/R_L$, $P_1 = u_g \cdot i_g = 0$) og gir således ikke noen egentlig opplysning om koplingen.

Oppgave 3.1

Vis at koplingen med jordet gitter i fig. 2.31 gir $A_p = A_u$. (Benytt at $A_p = u_a i_a / u_k i_k$.)

I stedet for selve nivåforholdet nyttes ofte logaritmen til dette som et mål på nivåforskjellen eller forsterkningen. En setter da

$$A = \lg \frac{P_2}{P_1} \quad (3.4)$$

der \lg står for den Briggske logaritmen. Enheten kalles bel. I praksis nyttes mest desibel (dB) som enhet, 1 dB = 0,1 bel, og vi får

$$A = 10 \lg \frac{P_2}{P_1} \quad (\text{dB}) \quad (3.5)$$

Effektforholdet 1 gir 0 dB, 10 gir 10 dB, 100 gir 20 dB, 0,1 gir -10 dB, osv. Positivt dB-tall viser stigende effektnivå, mens negativt dB-tall viser fallende effektnivå.

Selv om desibelmålet er definert ved logaritmen til effektforholdet, kan det regnes om til spennings- eller strømforhold dersom P_1 og P_2 refererer seg til samme motstand R . Det gir $P_1 = u_1^2/R = i_1^2 R$, $P_2 = u_2^2/R = i_2^2 R$, og videre

$$A = 10 \lg \frac{P_2}{P_1} = 10 \lg \frac{u_2^2/R}{u_1^2/R} = 10 \lg \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2 = 20 \lg \frac{u_2}{u_1}$$

$$A = 20 \lg \frac{u_2}{u_1} \quad (\text{dB}) \quad (3.6)$$

Helt tilsvarende finner vi for strømforholdet

$$A = 20 \lg \frac{i_2}{i_1} \quad (\text{dB}) \quad (3.7)$$

De to siste likningene gjelder strengt tatt bare når motstanden er den samme i de to referansepunktene. I praksis brukes likningene likevel ofte selv om motstandene i referansepunktene ikke er de samme.

Når forsterkningen angis i dB, blir den totale forsterkningen lik summen av delforsterkningene i de enkelte trinnene. Med støtte i fig. 3.2 får vi

$$A = 10 \lg \frac{P_3}{P_1} = 10 \lg \frac{P_3 P_2}{P_1 P_2} = 10 \lg \frac{P_2}{P_1} + 10 \lg \frac{P_3}{P_2} = A_1 + A_2$$

$$A = A_1 + A_2 \quad (\text{dB}) \quad (3.8)$$

Likningen ble her uledet for effektforholdene, men en kan lett overtøye seg om at det gjelder like godt for spennings- og strømforholdene.

Eksempel 3.1

En spenningsforsterkning på 25 ganger blir angitt i dB: $20 \lg 25 = 20$ ($\lg 10 + \lg 2,5$) = $20 + 8 = 28$ dB. En spenningsforsterkning på 250 ganger blir da lik $20 + 28 = 48$ dB (hvorfor?).

Oppgave 3.2

Finn de spenningsforholdene som svarer til 1 dB, 3 dB, 5 dB, 10 dB, 20 dB, 30 dB, 50 dB, -3 dB, -20 dB.

Så lenge vi kan regne at impedansene i en forsterkerkopling er rene resistanser, blir forsterkningen den samme for alle signalfrekvenser. I praksis vil vi imidlertid oftest måtte ta hensyn til de reaktive komponentene i impedansene, og vi vil finne at forsterkningen blir frekvensavhengig. Forsterkningskurven som viser forsterkningen som funksjon av frekvenser, kan bli som antydnet i fig. 3.3. Forsterkningen vil da være tilfredsstillende bare

innenfor et bestemt frekvensområde, avhengig av hvilket formål forsterkeren skal brukes til. I mange tilfelle kan en tillate en variasjon i forsterkningen på 3 dB, og det er derfor vanlig å definere det brukbare frekvensområdet som det frekvensområdet som ligger innenfor en variasjon i forsterkningen på 3 dB. Grensefrekvensene for dette området kalles nedre grensefrekvens,

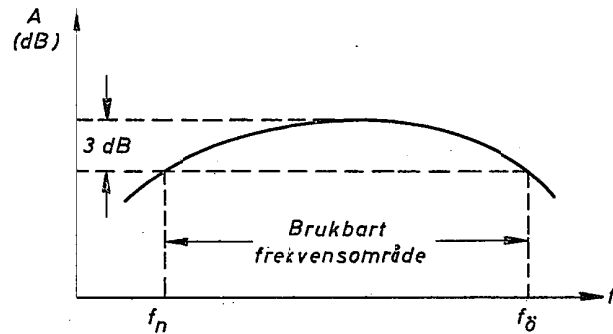


Fig. 3.3. Definisjon av brukbart frekvensområde

f_n , og øvre grensefrekvens, f_g . En nivåforskjell på 3 dB svarer til et effektforhold på 1:2 og et spenningsforhold på $1:\sqrt{2} \approx 0,707$. Vi har nemlig $10 \lg 2 = 3,01$ og $20 \lg \sqrt{2} = 3,01$.

[Merknad. En vil ofte finne desibel skrevet db. Det mest korrekte er imidlertid dB, for grunnenheten, bel, er avledet av et personnavn (Graham Bell, telefonens oppfinner).]

I telefonteknikken angis nivåforskjellen oftest ved hjelp av naturlig logaritme. En setter da

$$A = 20 \lg \frac{u_2}{u_1} \quad (3.9)$$

Enheten er her neper (Np).

[Merknad. Desibel er definert som et effektforhold og neper som et spenningsforhold. Da $\ln x = 2,303 \lg x = 0,115 \cdot 20 \lg x$, blir 1 dB = 0,115 Np, eller omvendt 1 Np = 8,7 dB.]

3.2. RC-koplet forsterker*

Vi har alt vist hvordan vi kan få spenningsforsterkning ved å kople inn en belastningsmotstand (R_L) i rørets anodekrets. Imidlertid så vi og at den vekselspenningen som ligger over R_L , og dermed mellom anoden og katoden, ikke er alene, men at den opptrer sammen med en likespenning. Deresom vi skal ha tak i den rene vekselspenningen, må vi derfor skille denne fra likespenningen. I praksis kan dette gjøres på flere måter, men den mest vanlige måten for et spenningsforsterkertrinn for lavfrekvenssignaler er vist i fig. 3.4. Her vil hele likespenningen mellom anoden og katoden bli liggende over koplingskondensatoren C, og vi får en rein vekselspenning over R. For øvrig er koplingen lik den koplingen med jordet katode som vi har behandlet tidligere både grafisk og analytisk. De faste likespenningene frambringes ved katodemotstand og skjermgittermotstand med tilhørende avkoplingskondensatorer. Koplingen krever således bare en ytre likespenningskilde. Den koples til mellom + U_b og - .

I forsterkerens inngang har vi satt en motstand R_g (en såkalt gitterek) mellom styregitteret og katoda (egentlig jord). Inne i røret vil det nemlig oppstå en del positive ioner som kan bli trukket til det negative styregitteret. Disse blir ledet bort fra gitteret gjennom R_g . For at denne avledningen skal bli tilfredsstillende, må ikke R_g overskride en viss maksimalverdi som vil variere fra rørtipe til rørtipe. For pentoden EBF80 er f. eks. R_{gmax} oppgitt til 3 Mohm. I praksis velges gjerne R_g lik 0,5 - 1 Mohm. Gittermotstanden R_g får ingen innvirkning på koplingens spenningsforsterkning, men den vil selvsagt representere en belastning på signalkilden som leverer inngangssignalet u_1 . Dersom det forsterkertrinnet som er vist i fig. 3.4, etterfølges av et nytt forsterkertrinn, vil motstanden R i figuren i alminnelighet utgjøre gittermotstanden i neste rør. Som vi snart skal se, vil denne motstanden påvirke forsterkningen.

I det forsterkertrinnet som er vist i fig. 3.4, er røret en pentode. Om vi i stedet bruker en triode, faller skjermgittermotstanden med tilhørende avkoplingskondensator bort. Ellers blir koplingen som vist.

Når vi skal beregne den spenningsforsterkningen som den viste koplingen gir, kan vi erstatte røret med en av dets vekselstrømskivalenter. Her vil vi velge strømekvivalenten da den gir greiest regning i dette tilfellet. Som

* Også kalt motstandskoplet forsterker.

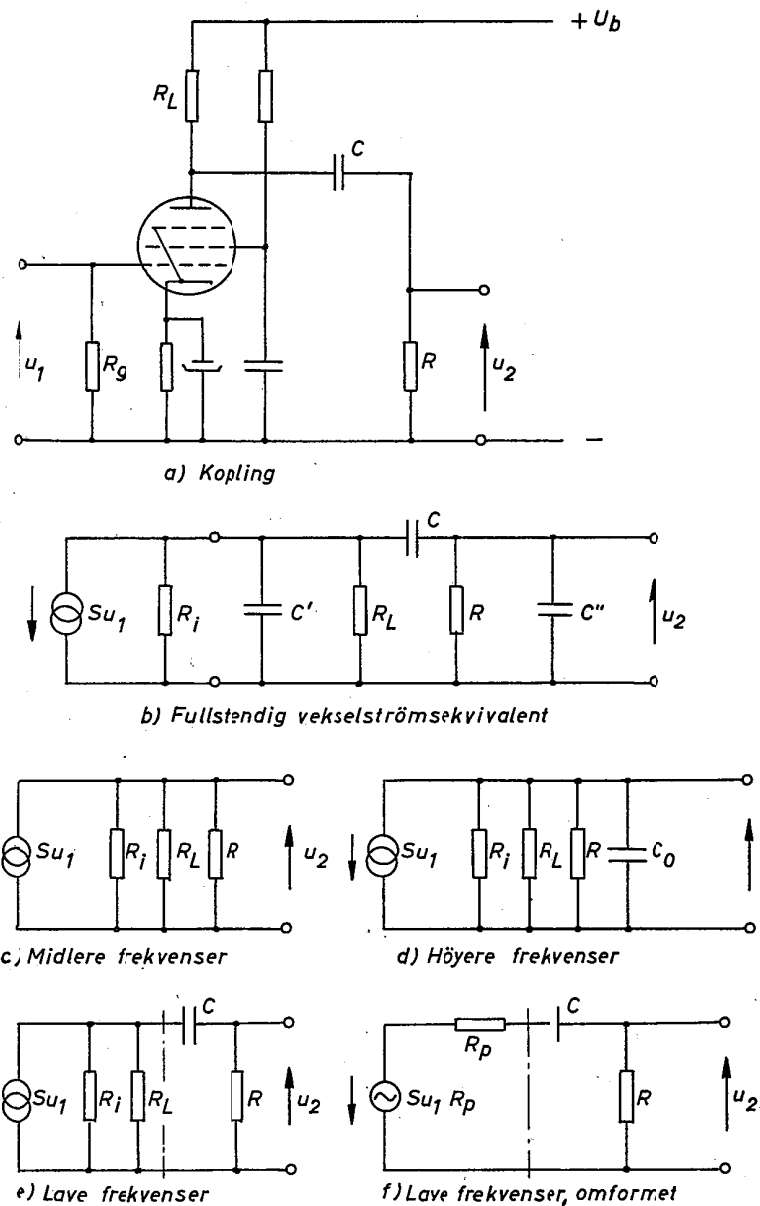


Fig. 3.4. RC-koplet spenningsforsterker

tidligere vist skal vi tenke oss R_L koplet mellom ekvivalentgeneratorens klemmer. Men nå er ikke R_L den eneste impedansen som vekselstrømmen møter i rørets anodekrets. På sin vei mellom anoden og katoden i den ytre kretsen, kan vekselstrømmen velge to veier. Den kan enten gå gjennom R_L og batteriet, eller den kan gå gjennom C og R . For vekselstrømmen virker det derfor som om seriereinen $C-R$ står i parallell med R_L (vekselstrømsimpedansen mellom anoden og katoden finner en kanskje lettest ved å kortslutte batteriet (U_b), for batteriet har jo ingen motstand mot vekselstrømmen). Etter dette må vi sette seriereinen $C-R$ i parallell med R_L over ekvivalentgeneratorens klemmer. Med dette har vi fått på plass de komponentene som vi direkte kan se, i tillegg kommer så rør- og spredningskapasiteter, dvs. kapasitetene mellom de enkelte elektrodene i røret og mellom selve ledningene i koplingen. Dette er "komponenter" som ikke er tilsiktet, men som er der like fullt. I praksis kan vi tenke oss rør- og spredningskapasitetene samlet i C' og C'' , en på hver side av kopplingskondensatoren C . Den fullstendige vekselstrømskivalenten for det RC-koplete forsterkertrinnet blir derfor som vist i fig. 3.4. b). Her er u_1 den vekselspenningen vi tilfører rørets gitter, og u_2 den forsterkede vekselspenningen vi tar ut over R . Legg merke til at vi har antatt at u_2 er i fase med u_1 . Som regnirgen nedenfor vil vise, er dette ikke tilfelle.

En beregning på grunnlag av det fullstendige ekvivalentskjemaet i b) blir meget omstendelig og lite oversiktlig. I praksis kan vi inidlertid innføre forenklinger. Kapasitetene C' og C'' er i alminnelighet så små at de gir merkbar shuntvirkning bare ved de høyeste frekvensene. Ved midlere og lave frekvenser kan vi regne som om disse små kapasitetene ikke var der. På den andre siden vil vi i praksis velge kapasiteten i kopplingskondensatoren C så stor at den gir merkbar reaktans bare ved de aller laveste frekvensene. Ved midlere og høye frekvenser kan vi betrakte den som kortsluttet for vekselstrøm. Når vi ska beregne trinnets forsterkning ved forskjellige frekvenser, er det derfor naturlig å inndeile frekvensområdet i tre: lave frekvenser hvor vi bare behøver å ta hensyn til reaktansen i C , midlere frekvenser hvor vi ikke behøver å ta hensyn til innvirkningen fra noen av kapasitetene, og høye frekvenser hvor vi kan nøye oss med å ta hensyn til kapasiteten i C' og C'' . Nedenfor vil vi begynne med å beregne forsterkningen ved midlere frekvenser, da dette er det aller enkleste.

Midlere frekvenser

Som nevnt vil det finnes et midlere frekvensområde, hvor C kan betraktes som kortsluttet (fordi reaktansen i C er meget liten i forhold til resistansen R i den motstanden den står i serie med) mens C' og C'' kan tenkes fjernet (fordi reaktansene i dem er meget store i forhold til de resistansene de står i parallell med). Ekvivalentskjemaet i b) kan da forenkles til skjemaet i c).

Innføres R' som betegnelse for parallellresistansen av motstandene R₁, R_L og R, får vi

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_L} + \frac{1}{R} \quad (3.10)$$

Den resistansen som strømmen Su₁ ser over de tre motstandene, blir nettopp R', og tallverdien av spenningen u₂ må derfor være gitt som produktet av strøm og resistans. Imidlertid må u₂ være rettet mot strømmen, mens vi i figuren har tegnet den med. For å rette opp dette må vi bruke minus-tegn, og får

$$u_2 = -Su_1 \cdot R' \quad (3.11)$$

Da S og R' er reelle positive størrelser, må u₂ etter (3.11) bli reint negativ i forhold til u₁. Det viser at utgangsspenningen u₂, ved midlere frekvenser, er akkurat i møtphase med inngangsspenningen u₁. Dette samsvarer helt med det vi tidligere har funnet om faseforholdene i katodejrcdede forsterkertrim. I stedet for å si at u₂ og u₁ er i møtphase, kan vi også si at u₂ er dreidd 180° i fase i forhold til u₁.

Spenningsforsterkningen A_M ved midlere frekvenser kan vi nå finne umiddelbart som forholdet mellom spenningen ut og spenningen inn:

$$A_M = \frac{u_2}{u_1} = -SR' \quad (3.12)$$

At forsterkningen er negativ, er igjen et uttrykk for at u₂ er i møtphase med u₁, eller at forsterkningen gir signalspenningen en fasedreining på 180°. Selve tallverdien av forsterkningen er etter (3.12) gitt som produktet av rørets steilhet (i arbeidspunktet) og resistansen i en tenkt parallellkopling av R₁, R_L og R. Den formelen som vi tidligere fant for forsterkningen, (2.22), er

et spesialtilfelle av (3.12), som vi får ved å la R gå mot uendelig (kontroller dette, husk at $\mu = S \cdot R_1$).

Likning (3.12) gjelder så lenge forutsetningen om ignorerbar innvirkning fra kapasitetene er oppfylt. I et praktisk forsterkertrinn vil dette være tilfelle innenfor et relativt vidt frekvensområde, dvs. det vil finnes et relativt vidt "midlere frekvensområde" der forsterkningen er meget nær konstant og uavhengig av det innkommende signals frekvens.

Høye frekvenser

Når signalfrekvensen blir tilstrekkelig høy, kan vi ikke lenger se bort fra shuntvirkningen fra C' og C''. Vi må da regne med ekvivalentskjemaet i d), der C₀ = C' + C'' står i parallell med de tre motstandene fra c). I det fullstendige skjemaet er C' og C'' tegnet som to kapasiteter. Men så lenge vi kan betrakte C som kortsluttet, står de to kapasitetene i virkeligheten i parallell og kan slås sammen til én.

Konduktansen i parallellkoplingen av R₁, R_L og R er gitt ved $G = \frac{1}{R'}$, der R' har røyaktig samme betydning som ovenfor. Susceptansen i kondensatorgreina er gitt ved $B = \omega C_0$, der $\omega = 2\pi f$ er signalspenningens vinkel-frekvens og f dens virkelige frekvens. Resulterende admittans over de fire parallellkoplete komponentene blir derfor

$$Y = G + jB = \frac{1}{R'} + j\omega C_0 \quad (3.13)$$

og impedansen over de samme komponentene

$$Z = \frac{1}{Y} = \frac{1}{\frac{1}{R'} + j\omega C_0} = \frac{R'}{1 + j\omega C_0 R'} \quad (3.14)$$

Dette blir den impedansen som strømmen Su₁ møter. Når vi tar hensyn til at spenningen u₂ over parallellkoplingen er rettet mot strømmen, mens den i figuren er tegnet med, får vi umiddelbart

$$u_2 = -Su_1 \cdot Z = \frac{-SR'}{1 + j\omega C_0 R'} \cdot u_1 \quad (3.15)$$

Spenningsforsterkningen A_H ved høye frekvenser er derfor gitt ved

$$A_H = \frac{u_2}{u_1} = \frac{-SR'}{1 + j\omega C_O R'} \quad (3.16)$$

Telleren $-SR'$ i (3.16) er identisk med forsterkningen A_M ved midlere frekvenser. Dessuten vil vi føre inn hjelpestørrelsen (den fysikalske betydningen av den blir gitt nedenfor)

$$f_\phi = \frac{1}{2\pi C_O R'} \quad (3.17)$$

som gir $\omega C_O R' = 2\pi f C_O R' = \frac{f}{f_\phi}$. Likning (3.16) kan da skrives

$$A_H = \frac{A_M}{1 + j \frac{f}{f_\phi}} \quad (3.18)$$

Da nevneren i brøken er større enn 1 i tallverdi, må forsterkningen ved høye frekvenser bli mindre enn den vi har ved midlere signalfrekvenser. Dessuten får signalspenningen ved høye frekvenser er annen fasedreining enn ved midlere frekvenser, for den komplekse nevneren i (3.18) indikerer at A_H har en annen fase enn A_M .

Vi vil først se nærmere på hvordan forsterkningens tallverdi blir ved høye frekvenser. Da $|a + jb| = \sqrt{a^2 + b^2}$, får vi umiddelbart av (3.18):

$$|A_H| = \frac{|A_M|}{\sqrt{1 + (\frac{f}{f_\phi})^2}} \quad (3.19)$$

Det viser at forsterkningen varierer med det relative frekvensforholdet f/f_ϕ , og at den avtar med stigende frekvens.

Ved en bestemt frekvens, $f = f_\phi$, vil forsterkningen være falt til $|A_M|/\sqrt{2}$, dvs. den vil være 3 dB mindre enn ved midlere frekvenser ($20 \lg(1/\sqrt{2}) = -3 \text{ dB}$). Tidligere har vi nevnt at det er vanlig å regne at en forsterker gir brukbar forsterkning innenfor det frekvensområdet hvor forsterkningen ikke varierer med mer enn 3 dB. Etter dette ser vi at frekvensen f_ϕ , gitt ved (3.17), i virkeligheten betegner øvre frekvensgrense for forsterkeren. f_ϕ er med andre ord øvre grensefrekvens.

Vi vil også beregne forsterkningen for noen andre frekvenser. For

$f = \frac{1}{2}f_\phi$ får vi $|A_H| = |A_M|/\sqrt{\frac{5}{4}}$ eller 1 dB under $|A_M|$, for $f = 2f_\phi$ blir $|A_H| = |A_M|/\sqrt{5}$ eller 7 dB under $|A_M|$, og for $f = 4f_\phi$ blir $|A_H| = |A_M|/\sqrt{17}$ eller 12,3 dB under $|A_M|$.

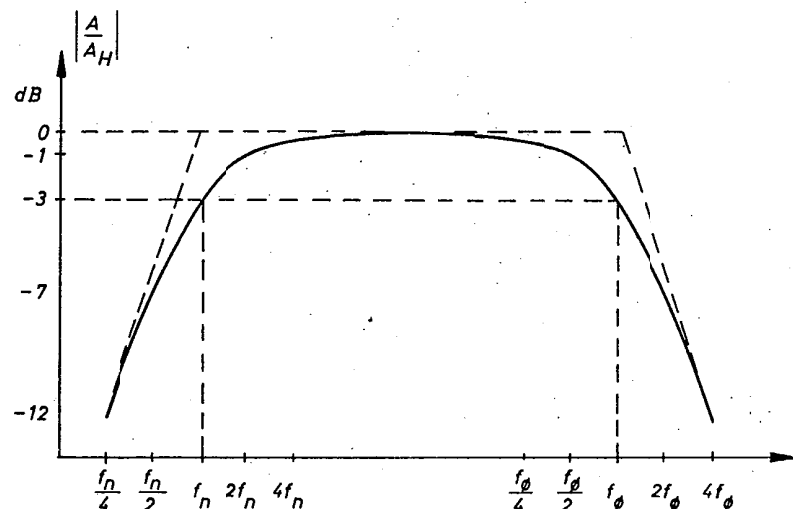
Når f er mye større enn f_ϕ , blir nevneren i (3.19) omtrent lik f/f_ϕ , og vi får

$$|A_H| \approx |A_M| \cdot \frac{f_\phi}{f} \quad (3.20)$$

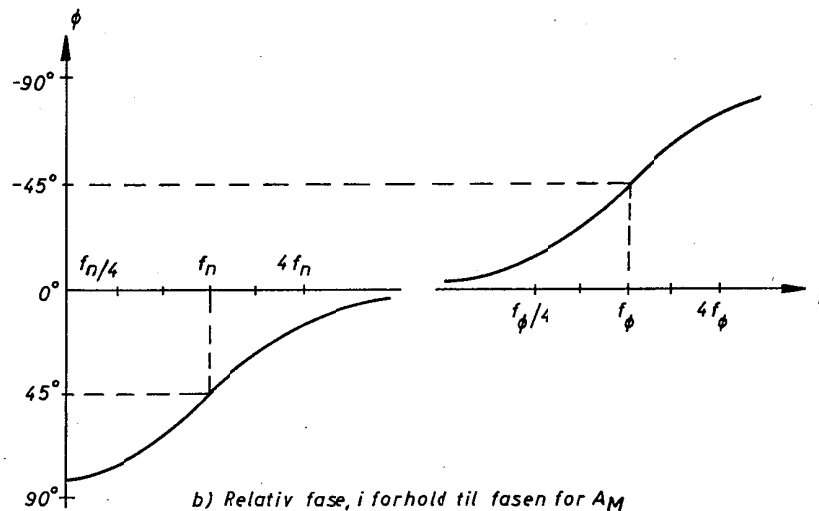
Hver gang vi dobler frekvensen, vil forsterkningen da falle til halvparten eller med 6 dB. Frekvensforholdet 2:1 kalles en oktav, og vi kan derfor si at forsterkningen ved høye frekvenser nærmer seg asymptotisk til å falle 6 dB pr. oktav.

På grunnlag av de beregningene vi nettopp har utført, kan vi tegne forsterkningskurven ved høye frekvenser. Dette er gjort i fig. 3.5a), der vi har angitt forsterkningen i dB under forsterkningen ved midlere frekvenser, langs frekvensaksen er brukt logaritmisk skala. Alle oktavene blir da like lange.

Fig. 3.5. Universell forsterkningskurve.



a) Relativ forsterkning, i forhold til A_M



Forsterkningens fase finner vi kanskje lettest ved å skrive (3.18) på formen

$$A_M = (1 + j \frac{f}{f_\phi}) A_H = A_H + j \frac{f}{f_\phi} A_H \quad (3.21)$$

Sammenhengen mellom de komplekse vektorene A_H og A_M kan da framstilles umiddelbart i det komplekse planet, som vist i fig. 3.6. Her har vi (tilfeldig) lagt A_H langs den reelle aksel. Av denne figuren ser vi straks at vektoren A_H ligger vinkelen ϕ etter A_M i fase, og at størrelsen av denne vinkelen er gitt ved

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\frac{f}{f_\phi} A_H}{A_H} = \frac{f}{f_\phi} \quad (3.22)$$

Ovenfor har vi sett at A_M har fasevinkelen 180° . Etter dette må A_H få fasevinkelen

$$\varphi = 180^\circ - \phi \quad (3.23)$$

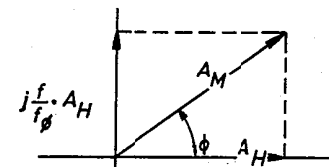


Fig. 3.6. Fasevinkelen mellom A_H og A_M

der ϕ som nevnt er gitt ved (3.22). Det viser at fasedreiningen i forsterkeren ved høye frekvenser er mindre enn fasedreiningen ved midlere frekvenser.

For $f = f_\phi$ blir $\phi = 45^\circ$ ($\operatorname{tg} \phi = 1$). Fasevinkelen ligger da 45° etter fasen ved midlere frekvenser, og den virkelige fasedreiningen for en signal-spending med denne frekvensen blir $\varphi = 180^\circ - 45^\circ = 135^\circ$. For $f = 2f_\phi$ blir $\phi = 63,4^\circ$ ($\operatorname{tg} \phi = 2$) og $\varphi = 116,6^\circ$, osv. Fasevinkelens variasjon med frekvensen er vist i fig. 3.5. b). Her er vist fasen i forhold til fasen ved midlere frekvenser.

Så vel forsterkningens tallverdi som fase kan framstilles i ett og samme diagram dersom vi tegner stedskurven for den komplekse forsterkningen A_H . Dersom vi setter $f/f_\phi = \delta$, kan likning (3.18) skrives

$$A_H = \frac{A_M}{1 + j\delta} = \frac{A_M(1 - j\delta)}{(1 + j\delta)(1 - j\delta)} = \frac{A_M}{1 + \delta^2} - j \frac{A_M \delta}{1 + \delta^2} \quad (3.24)$$

Den reelle delen av A_H blir således

$$x = \operatorname{Re}(A_H) = \frac{A_M}{1 + \delta^2} \quad (3.25)$$

og den imaginære delen

$$y = \operatorname{Im}(A_H) = \frac{-A_M \delta}{1 + \delta^2} \quad (3.26)$$

Ved å dividere (3.26) med (3.25) får vi $\delta = -\frac{y}{x}$. Innsatt i (3.25) gir dette $x^2 + y^2 = A_M^2 x$, eller ordnet

$$(x - \frac{A_M}{2})^2 + y^2 = (\frac{A_M}{2})^2 \quad (3.27)$$

Det viser at endepunktet for den komplekse forsterkningsvektoren A_H må ligge på en sirkel i det komplekse planet med sentrum i $(A_M/2, 0)$ og med radius lik $|A_M/2|$.

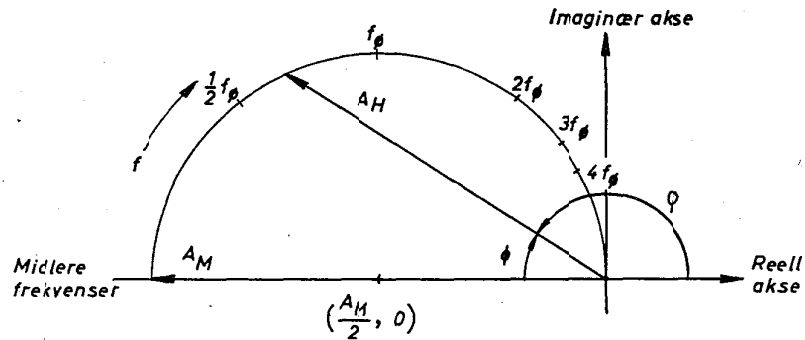


Fig. 3.7. Kompleks framstilling av forsterkningen ved høye frekvenser

Hvordan denne sirkelen blir liggende i det komplekse planet, er vist i fig. 3.7. Da A_M er reint negativ, får den sentrum på den negative reelle aksene. Da $A_M < 0$ og $\delta = f/f_\phi \geq 0$, kan y etter (3.26) aldri bli negativ. I praksis er det derfor bare den øvre halvsirkelen som kan brukes. Enhver forsterkningsvektor må gå ut fra origo og ende på denne halvsirkelen. For at diagrammet skal bli fullstendig, må vi sette av frekvensskalaen langs selve sirkelen. I figuren har vi satt av frekvensene $\frac{1}{2}f_\phi$, f_ϕ , $2f_\phi$, $3f_\phi$ og $4f_\phi$, svarende til δ -verdiene $\frac{1}{2}$, 1, 2, 3 og 4. Frekvensskalaen blir meget sammentrengt for høyere frekvenser. Mens venstre kvartssirkel bare dekker området fra midlere frekvenser til f_ϕ , dekker høyre kvartssirkel hele frekvensområdet fra f_ϕ til ∞ .

Diagrammet i fig. 3.7 viser oss umiddelbart at når frekvensen vokser, avtar forsterkningen i tallverdi fra $|A_M|$ mot null, samtidig som fasevinkelen avtar fra 180° mot 90° .

Lave frekvenser

Når signalfrekvensen blir lav, er det ikke lenger tillatt å ignorere reaktansen i koplingskondensatoren C , og ekvivalentskjemaet for forsterkeren

blir som i fig. 3.4. e). Selv om det er mulig å regne på dette skjemaet direkte, vil vi først foreta en liten omforming, da dette gir betraktelig mindre regnearbeid.

Komponentene til venstre for den prikkede linjen i e) kan vi oppfatte som en strømgenerator med strømkilde Su_1 og parallellresistans (indre motstand)

$$R_P = \frac{R_1 \cdot R_L}{R_1 + R_L} \quad (3.28)$$

Denne strømgeneratoren kan vi gjøre om til en ekvivalent spenningsgenerator. Den får da serieresistansen (indre motstand) R_P og en emk. som er lik strømgeneratorens tomgangsspenning, dvs. $E = Su_1 \cdot R_P$. Sett fra R og C er følgelig koplingen i f) ekvivalent med koplingen i e). Strømmen gjennom R finnes nå direkte:

$$i = \frac{Su_1 R_P}{R_P + R + \frac{1}{j\omega C}} \quad (3.29)$$

der nevneren i brøken er den serieimpedansen som emk. -en ser i kretsen. Spenningen u_2 over R er da gitt ved (minustegn fordi u_2 virker mot i)

$$u_2 = -iR = \frac{-Su_1 R_P R}{R_P + R + \frac{1}{j\omega C}} = \frac{-Su_1 \frac{R_P R}{R_P + R}}{1 + \frac{1}{j\omega C(R_P + R)}} \quad (3.30)$$

Uttrykket $\frac{R_P R}{R_P + R}$ er resistansen i R_P og R i parallell. Men da R_P er resistansen i R_1 og R_L i parallell, må hele brøken i virkeligheten være parallellresistansen i R_1 , R_L og R , det vi ovenfor har kalt R' . Etter dette kan telleren i (3.30) skrives $-Su_1 R' = A_M u_1$, der A_M som før betyr forsterkningen ved midlere frekvenser.

For å forenkle nevneren i (3.30) vil vi føre inn hjelpstørrelsen (dens fysiske betydning kommer fram nedenfor)

$$f_n = \frac{1}{2\pi C(R_P + R)} \quad (3.31)$$

Det gir

$$\frac{1}{j\omega C(R_P + R)} = -j \frac{1}{2\pi f C(R_P + R)} = -j \frac{f_n}{f}$$

Alt i alt kan vi da skrive (3.30) slik:

$$u_2 = \frac{A_M}{1 - j \frac{f_n}{f}} u_1 \quad (3.32)$$

Spenningsforsterkningen A_L ved lave frekvenser blir dermed

$$A_L = \frac{u_2}{u_1} = \frac{A_M}{1 - j \frac{f_n}{f}} \quad (3.33)$$

Da nevneren i brøker er større enn 1 i tallverdi, blir også forsterkningen ved lave signalfrekvenser mindre enn den vi har ved midlere frekvenser. Videre får signalspenningen en annen fasedreining enn ved midlere frekvenser, for den komplekse nevneren indikerer at A_L har en annen fase enn A_M .

Vi vil først studere forsterkningens tallverdi ved lave frekvenser. Av (3.33) får vi umiddelbart

$$|A_L| = \frac{|A_M|}{\sqrt{1 + \left(\frac{f_n}{f}\right)^2}} \quad (3.34)$$

Jo mindre vi gjør frekvensen f , desto større blir radikanden i brøkens nevner og dermed selve nevneren. Det viser at forsterkningen vil bli mindre og mindre jo lavere signalfrekvensen er.

Ved en bestemt frekvens, $f = f_n$, er forsterkningen falt til $|A_M|/\sqrt{2}$, slik at den er 3 dB mindre enn ved midlere frekvenser. Frekvensen f_n , gitt ved (3.31), betegner derfor nedre frekvensgrense for forsterkeren. f_n er nedre gensefrekvens.

Fallet i forsterkning for andre frekvenser finnes uten vanskelighet. Vi får f. eks. 1 dB fall ved $f = 2f_n$, 7 dB fall ved $f = \frac{1}{2}f_n$ og 12,3 dB fall ved $f = \frac{1}{4}f_n$, alt regnet i forhold til forsterkningen ved midlere frekvenser.

Når f blir meget lavere enn f_n , får vi

$$|A_L| \approx |A_M| \frac{f}{f_n} \quad (3.35)$$

Halvering av frekvensen gir da halvering av forsterkningen, eller 6 dB fall. Ved meget lave frekvenser faller derfor forsterkningen (tilnærme:) 6 dB pr. oktav, eller nøyaktig på samme måten som ved meget høye frekvenser.

På grunnlag av beregningene ovenfor kan vi tegne forsterkningskurven ved lave frekvenser. Dette er gjort i fig. 3.5.a), der forsterkningen er angitt i dB i forhold til forsterkningen ved midlere frekvenser.

Formel (3.34), og dermed kurven i fig. 3.5, gir bare fallet i forsterkningen ved lave frekvenser på grunn av kopplingskondensatoren C. I praksis vil forsterkningen kunne falle enda raskere enn vist i fig. 3.5. Dersom C_k ikke gir tilstrekkelig avkopling over katodemotstanden R_k , vil vi få en negativ tilbakekopling (behandles seinere) som setter ned forsterkningen ved lave frekvenser. Og dersom ikke skjermgittermotstanden i en pentode er tilstrekkelig avkoplet, vil også det gi nedsatt forsterkning ved lave frekvenser.

Forsterkningens fase kan vi finne ved å skrive (3.33) på formen

$$A_M = (1 - j \frac{f_n}{f}) A_L = A_L - j \frac{f_n}{f} A_L \quad (3.36)$$

og tegne vektorene i det komplekse planet. Dette er gjort i fig. 3.8.

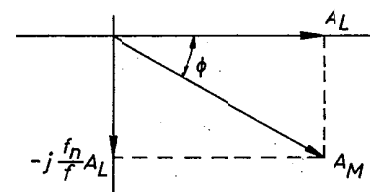


Fig. 3.8. Fasevinkeler mellom A_L og A_M

Av denne figuren ser vi umiddelbart at A_L ligger vinkelen ϕ foran A_M i fase, og at størrelsen av denne vinkelen er gitt ved

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{f_n}{f} \quad (3.37)$$

Ved nedre grensefrekvens blir $\operatorname{tg} \phi = 1$ og $\phi = 45^\circ$. Ved denne frekvensen ligger derfor A_L 45° foran A_M i fase. Det betyr at den totale fasedreiningen i forsterkeren er $\varphi = 180^\circ + 45^\circ = 225^\circ$.

Fasevinkelen ved enhver annen frekvens kan lett finnes av (3.37). I fig. 3.5.b) har vi vist hvordan fasen ved lave frekvenser blir i forhold til fasen ved midlere frekvenser.

Kurvene i fig. 3.5 er nå fullstendige: De viser hvordan forsterkningens fase og tallverdi varierer innen hele frekvensområdet. Som vi ser, vil det

finnes et "midlere frekvensområde" der forsterkninger er tilnærmet konstant og uavhengig av frekvensen, og der faset er tilnærmet 180° (matematisk sett er faset eksakt lik 180° bare ved én frekvens). Både ved høye og lave frekvenser får vi fall i forsterkningen, og en annen fasedreining enn ved midlere frekvenser. Kurvene i fig. 3.5 er helt universelle. Når forsterkerens A_M , f_n og ϕ_0 er kjent, kan vi finne alle andre opplysninger av disse kurvene.

Også for lave frekvenser kan forsterkningens tallverdi og fase framstilles i ett og samme diagram ved hjelp av en stedskurve. Med $\delta = f_n/f$ kan (3.33) skrives

$$A_L = \frac{A_M}{1 - j\delta} = \frac{A_M}{1 + \delta^2} + j \frac{A_M \delta}{1 + \delta^2} \quad (3.38)$$

slik at vi får

$$x = \text{Re}(A_L) = \frac{A_M}{1 + \delta^2} \quad (3.39)$$

$$y = \text{Im}(A_L) = \frac{A_M \delta}{1 + \delta^2} \quad (3.40)$$

Ved å eliminere δ fra disse to likningene og ordne, får vi

$$\left(x - \frac{A_M}{2}\right)^2 + y^2 = \left(\frac{A_M}{2}\right)^2 \quad (3.41)$$

Det viser at endepunktet for den komplekse forsterkningsvektoren A_L må ligge på en sirkel i det komplekse planet med sentrum i $(A_M/2, 0)$ og med radius lik $|A_M/2|$.

Sirkelen (3.41) er tegnet inn i det komplekse planet i fig. 3.9. Da A_M er reint negativ og $\delta \geq 0$, viser imidlertid (3.39) og (3.40) at både x og y blir negative. Det er derfor bare den nedre halvsirkelen som kan brukes. Diagrammet viser oss umiddelbart at når frekvensen stiger fra null mot midlere frekvenser, vokser forsterkningen fra null mot $|A_M|$, samtidig som faset avtar fra 270° mot 180° .

Likningene (3.27) og (3.41) er i virkeligheten identiske. De halvsirkelformede stedskurvene i fig. 3.7 og 3.9 kan derfor settes sammen, som antydnet i fig. 3.10. Dermed har vi fått et komplekst diagram som viser forsterkningens tallverdi og fase for alle frekvenser.

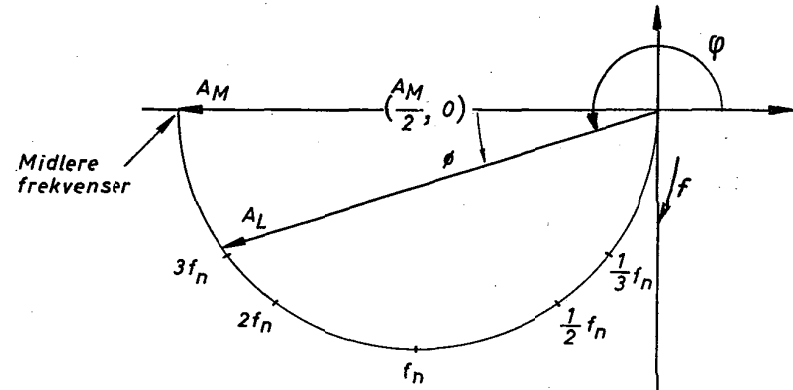


Fig. 3.9. Kompleks framstilling av forsterkningen ved lave frekvenser

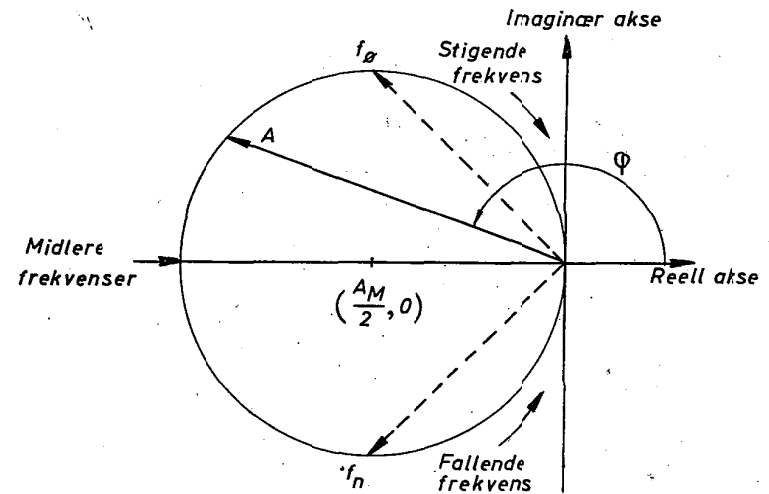


Fig. 3.10. Komplekst forsterkningsdiagram

Eksempel 3.2

Typiske verdier i et RC-koplet forsterkertrin kan være $R_i = 1 \text{ M}\Omega$ og $S = 1 \text{ mA/V}$ (pentode), $R_L = 0,2 \text{ M}\Omega$, $R = 0,5 \text{ M}\Omega$, $C = 10000 \text{ pF}$ og $C_0 = 100 \text{ pF}$. Med disse verdiene får vi

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{1} + \frac{1}{0,2} + \frac{1}{0,5} = 8 \text{ } (\mu\text{S}), R' = \frac{1}{8} = 0,125 \text{ M}\Omega = 125 \text{ k}\Omega$$

$$R_p = \frac{1 \cdot 0,2}{1 + 0,2} = 0,167 \text{ M}\Omega = 167 \text{ k}\Omega, R_p + R = 167 + 500 = 667 \text{ k}\Omega$$

Det gir: $|A_M| = SR' = 1 \text{ mA/V} \cdot 125 \text{ k}\Omega = \underline{\underline{125}} = \underline{\underline{42 \text{ dB}}}$

$$f_n = \frac{1}{2\pi C(R_p + R)} = \frac{1}{2\pi \cdot 10^{-8} \cdot 667 \cdot 10^3} = \underline{\underline{24 \text{ Hz}}}$$

$$f_\phi = \frac{1}{2\pi C_0 R'} = \frac{1}{2\pi \cdot 10^{-10} \cdot 125 \cdot 10^3} = \underline{\underline{12700 \text{ Hz}}}$$

Oppgave 3.3

Undersøk hvilken innflytelse det vil få på forsterkning og grensefrekvenser om vi i eksemplet ovenfor endrer verdien på R til: a) 100 k Ω , b) 1 M Ω eller c) 2 M Ω .

Oppgave 3.4

Undersøk hvilken innflytelse det vil få på forsterkning og grensefrekvenser om vi i eksempel 3.2 endrer verdien på C til: a) 5000 pF og b) 20000 pF.

Oppgave 3.5

Hvilken innflytelse vil det få om C₀ i eksempel 3.2 stiger til 200 pF?

Oppgave 3.6

I et RC-koplet triodetrinn er S = 1 mA/V, R₁ = 100 k Ω , R_L = 100 k Ω , R = 0,5 M Ω , C = 10000 pF og C₀ = 200 pF. Finn forsterkningen ved midlere frekvenser og grensefrekvensene.

Når vi kopler flere forsterkertrinn etter hverandre, blir den totale forsterkningen lik summen av forsterkningene i hvert enkelt trinn (når A regnes i dB), og den totale fasedreiningen blir summen av fasedreiningene i hvert enkelt trinn.

Grensefrekvensene i en flertrinnsforsterker faller ikke sammen med grensefrekvensene for hvert enkelt trinn. Kopler vi f. eks. to identiske

trinn etter hverandre, vil forsterkningen være falt 6 dB ved grensefrekvensene for de enkelte trinnene (3 + 3 = 6). Totalforsterkningens grensefrekvenser vil ligge der hvor forsterkningen i hvert enkelt trinn bare er falt 1,5 dB. Vi kan vise (se oppgave 3,7) at det skjer ved frekvensene $f_{n2} \approx 1,55f_n$ og $f_{\phi 2} \approx 0,64f_\phi$. Som vist i fig. 3.11 blir det "brukbare" frekvensområdet, eller båndbredden, mer og mer innsnevret jo flere like trinn vi har i forsterkeren.

Som nevnt blir fasen lik summen av fasene for hvert enkelt trinn. Ved midlere frekvenser blir således fasedreiningen 0° i en totrinnsforsterker, 180° i en tretrinnsforsterker, osv. (merk: 2 · 180° = 360° er ekvivalent med 0°).

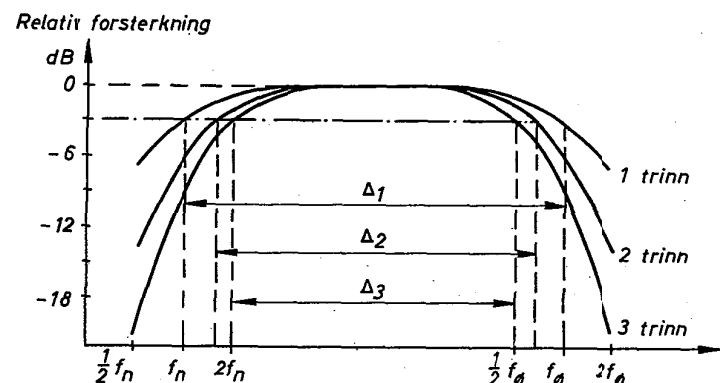


Fig. 3.11. Innsnevring av båndbredden med flere trinn

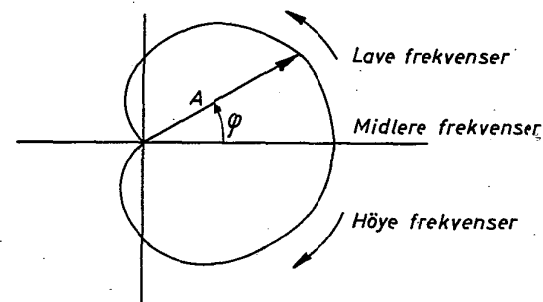


Fig. 3.12. Stedskurve for forsterkning i to trinn

Vi kan også tegne stedskurven for den komplekse forsterkningen i en flertrinnsforsterker. Men kurven blir da ikke lenger en sirkel. Fig. 3.12 viser stedskurven for forsterkningen i en totrinnsforsterker med to like trinn. Det er en såkalt kardioid.

Oppgave 3.7

Forsterkningen i ett trinn faller 6 dB/oktav ved meget lave og meget høye frekvenser. Hvor mye vil den falle pr. oktav i en forsterker med to trinn og med tre trinn?

Oppgave 3.8

I ett RC-koplet trinn er forsterkningen ved høye frekvenser gitt ved (3.19). I en forsterker med n like kaskadekoplete trinn må da forsterkningen ved høye frekvenser være gitt ved

$$|A_{Hn}| = \frac{(|A_M|)^n}{\left(1 + \left(\frac{f}{f_\phi}\right)^2\right)^{n/2}}$$

Ved øvre grensefrekvens $f_{\phi n}$ for n-trinnsforsterkeren må nevneren i denne brøken være lik $\sqrt{2}$. Nytt dette til å vise at

$$f_{\phi n} = \sqrt[n]{2} - 1 \cdot f_\phi$$

Vis at vi for nedre grensefrekvens får tilsvarende

$$f_{\phi n} = \frac{f_n}{\sqrt[n]{2} - 1}$$

Oppgave 3.9

Nytt formelene fra oppgave 3.8 til å finne grensefrekvensene for to-, tre- og firetrinnsforsterkere, uttrykt ved grensefrekvensene f_ϕ og f_n for ett trinn.

3.3. Utvidelse av frekvensområdet. GB-produktet

En forsterker som skal behandle elektroakustiske signaler, f. eks. en gramfonforsterker eller lavfrekvensdelen i en vanlig radiomottaker, må gi tilfredsstillende jevn forsterkning for alle signalkomponenter innenfor frekvensområdet fra ca. 20 Hz og opp mot ca. 15 kHz. Forsterkeren bør med andre ord ha nedre grensefrekvens rundt 20 Hz og øvre grensefrekvens rundt 15 kHz. Å konstruere en forsterker som tilfredsstiller disse kravene, byr ikke på noen alvorlige problemer. Annerledes stiller det seg når kravet er at nedre grensefrekvens skal være meget lav, noen ganger sågar null, eller at øvre grensefrekvens skal være meget høy, f. eks. 5 MHz. Ofte må vi da ty til spesielle kompensasjonskoplinger. Vi skal gi en kort omtale av slike koplinger nedenfor.

Etter (3.31) er nedre grensefrekvens omvendt proporsjonal med produktet $C \cdot (R_p + R)$. For å få lav nedre grensefrekvens, må derfor dette produktet være stort. Som nevnt tidligere, vil R i alminnelighet være gitt i påfølgende trinn, og dens maksimalverdi vil være begrenset av dette. Motstanden R_p , som er parallellresistansen i R_1 og R_L , kan heller ikke gjøres ubegrenset stor. Tilbake står da kapasiteten C i koplingskondensatoren. Og det er uten videre klart at vi, for å få lav nedre grensefrekvens, må bruke stor koplingskondensator. Imidlertid kan vi ikke øke kapasiteten i koplingskondensatoren uten at vi samtidig øker dens geometriske størrelse, og dermed spredningskapasitetene (C_0). Dette vil gi ut over forsterkningen ved høye frekvenser, og kan være utillatelig av den grunn.

Fallet i forsterkning ved lave frekvenser skyldes i første rekke spenningsdelingen mellom R og C. Jo lavere frekvensen er, desto mer av spenningen mellom anoden og jord vil falle på C (reaktansen i C tiltar med fallende frekvens), og desto mindre får vi ut over R. Imidlertid kan vi kompensere for spenningsfallet over spenningsdeleren C-R dersom vi sørger for at rørets belastningsimpedans varierer i omvendt forhold av spenningsdelingen i C-R. En slik kompensasjonskopling er vist i fig. 3.13. De nye komponentene som er kommet til, er R_1 og C_1 .

Dersom C_k er tilstrekkelig stor til å gi skikkelig avkopling av R_k , får

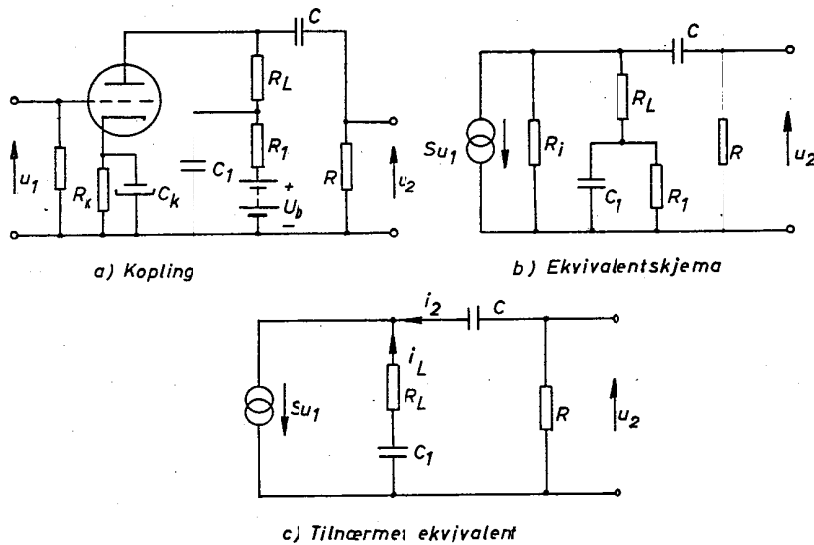


Fig 3.13. Lavfrekvenskompensasjon ved R_1 og C_1

koplingen i fig. 3.13. a) ekvivalentskjema som i b). Velger vi nå komponentene slik at

$$R_L \ll R_1 \quad (3.42) \quad \text{og} \quad R_1 \gg \frac{1}{\omega C_1} \quad (3.43)$$

kan vi ignorere R_1 i forhold til den øvrige impedansen og R_1 i forhold til reaktansen i C_1 . Ekvivalentskjemaet i b) kan da forenkles til den tilnærmede ekvivalenten i c).

Over seriegrenene $R_L - C_1$ og $C - R$ må det ligge samme spenning. Det krever

$$i_L \left(R_L + \frac{1}{j\omega C_1} \right) = i_2 \left(R + \frac{1}{j\omega C} \right)$$

eller

$$i_L \frac{1 + j\omega C_1 R_L}{j\omega C_1} = i_2 \frac{1 + j\omega CR}{j\omega C} \quad (3.44)$$

Dersom vi velger

$$C_1 R_L = CR \quad (3.45)$$

får de to brøkene i likningen ovenfor samme teller. Likningen kan da reduseres til

$$\frac{i_2}{i_L} = \frac{C}{C_1} = \text{konstant} \quad (3.46)$$

Dessuten har vi

$$i_2 + i_L = Su_1 = \text{konstant} \quad (3.47)$$

Men det betyr at i_2 må bli konstant og uavhengig av frekvensen. Dermed blir også $u_2 = -i_2 R$ frekvensuavhengig, dvs. forsterkningen blir uavhengig av frekvensen.

Som vi har sett, er det tre betingelser som må være oppfylt for at koplingen i fig. 3.13 skal gi konstant forsterkning ved lave frekvenser: (3.42), (3.45) og (3.43). De to første betingelsene er frekvensuavhengige og kan alltid oppfylles. Den tredje betingelsen er derimot oppfylt bare så lenge $f \gg \frac{1}{2\pi R_1 C_1}$. I praksis kan vi regne med fullstendig kompensasjon så lenge

$$f \geq \frac{10}{2\pi R_1 C_1} \quad (3.48)$$

Kapasiteten C_1 er gitt ved (3.45). Skal vi ha kompensasjon ned mot lave frekvenser, må vi derfor gjøre R_1 stor. Men også for denne motstanden fins det en øvre grense i praksis. Anodelikestrømmen går nemlig gjennom R_1 , og dersom R_1 er stor, får vi et betydelig likespenningsfall over motstanden. Det krever høy tilført anodelikespenning (U_b).

Koplingen i fig. 3.13 gir kompensasjon bare for det fallet i forsterkning som skyldes koplingskondensatoren C . Fall på grunn av utilstrekkelig avkopling av katode- og skjermgittermotstander blir ikke kompensert i denne koplingen. Det kan lages en rekke andre kompensasjonskoplinger enn den som er vist i fig. 3.13. Felles for dem alle er imidlertid at de gir kompensasjon bare ned til en viss frekvens. Skal nedre grensefrekvens kunne bli null, må vi ta bort koplingskondensatoren C .

Etter (3.17) er øvre grensefrekvens omvendt proporsjonal med produktet $C_o \cdot R$. Vi får derfor høy grensefrekvens om C_o eller R er små. Men C_o står for summen av rør- og spredningskapasitetene, og det vil alltid være en grense for hvor små disse kan gjøres. Heller ikke R kan gjøres ubegrenset liten, etter (3.12) gir nemlig liten R liten forsterkning. Best oversikt

over forholdene får vi ved å danne produktet av forsterkning og grænsefrekvens:

$$|A_M|f_\phi = \frac{SR'}{2\pi C_O R'} = \frac{S}{2\pi C_O} \quad (3.49)$$

Forsterkerens båndbredde $B = f_\phi - f_n$. Menda $f_n \ll f_\phi$, blir $B \approx f_\phi$. Likning (3.49) viser derfor at produktet av forsterkning og båndbredde er konstant (ved gitt S og C_O). Vi kan ikke øke den ene uten samtidig å minke den andre.

Produktet av forsterkning og båndbredde kalles ofte GB-produktet (eng. Gain-Bandwidth Product). Er f. eks. $S = 2 \text{ mA/V}$ og $C_O = 100 \text{ pF}$, blir $GB = 2 \cdot 10^{-3} / 2\pi \cdot 100 \cdot 10^{-12} = 3,18 \cdot 10^6 \text{ Hz} = 3,18 \text{ MHz}$ (kontrollér at $\frac{S}{C}$ virkelig har benevnningen $s^{-1} = \text{Hz}!$). Skal båndbredden være 10 kHz , blir forsterkningen da $318 (= 50 \text{ dB})$. Skal båndbredden være 1 MHz , blir forsterkningen bare $3,18 (= 10 \text{ dB})$. Skal vi i det hele tatt få forsterkning større enn $1 (= 0 \text{ dB})$, må båndbredden være mindre enn $3,18 \text{ MHz}$.

Spredningskapasitetene i et trim kan aldri bli mindre enn null. Kapasiteten C_O kan derfor aldri bli mindre enn rørkapasitetene C_R . Forholdet $\frac{S}{2\pi C_R}$ er således det absolutte maksimum av hva produktet av forsterkning og båndbredde i et trinn kan bli. Spesielt i bredbåndsførsterkere er det viktig at GB-produktet blir størst mulig, og forholdet $\frac{S}{C_R}$ er et mål for et rørs brukbarhet som bredbåndsførsterker. Som vi ser, gjelder det å ha størst mulig steilhet og minst mulig rørkapasitet (men for rørkonstruktøren er dette motstridende krav).

Eksempel 3.3

Pentoden EF94 (= 6AU6) har $S = 5,2 \text{ mA/V}$ og $C_R = 10,5 \text{ pF}$. Det gir $S/2\pi C_R = 79 \text{ MHz}$. Om dette røret brukes i videoførsterkeren i et fjernsynsapparat, der kravet til båndbredde er ca. 6 MHz , kan forsterkningen i trinnet bli høyest $13 (= 22 \text{ dB})$. Brukes røret i en antenneforsterker, der kravet til båndbredde er ca. 20 MHz , kan forsterkningen i trinnet bli høyest $4 (= 12 \text{ dB})$. Det forutsettes her at vi ikke har noen form for kompensasjon.

Oppgave 3.10

Beregn GB-produktet i MHz for pentodene EF91 ($S = 7,65 \text{ mA/V}$, $C_R = 10,7 \text{ pF}$) og EF95 ($S = 5 \text{ mA/V}$, $C_R = 6,8 \text{ pF}$).

Det kan her passe å se litt nærmere på rørkapasitetene. Som antydnet i fig. 3.14, har vi tre kapasiteter mellom de aktive elektrodene i røret: gitterkatodekapasiteten C_{gk} , gitter-anodekapasiteten C_{ag} og anode-katodekapasiteten C_{ak} . Om vi ser på forsterkerkoppelingen i fig. 3.4 og det tilhørende ekvivalentskjemaet, er det klart at C_{ak} i røret vil gå inn som en del av C' og dermed i C_O . Derimot vil ikke C_{gk} og C_{ga} i røret virke inn i rørets anodekrets. Men om trinnet etterfølges av nok et forsterkertrinn, noe som ofte forekommer i praksis, vil inngangskapasiteten i neste trinn utgjøre en del av C'' og dermed gå inn i C_O .

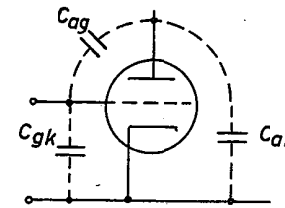


Fig. 3.14. Rørkapasiteter

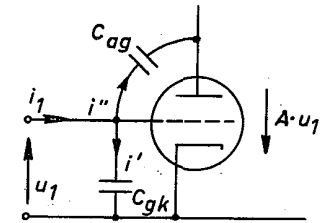


Fig. 3.15. Bestemmelse av C_i

Inngangskapasiteten i et "kaldt" rør er direkte lik C_{gk} . Men når røret arbeider i et forsterkertrinn, vil dette ikke lenger være tilfelle. Det kan vi vise ved hjelp av fig. 3.15. Vi vil anta at innkommende signalspenning u_1 har vinkelfrekvens ω og at rørets forsterkning er A (i tallverdi). Dersom vi innskrenker oss til å behandle forholdene ved midlere frekvenser, vil signalspenningen Au_1 på rørets anodeside være i direkte motfase med u_1 , som vist i figuren. Spenningen over C_{gk} er u_1 , slik at strømmen gjennom denne kapasiteten blir

$$i' = \frac{u_1}{Z_{gk}} = u_1 \cdot j\omega C_{gk} \quad (3.50)$$

Spenningen over C_{ag} blir $u_1 + Au_1$ (se nøye på spenningspilene i figuren!), slik at strømmen gjennom denne kapasiteten blir

$$i'' = \frac{u_1 + Au_1}{Z_{ag}} = (1 + A)u_1 \cdot j\omega C_{ag} \quad (3.51)$$

Den totale inngangsstrømmen blir derfor

$$i_1 = i' + i'' = u_1 \cdot j\omega \{C_{gk} + (1 + A)C_{ag}\}$$

Rørets inngangsadmittans er gitt ved

$$Y_i = \frac{i_1}{u_1} = j\omega \{C_{gk} + (1 + A)C_{ag}\} \quad (3.52)$$

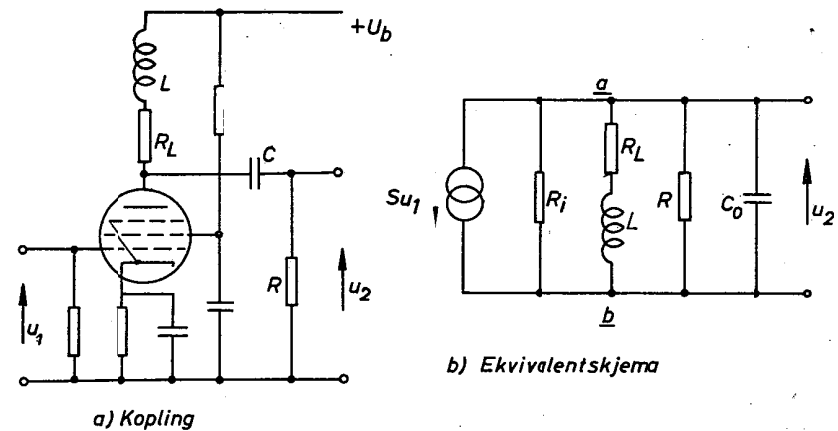
Det viser at den virkelige inngangskapasiteten ikke er C_{gk} , men

$$C_i = C_{gk} + (1 + A)C_{ag} \quad (3.53)$$

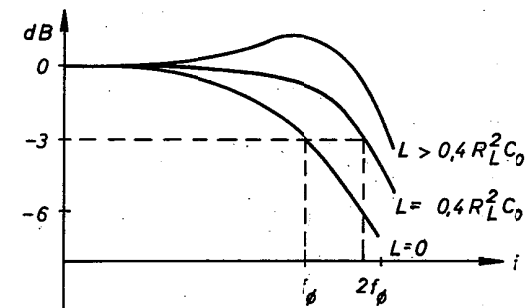
Denne siste likningen viser oss at rørets inngangskapasitet i drift er større enn C_{gk} . I en triode blir den sågar vesentlig større. Anta i. eks. at $C_{gk} = C_{ag} = 5$ pF (vanlig størrelsesorden) og at forsterkingen i røret $A = 40$. Det gir $C_i = 5 + 41 \cdot 5 = 210$ pF. I en pentode er derimot C_{ag} meget liten, av størrelsesorden 0,005 pF, slik at C_i i praksis bare blir ubetydelig større enn C_{gk} . Når en skal angi S/C forholde for et rør, er det kapasiteten $C_r = C_{ak} + C_i$ som brukes.

Høyfrekvensegenskapene for et RC-koplet forsterkertrinn kan forbedres ved passende kompensasjonskoplinger. Her skal vi bare ta med den enkleste, på engelsk kalt shunt peaking. Grunnen til at forsterkingen faller ved høye frekvenser, er jo at parallellimpedansen av R' og C_0 avtar med stigende frekvens. Ved å skyte inn en induktivitet L i serie med R_L , som vist i fig. 3.16, kan vi motvirke dette.

Koplingen i fig. 3.16. a) får ekvivalentskjema som vist i b). Dersom u_2 og dermed forsterkingen skal holde seg konstant, må impedansen mellom a og b holdes konstant. Ved stigende frekvens vil impedansen i C_0 falle, men samtidig stiger impedansen i seriegreinen $R_L - L$. Ved "riktig" valg av L , vil fallet i den ene greinen tilnærmet kunne kompenseres av stigningen i den andre greinen, slik at impedansen mellom a og b blir tilnærmet konstant. Vi skal ikke gjennomføre noen beregning på dette nettverket, men bare nevne at kompensasjonen blir "best" dersom vi velger $L = 0,4 R_L^2 C_0$. Da blir øvre grensefrekvens ca. 1,8 ganger høyere enn etter (3.17), dvs. trinnet's GB-produkt er ca. 1,8 ganger GB-produktet uten kompensasjon. Velger vi $L >$



Relativ forsterking



c) Forsterkningskurven i øvre frekvensområde

Fig. 3.16. Enkel høyfrekvenskompensasjon

$0,4 R_L^2 C_0$, får vi overkompensasjon. Forsterkningskurven får da en topp, som vist i c).

Ved at vi velger mer innviklede kompensasjonskoplinger enn den som er vist her, kan GB-produktet økes enda litt mer. Det gjelder spesielt dersom vi kompenserer for C' og C'' (se fig. 3.4. b) hver for seg.

Eksempel 3.4

Et antenneforsterkertrinn er koplet som i fig. 3.16. Rørets steilhet $S = 6$ mA/V, og total parallellkapasitet $C_0 = 13$ pF. Båndbredden skal

være 20 MHz. Trinnets GB-produkt blir $1,8 \cdot S/2\pi C_0 = 1,8 \cdot 6 \cdot 10^{-3} / 2\pi \cdot 15 \cdot 10^{-12} = 115 \cdot 10^6 \text{ Hz} = 115 \text{ MHz}$. Trinnets forsterkning blir $115/20 = 5,75 (= 15 \text{ dB})$. Uten kompensasjon ville forsterkningen blitt $3,2 (= 10 \text{ dB})$ med samme båndbredde.

Oppgave 3.11

I bredbåndsfosterkere blir R' av størrelsesorden $1 \text{ k}\Omega$. I praksis blir da R_L meget liten i forhold til R_1 og R , slik at vi kan sette $R_L = R'$. Nytt dette til å vise at vi i eks. 3.4. får $R_L = 960 \Omega$ og $L = 5,5 \mu\text{H}$.

3.4. Transformatorkoplet forsterker

I en transformatorkoplet forsterker koples belastningen inn i rørets anodekrets over en transformator. Kopleingsmåten brukes framfor alt i storsignalfosterkere (effektforsterkere). Men også i småsignalfosterkere er koplingen en del brukt. Her vil vi behandle den transformatorkoplede småsignalfosterkeren. Det vi finner her om transformatorens innvirkning på forsterkningskurven ved høye og lave frekvenser, har allmenn gyldighet. De spesielle forhold som gjør seg gjeldende i storsignalfosterkere, skal vi komme tilbake til i et senere kapittel.

I transformatorkoplede lavfrekvensforsterkere brukes alltid transformator med jernkjerne. En slik transformator er antydnet i fig. 3.17, der n_1 og n_2 står for vindingstallene i de to transformatorviklingene. I en transformator med jernkjerne er som kjent forholdet mellom spenningene (tilnærmet) lik forholdet mellom vindingstallene:

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{n_1}{n_2} = n \quad (3.54)$$

Forholdet mellom vindingstallene, n , kalles transformatorens oversetningsforhold.

Dersom vi antar at transformatoren er ideell, uten jern- og koppertap, må hele den effekten som går inn i primærviklingen, komme ut i sekundærviklingen: $u_1 i_1 = u_2 i_2$. Sammen med (3.54) gir dette

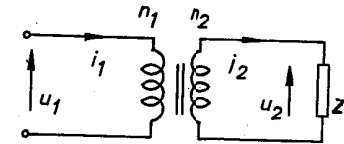


Fig. 3.17. Transformator med belastning

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{n} \quad (3.55)$$

Strømmens oversetningsforhold er derfor lik det inverse av spenningsoversetningsforholdet n .

Om transformatoren er belastet med impedansen Z_2 , må

$$\frac{u_2}{i_2} = Z_2 \quad (3.56)$$

Den impedansen vi da ser inn i primærviklingen blir

$$Z_1 = \frac{u_1}{i_1} = \frac{\frac{n_1}{n_2} u_2}{\frac{n_2}{n_1} i_2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \frac{u_2}{i_2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 Z_2 = n^2 Z_2 \quad (3.57)$$

Det viser at transformatoren transformerer impedans med kvadratet på oversetningsforholdet. Har f.eks. primærviklingen i en transformator 50 ganger flere vindinger enn sekundærviklingen ($n = 50$) og vi belaster den sekundært med motstanden $R_2 = 4 \Omega$, vil vi over primærviklingen måle (vekselstrøms-)motstanden $R_1 = 50^2 \cdot 4 = 10000 \Omega$.

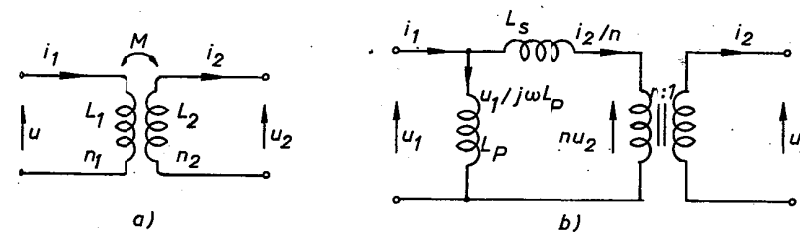


Fig. 3.18. Tapsfri transformator med ekvivalentskjema

Ovenfor antok vi at transformatoren var ideell. Den er da karakterisert ved én eneste størrelse: oversetningsforholdet n . En praktisk transformator er ikke ideell, den har endelige reaktanser og ohmske tap. Her vil vi anta at tapene er relativt små, slik at de kan ignoreres. Derimot kan vi ikke alltid se bort fra reaktansene.

Skjemaet for en tapsfri transformator er vist i fig. 3.18. a). Her er L_1 og L_2 viklingenes induktiviteter og M deres gjensidige induktivitet. Strømretningene er valgt slik at effekten går inn primært og ut sekundært. For sinusformet signal med vinkelfrekvens ω får maskelikningene for primær- og sekundærkretsen formen

$$u_1 = j\omega L_1 \cdot i_1 - j\omega M \cdot i_2 \quad (3.58)$$

$$u_2 = j\omega M \cdot i_1 - j\omega L_2 \cdot i_2 \quad (3.59)$$

Som vi straks skal se, kan den tapsfrie transformatoren ekvivaleres med det skjemaet som er vist i fig. 3.18. b), dvs. med en ideell transformator som er påbygd de to induktivitene L_p og L_s . Dersom den ideelle transformatoren har oversetningsforhold n , regnet fra sekundærsiden mot primærsiden, må den "indre" primærspenningen bli lik nu_2 og den "indre" primærstrømmen lik i_2/n .

Den virkelige primærstrømmer blir større enn i_2/n , for vi får i tillegg den strømmen $u_1/j\omega L_p$ som flyter i L_p . Det gir likningen $i_1 = u_1/j\omega L_p + i_2/n$, eller ordnet

$$u_1 = j\omega L_p \cdot i_1 - \frac{j\omega L_p}{n} i_2 \quad (3.60)$$

Den virkelige primærspenningen blir lik nu_2 pluss spenningsfallet $j\omega L_s \cdot i_2/n$ over L_s . Det gir $u_1 = nu_2 + j\omega L_s i_2/n$. Om vi eliminerer u_1 fra denne likningen og likning (3.60), får vi

$$u_2 = \frac{j\omega L_p}{n} i_1 - \frac{j\omega(L_p + L_s)}{n^2} i_2 \quad (3.61)$$

Den virkelige transformatoren a) er elektrisk fastlagt ved likningene (3.58) - (3.59). Skjemaet i b) er elektrisk fastlagt ved likningene (3.60) - (3.61). Skal skjemaet i b) være elektrisk ekvivalent med transformatoren, må derfor de to likningssettene være identiske. Og vi ser straks at dette blir tilfelle om

$$L_p = L_1, \quad \frac{L_p}{n} = M, \quad \frac{L_p + L_s}{n^2} = L_2$$

Løst gir dette

$$L_p = L_1 \quad (3.62), \quad n = \frac{L_1}{M} \quad (3.63), \quad L_s = \frac{L_1^2 L_2}{M^2} - L_1 \quad (3.64)$$

Dermed er det bevist at skjemaet i b) ekvivalerer en tapsfri transformator når L_p , L_s og n velges som gitt ved (3.62), (3.63) og (3.64). Dersom vi i stedet for M fører inn koplingsfaktoren k , definert ved

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (3.65)$$

får vi

$$n = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \quad (3.63a)$$

$$L_s = \left(\frac{1}{k^2} - 1\right)L_1 \quad (3.64a)$$

Induktiviteten L_s er, akkurat som k , et uttrykk for transformatorens spredning. Uten spredning er $k = 1$ og $L_s = 0$. En praktisk transformator har alltid spredning. Men i en god transformator kan k ligge nær opp til 1; L_s blir da liten. I en god transformator blir videre $n \approx \sqrt{L_1/L_2} \approx n_1/n_2$, slik at oversetningsforholdet blir (tilnærmet) det samme som forholdet mellom vindingstallene.

Ekvivalentskjemaet i fig. 3.18. b) gjelder bare for en transformator uten tap. Imidlertid kan vi, om ønskelig, lett skaffe oss et ekvivalentskjema som også tar hensyn til tapene. Det gjør vi enklest ved å føre inn motstander i serie med tilførselsledningene på primær- og sekundærsiden.

En transformator-koplet forsterker er vist i fig. 3.19. a), der belastningsmotstanden R_2 er koplet til rørets anodekrets over en transformator. Dersom vi ignorerer tapene i transformatoren, får koplingen ekvivalentskjema som vist i b). Her er L_p transformatorens primærinduktivitet, mens L_s er gitt ved (3.64a). Merk at oversetningsforholdet n er regnet fra primærsiden mot sekundærsiden.

Over den ideelle transformatorens primærvikling vil vi "se" den transformerte motstanden R_2/n^2 . Om spredningen er liten, vil reaktansen

$\omega L_s \ll R_2/n^2$ for lave og midlere frekvenser. L_s kan da tenkes kortsluttet. Om primærinduktiviteten L_p er stor, vil reaktansen $\omega L_p \gg R_2/n^2$ for midlere og høye frekvenser. Greinen med L_p kan da tenkes brutt. Ved midlere frekvenser er begge betingelsene oppfylt, og vi kan se bort fra innvirkningene fra begge induktivitetene. Vi kan med andre ord betrakte transformatoren som (t.l.nærmet) ideell, og koplingens ekvivalentskjema blir som i c).

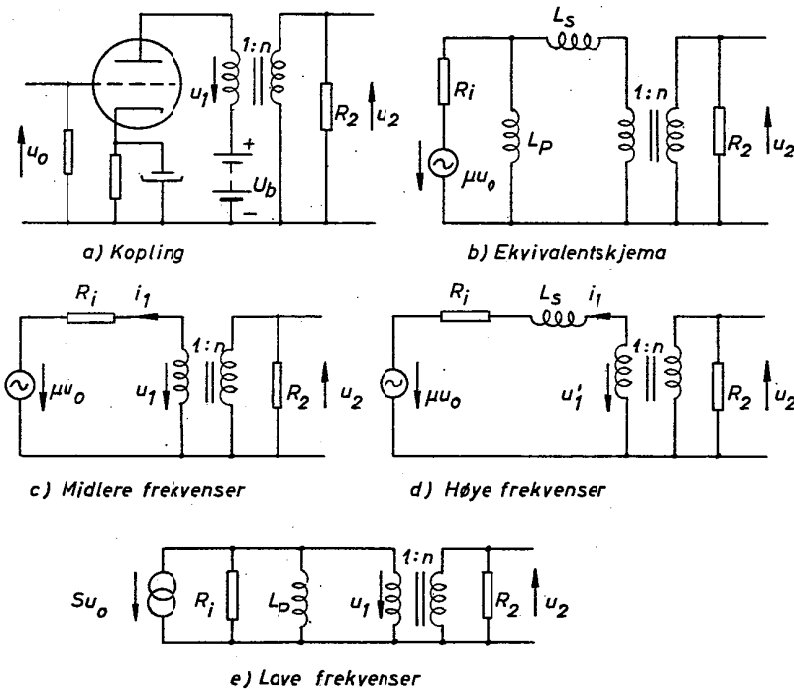


Fig. 3.19. Transformatorkoplet forsterker

Da motstanden over transformatorens primærvikling er R_2/n^2 , må strømmen i_1 i fig. 3.19, c) være gitt ved

$$i_1 = \frac{\mu u_0}{R_1 + R_2/n^2} \quad (3.66)$$

Spenningen primært er gitt ved $u_1 = i_1 \cdot R_2/n^2$, slik at sekundærspenningen blir

$$u_2 = n \cdot u_1 = \frac{n\mu u_0 R_2}{n^2 R_1 + R_2} \quad (3.67)$$

Etter dette må forsterkningen ved midlere frekvenser være gitt ved

$$A_M = \frac{u_2}{u_0} = \frac{n\mu R_2}{n^2 R_1 + R_2} \quad (3.68)$$

Spenningsforsterkningen blir positiv fordi vi ovenfor uten videre forutsette at u_2 er i fase med u_0 . I virkeligheten kan også u_2 være i motfase med u_0 . Men dette vil avhenge av hvilken vei vi snur transformatorens sekundærvikling i forhold til primærviklingen.

Etter (3.68) vil trinnets spenningsforsterkning avhenge av røret (μ og R_1), belastningsmotstanden og transformatorens oversetningsforhold. Derksom vi kunne velge R_2 fritt, ville forsterkningen bli lik μn om vi valgte R_2 lik uendelig. Imidlertid vil R_2 være gitt i praksis, og det eneste som vi kan velge fritt, er oversetningsforholdet n . Vi vil nå finne den verdien oversetningsforholdet må ha for at forsterkningen, ved gitt R_2 , skal bli størst mulig. Derivasjon med hensyn på n gir:

$$\frac{dA_M}{dn} = \mu R_2 \frac{R_2 - n^2 R_1}{(n^2 R_1 + R_2)^2} \quad (3.69)$$

Velger vi spesielt

$$R_2 = n^2 R_1 \quad \text{eller} \quad \frac{R_2}{n^2} = R_1 \quad (3.70)$$

blir $dA_M/dn = 0$ samtidig som $d^2 A_M/dn^2 < 0$ (kontroller!). Det viser at den største verdien spenningsforsterkningen kan få, er

$$A_{M\text{maks}} = \frac{\mu n R_2}{R_2 + R_2} = \frac{\mu n}{2} = \frac{\mu}{2} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \quad (3.71)$$

Etter (3.70) blir spenningsforsterkningen størst når den opptransformerte motstanden R_2/n^2 er lik rørets indre motstand R_1 , dvs. når den belastningsmotstanden generatoren "ser", er lik generatorens egen motstand. Vi

har da tilpasning. Merk at dersom $R_2 > 4R_1$, kan forsterkningen bli større enn 1.

Ved høye frekvenser kan vi ikke lenger se bort fra transformatorens spredning (L_s), og ekvivalentskjemaet blir som vist i fig. 3.19. d). Total impedans i primæraksen blir her $R_1 + R_2/n^2 - j\omega L_s$, slik at vi får

$$i_1 = \frac{\mu_0}{R_1 + R_2/n^2 + j\omega L_s} \quad (3.72)$$

$$u_2 = nu_1' = ni_1 \cdot R_2/n^2 = \frac{n\mu_0 R_2}{n^2 R_1 + R_2 + n^2 \cdot j\omega L_s} \quad (3.73)$$

Av dette finner vi umiddelbart forsterkningen

$$A_H = \frac{u_2}{u_0} = \frac{\frac{n\mu R_2}{n^2 R_1 + R_2}}{1 + \frac{j\omega L_s}{R_1 + R_2/n^2}} \quad (3.74)$$

Telleren i denne brøken er identisk med det uttrykket vi fant for A_M ovenfor. Videre kan vi forenkle nevneren vesentlig ved å føre inn hjelpestørrelsen

$$f_\phi = \frac{R_1 + R_2/n^2}{2\pi L_s} \quad (3.75)$$

Alt i alt får vi da (husk at $\omega = 2\pi f$)

$$A_H = \frac{A_M}{1 + j\frac{f}{f_\phi}} \quad (3.76)$$

Den siste formelen er nøyaktig lik formel (3.18). Det viser at forsterkningen ved høye frekvenser i en transformatorokoplet forsterker vil falle med økende frekvens på nøyaktig samme måte som i en RC-koplet forsterker. De universelle kurvene for forsterkningens tallverdi og fase som vi tegnet i fig. 3.5, gjelder derfor like godt for den transformatorokoplete forsterkeren. Den eneste forskjellen er at øvre grensefrekvens f_ϕ nå er gitt ved (3.75).

For å få høy grensefrekvens, må transformatorens spredning (L_s) være

liten. Dessuten bør rørets indre motstand R_1 være stor. Under ellers like vilkår er det derfor lettere å oppnå høy øvre grensefrekvens i pentodetrinn enn i triodetrinn.

Ved lave frekvenser må vi ta hensyn til at reaktansen i primærinduktiviteten L_p ikke er uendelig. Ekvivalentskjemaet blir da som vist i fig. 3.19. e), der vi dessuten har nyttet strømekvivalensen for røret fordi det gir enklere regning. Den admittansen som strømmen Su_0 "ser", må bli lik

$$Y = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2/n^2} + \frac{1}{j\omega L_p} = \frac{n^2 R_1 + R_2}{R_1 R_2} + \frac{1}{j\omega L_p} \quad (3.77)$$

Det gir

$$u_2 = nu_1 = n \frac{Su_0}{Y} = \frac{nSu_0}{\frac{n^2 R_1 + R_2}{R_1 R_2} + \frac{1}{j\omega L_p}} \quad (3.78)$$

Spenningsforsterkningen ved lave frekvenser blir dermed lik

$$A_L = \frac{u_2}{u_0} = \frac{\frac{n \cdot SR_1 \cdot R_2}{n^2 R_1 + R_2}}{1 + \frac{1}{j(n^2 R_1 + R_2)\omega L_p}} \quad (3.79)$$

Da $SR_1 = \mu$, er telleren i den siste brøken identisk med det uttrykket vi fant for A_M ovenfor. Videre vil vi i nevneren føre inn hjelpestørrelsen

$$f_n = \frac{R_1 R_2}{2\pi(n^2 R_1 + R_2)L_p} \quad (3.80)$$

Alt i alt får vi da

$$A_L = \frac{A_M}{1 - j\frac{f}{f_n}} \quad (3.31)$$

Den siste formelen er nøyaktig lik formel (3.33). Det viser at også forsterkningen ved lave frekvenser i en transformatorokoplet forsterker vil falle med fallende frekvens på nøyaktig samme måte som i en RC-koplet forsterker. De universelle kurvene for forsterkningens tallverdi og fase som vi

tegnet i fig. 3.5, gjelder derfor også for lave frekvenser i den transformator-koblede forsterkeren. Men nedre grensefrekvens f_n er nå gitt ved (3.80).

Om nedre grensefrekvens skal bli lav, må primærinduktiviteten L_p være stor. Som kjent betyr det at transformatoren må ha mange vindinger og eller stort kjernetverrsnitt.

I praksis vil vi alltid få visse kapasiteter i en transformator, både mellom de enkelte vindingene og mellom de to spolene. Ovenfor har vi likevel ikke tatt dette med i beregningene, fordi det ville komplisere disse betraktelig. Dessuten kan det være vanskelig, for ikke å si umulig, å beregne kapasitetenes størrelse. Men vi må likevel nevne at kapasitetene kan komme i resonans med transformatorens induktiviteter, slik at det opptrer en eller flere toppe på den øvre delen av forsterkningskurven. Disse fenomenene vil være mest utpreget dersom transformatorens sekundærside er lite belastet, dvs. dersom R_2 er stor.

Selv om beregningene ovenfor bygger på forenklete forutsetninger, viser beregningsresultatene likevel hvilke hovedkrav vi må stille til en god lavfrekvenstransformator: stor primærinduktivitet og liten spredning. Vi skal ikke komme nærmere inn på selve beregningen av transformatoren, da dette faller utenfor rammen av den framstillingen som gis her. Men som alt nevnt må vindingstallet og/eller kjernetverrsnittet være stort om L_p skal bli stor. For å få liten spredning (fast kopling, $k \approx 1$), må primær- og sekundærspolene ligge tett sammen. Best resultat får vi ved å dele primær- og sekundærspolene opp i seksjoner, som stokes om hverandre. Og for at koppertapene skal bli små, må viklingstråden selvsagt ha tilstrekkelig stort tverrsnitt. I denne forbindelse må en være oppmerksom på at primærviklingen også skal føre anode-likestrømmen.

Eksempel 3.5

I et transformator-koplet forsterkertrinn med triode er $\mu = 60$, $R_1 = 30 \text{ k}\Omega$ og $R_2 = 100 \text{ k}\Omega$. Vi antar at transformatoren har $L_p = 10 \text{ H}$ og $k = 0,98$. Vi vil finne det oversetningsforholdet transformatoren må ha om forsterkningen skal bli størst mulig, og videre beregne forsterkningen og grensefrekvensene:

$$n = \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} = \sqrt{\frac{100}{30}} = \underline{\underline{1,83}}$$

(Sekundærspolen må ha 1,83 ganger flere vindinger enn primærspolen.)

$$A_M = \frac{\mu n}{2} = \frac{60 \cdot 1,83}{2} = \underline{\underline{55}} = \underline{\underline{35 \text{ dB}}}$$

$$f_n = \frac{R_1 R_2}{2\pi(n^2 R_1 + R_2)L_p} = \frac{30000 \cdot 100000}{2\pi(3,33 \cdot 30000 + 100000)10} = \underline{\underline{240 \text{ Hz}}}$$

$$L_s = \left(\frac{1}{k^2} - 1\right)L_p = \left(\frac{1}{0,98^2} - 1\right)10 = \underline{\underline{0,4 \text{ H}}}$$

$$f_\phi = \frac{R_1 + R_2/n^2}{2\pi L_s} = \frac{30000 + 100000/3,33}{2\pi \cdot 0,4} = \underline{\underline{24000 \text{ Hz}}}$$

Oppgave 3.12.

Gjennomfør beregningen i eksemplet ovenfor når R_2 endres til a) $500 \text{ k}\Omega$ og b) $50 \text{ k}\Omega$.

Oppgave 3.13

Hva blir f_ϕ i eksemplet ovenfor om $k = 0,95$?