

INSTITUTTET FOR TELETEKNIK
DANMARKS TEKNISKE HØJSKOLE

72
F. V. Sørensen

ELEMENTÆR ELEKTRONIK DEL 3

Storsignalforstærkning

E. V. Sørensen

Emne:

Storsignalspændingsforstærkning, forspændingsteknik
effektforstærkning og termiske begrænsninger for
bipolære transistorer

Udgivet af og med tilskud fra

DEN PRIVATE INGENIØRFOND VED DANMARKS TEKNISKE HØJSKOLE

Tilføjelser og rettelser til

E. V. Sørensen: Elementær Elektronik
del 3

- p 6 1. 5 f.n. V_{EBh} erstattes af V_{BEh}
- p 8 figur 2.4.2 fornedet til højre:
 $I = g(E_B)$ erstattes af $I_B = g(E_B)$
- p 9 lign. (2.4.6) R_B erstattes af R_S
- p 13 lign. (3.1.6) der mangler et - foran v_{be}/R_B
- p 14 overskrift afsnit 3.2:
 V_{lmax} erstattes af v_{lmax}
- p 15 figur 3.2.1 den statiske arbejdslinie fastlagt ved punkterne c og b er indtegnet lidt upræcist; en korrekt tegning giver $I_{Ch} \approx 13.5 \text{ mA}$
- p 16 1. 6 f.n. tilføj et s til transistorens
- p 22 figur 3.5.1a R_C til venstre skal være R_B
- p 29 figur 3.8.2 i teksten:
dc-arbejdsliniens hældning skal være $-1/(R_C + R_E)$
- p 32 figur 3.8.4 overskrift:
tilføj et r til konstruktion
- p 35 1. 4 f.o. E'_{CC} erstattes af E'_{CCopt}
- p 69 figur 5.5.2 i ordnatpåskriften nederst til venstre:
2-tallet i nævneren erstattes af et 4-tal

Juni 1978



trykt på genbrugspapir

ISBN 87-87285-79-5
Stougaard Jensen/København
Un 04-896 c

Indholdsfortegnelse

1	Indledning	1
2	Storsignalforstærkning med bipolære transistorer	2
	2.1 Hvilepunkt. Arbejdslinie	2
	2.2 Storsignalforstærkning ved ren strømstyring	4
	2.3 Storsignalforstærkning ved ren spændingsstyring	6
	2.4 Virkningen af en modstand i serie med basis eller i serie med emitter	7
3	RC-koblede storsignal-vekselspændingsforstærkere	10
	3.1 Den RC-koblede forstærker med dc-jordet emitter	10
	3.2 Grafisk dimensionering for foreskrevne værdier af V_{Lmax} , R_L og E_{CC}	14
	3.3 Den optimale værdi af forsyningsspændingen	17
	3.4 Effektf forholdene i kollektorkredsen og deres geometriske fortolkning	19
	3.5 Hvilepunktets temperaturafhængighed	22
	3.6 Den RC-koblede forstærker med ac-jordet emitter	23
	3.7 Grafisk og analytisk bestemmelse af hvilepunktet og dets afhængighed af V_{BE} og β for et givet forstærkerkredsløb.	24
	3.8 Det fuldstændige dimensioneringsforløb illustreret ved et eksempel	28
	3.9 Dimensionering ud fra simplificerede krav	34
4	Højeffekt-udgangstrin	35
	4.1 Den transformator-koblede klasse A forstærker	36
	4.2 Den komplementære emitterkoblede klasse B modtaksforstærker	38
	4.3 Udgangseffekt, virkningsgrad og kollektortab i klasse B-forstærkere	45
	4.4 Analyse af et virkeligt klasse B forstærkertrin	48
5	Termiske begrænsninger i transistorforstærkere	59
	5.1 Maximalt transistortab som funktion af omgivelser- temperaturen	59

5.2 SOAR-specifikationer	64
5.3 Sekundært gennembrud	65
5.4 SOAR for impulseret drift	67
5.5 Termisk instabilitet i RC-koblede klasse A forstærkere .	68
5.6 Termisk run-away i den transformatorokoblede klasse A-forstærker	70
5.7 Termisk run-away i klasse B-forstærkere	73

Appendix A

Grafisk analyse af den harmoniske forvrængning

Indholdsregister

I denne del af lærebogen introduceres den bipolære transistors anvendelse som storsignalforstærker. Fremstillingen er i meget høj grad lagt an på grafiske analyse- og dimensioneringsmetoder baseret på arbejdsliniekonstruktioner. Der er også lagt vægt på at gøre rede for hvilepunktets afhængighed af den anvendte kobling og af driftstemperaturen.

Gennemgangen omfatter det fælles-emitter RC-koblede klasse A spændingsforstærkertrin, den transformatorokoblede klasse A udgangsforstærker og den komplementære emitterfølgerkoblede klasse B udgangsforstærker. Endelig er der medtaget et kapitel om køling, temperaturberegning og termisk instabilitet.

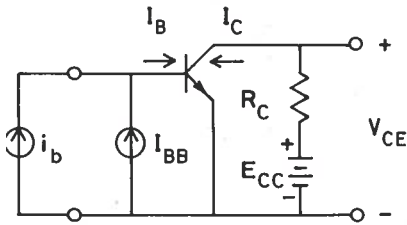


Fig. 2.1

Fig. 2.1 viser et simplificeret diagram af et NPN fælles-emitter forstærkertrin. I_{BB} er en jævnstrømskilde, der forsyner transistoren med den nødvendige basishvilestrøm $I_{Bh} = I_{BB}$. E_{CC} er en jævnspændingskilde, der via kollektorbelastningsmodstanden R_C forsyner transistoren med kollektorstrøm. $i_b(t)$ er en strømgenerator

præsenterende det signal, der ønskes forstærket. I_B , I_C og V_{CE} er de tole øjebliksværdier af henholdsvis basisstrøm, kollektorstrøm og kollektorænding. Hver af disse øjebliksværdier kan opfattes som summen af hvileværdien og signalværdien:

$$\left. \begin{aligned} I_B(t) &= I_{Bh} + i_b(t) \\ I_C(t) &= I_{Ch} + i_c(t) \\ V_{CE}(t) &= V_{CEh} + v_{ce}(t) \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

En nødvendig (men ikke tilstrækkelig) betingelse for at forstærkeren fungerer hensigtsmæssig er, at $|i_b(t)|$ til enhver tid er mindre end I_{Bh} . Hvis $|i_b(t)|$ til visse tider nærmer sig værdien af I_{Bh} er der tale om orsignalforstærkning, og man er da på grund af de ulineære transistorrakteristikker henvist til grafisk analyse, selv om der tilstræbes en nær forstærkning. Det er denne teknik, der tages op i dette kapitel. Hvis $|i_b(t)|$ derimod meget lille i forhold til I_{Bh} , taler man om småsignalforstærkning, og man kan da ved linearisering af transistorens egenskaber omegnen af hvilepunktet udvikle en lineær småsignalmodel, der kan lægges til grund for en kvantitativ analyse af forstærkeren. Denne teknik behandles i del IV af lærebogen.

1 Hvilepunkt. Arbejdslinie

For den forenkledte kobling på fig. 2.1 er basishvilestrømmen I_{Bh} givet: $I_{Bh} = I_{BB}$. Til bestemmelse af de to andre hvilepunktsstørrelser: I_{Ch} og

V_{CEh} behøves to indbyrdes uafhængige bånd imellem disse. Det ene af disse bånd er den lineære relation, der fremkommer ved anvendelse af Kirchhoffs spændingslov på kollektorkredsen:

$$I_C = \frac{E_{CC} - V_{CE}}{R_C} \quad (2.1.1)$$

Det andet bånd er den ulineære forbindelse, transistoren selv giver imellem I_C , V_{CE} og I_B :

$$I_C = f(V_{CE}, I_B) \quad (2.1.2)$$

og som finder udtryk i transistorens udgangskaracteristikfelt.

Idet (2.1.1) fremstiller en ret linie i $I_C - V_{CE}$ planen, kan man ved at indlægge denne linie i udgangskaracteristikfeltet bestemme hvilepunktet som skæringspunktet imellem linien og kollektorkaracteristikken svarende til $I_B = I_{Bh}$. På fig. 2.2.1 er konstruktionen vist i et typisk udgangs-

karacteristikfelt og for værdierne: $E_{CC} = 9 \text{ V}$, $I_{Bh} = 80 \text{ } \mu\text{A}$ og $R_C = 1 \text{ k}\Omega$.

Hvilepunktet er punktet h. Der aflæses: $I_{Ch} = 4.8 \text{ mA}$, $V_{CEh} = 4.2 \text{ Volt}$.

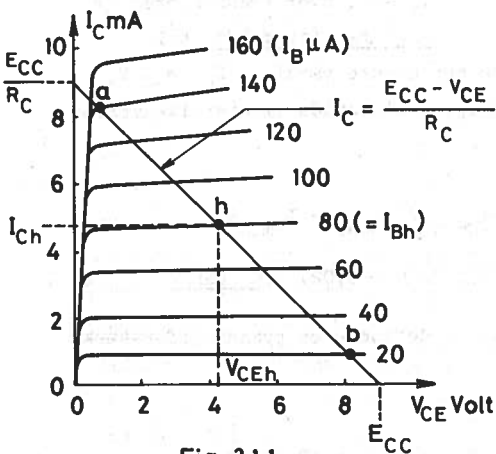


Fig. 2.1.1

Den rette linie kaldes arbejdslinien, fordi ethvert sæt af de sammenhørende øjebliksværdier (V_{CE}, I_C) er bundet til denne linie.

Øjeblikstilstandens placering på arbejdslinien er bestemt af basisstrømmens signalkomponent i_b . For $i_b(t) = +60 \text{ } \mu\text{A}$ er $I_B = I_{Bh} + i_b = 140 \text{ } \mu\text{A}$. Hertil svarer på arbejdslinien punktet :

for hvilket $V_{CE} = 0.8 \text{ Volt}$ og $I_C = 8.2 \text{ mA}$. For $i_b(t) = -60 \text{ } \mu\text{A}$ ($I_B = 20 \text{ } \mu\text{A}$) befinder transistoren sig i punktet b, for hvilket $V_{CE} = 8.1 \text{ Volt}$ og $I_C = 0.9$

Arbejdslinien er således nøglen til bestemmelse af:

1. Hvilepunktets beliggenhed.
2. Sammenhørende øjebliksværdier af $V_{CE}(t)$, $I_C(t)$ og det påtrykte signal $i_b(t)$.

2 Storsignalforstærkning ved ren strømstyring

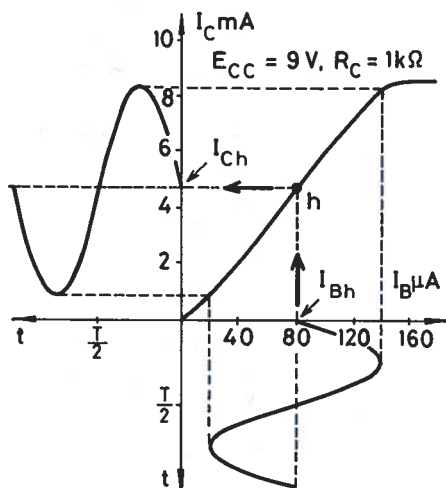


Fig. 2.21

Afbilder man ved hjælp af fig. 2.1.1 kollektorstrømmen som funktion af basisstrømmen i punkter på arbejdslinien, fremkommer den på fig. 2.2.1 (første kvadrant) viste dynamiske strømoverføringskarakteristik. Ved hjælp af denne kan man - for et givet tidsforløb af basisstrømmen (fjerde kvadrant) - punkt for punkt konstruere tidsforløbet af kollektorstrømmen (anden kvadrant).

Det ses, at overføringskarakteristikken er nogenlunde lineær over hele området fra $I_B = 0$, hvor transistoren er afskåret (strømløs) til

$\approx 150 \mu\text{A}$, hvor transistoren - for de her nævnte værdier: $E_{CC} = 9 \text{ V}$, $R_C = 1 \text{ k}\Omega$ - går i mætning. Baseret på spids-til-spids værdier fås strømstærkningen:

$$A_i = (I_{C_{\max}} - I_{C_{\min}}) / (I_{B_{\max}} - I_{B_{\min}}) \\ = (8.2 - 0.9) / (0.14 - 0.02) = \underline{61 \text{ gange}} \quad (2.2.1)$$

Man kunne nu på samme måde forsøge at definere en spændingsforstærkning.

For V_{CE} haves:

$$\left. \begin{aligned} V_{CE_{\max}} &= E_{CC} - R_C I_{C_{\min}} = 9 - 1 \cdot 0.9 = 8.1 \text{ V} \\ V_{CE_{\min}} &= E_{CC} - R_C I_{C_{\max}} = 9 - 1 \cdot 8.2 = 0.8 \text{ V} \end{aligned} \right\} \quad (2.2.2)$$

Forløbet af V_{BE} konstrueres som vist på fig. 2.2.2 ud fra det givne forløb af I_B og transistorforstærkerens dynamiske indgangskarakteristik.

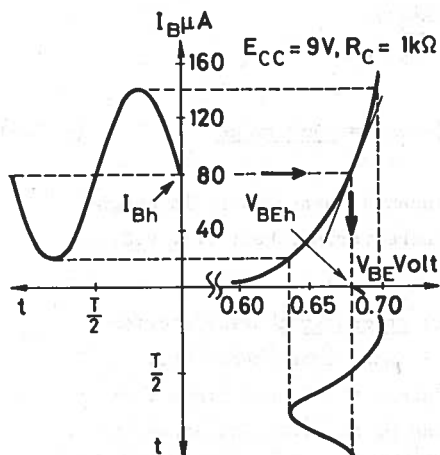


Fig. 2.22

ville følgelig blive

$$\begin{aligned}
 "A_v" &= (V_{CEmax} - V_{CEmin}) / (V_{BEmin} - V_{BEmax}) \\
 &= (8.1 - 0.8) / (0.636 - 0.700) = \underline{-114 \text{ gange}} \quad (2.2)
 \end{aligned}$$

hvor minustegnet hidrører fra, at V_{CE} og V_{BE} varierer i modfase.

Det problematiske i denne forstærkningsdefinition er naturligvis, at tidsforløbet for V_{BE} , som det ses, er kraftigt forvrænget på grund af den stærkt ulineære indgangskaraktistik, hvorimod tidsforløbet for I_C og dermed for V_{CE} som tidligere omtalt følger den givne basisstyrerstrøm nogenlunde uforvrænget. Det er følgeligt meningsløst at tale om spændingsforstærkning, når udstyringen er så kraftig som her.

Gør man amplituden af i_b så lille (her mindre end ca. $20\mu A$), at man kan negligere indgangsforvrængningen, haves derimod:

$$dV_{BE} = \left. \frac{\partial V_{BE}}{\partial I_B} \right|_h \cdot dI_B \quad (2.2)$$

$$dV_{CE} = -R_C dI_C$$

hvoraf:

Denne karakteristik, der er vist i første kvadrant med stærkt ekspanderet V_{BE} -akse, afhænger på grund af basisbreddemodulationen svagt af E_{CC} og R_C , hvorfor værdierne af disse er angivne. (I praksis kan man dog ofte se bort fra dette og benytte en indgangskaraktistik fra databladene svarende til en fast, men ikke for lille værdi af V_{CE}).

Af konstruktionen følger, at V_{BEmax} (svarende til V_{CEmin}) er 700 mV medens V_{BEmin} (svarende til V_{CEmax}) er 636 mV, og "spændingsforstærkningen" baseret på spids-til-spids værdier

$$A_v = \frac{dV_{CE}}{dV_{BE}} = -R_C \cdot \left. \frac{\partial I_B}{\partial V_{BE}} \right|_h \cdot \left. \frac{\partial I_C}{\partial I_B} \right|_h$$

$$= -10^3 \cdot (26 \cdot 10^{-4}) \cdot (65) = \underline{\underline{-169 \text{ gange}}} \quad (2.2.5)$$

anden og tredje faktor er tangenthældningen af henholdsvis indgangs- og udgangs-karakteristikken: fig. 2.2.2 og overføringskarakteristikken: fig. 2.2.1 i hvilepunktet.

De hidtidige betragtninger viser, at et strømstyret transistorforsterkertrin som det på fig. 2.1 har udmærkede storsignalegenskaber. I_C varierer i fase med i_b og V_{CE} varierer i modfase med i_b med ringe forvrængning over hele området imellem afskæring og mætning. Indgangsspændingen udviser stor forvrængning, men det har ingen betydning, da det er udgangsstrømmen, der bærer signalet.

3 Storsignalforstærkning ved ren spændingsstyring

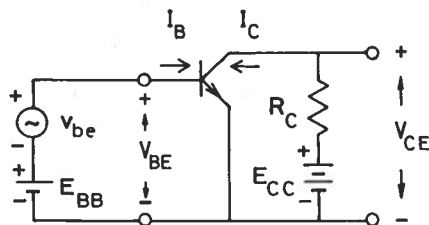


Fig. 2.3.1

Fig. 2.3.1 viser et simplificeret diagram af et spændingsstyret fælles-emitter forsterkertrin med en NPN transistor. Jævnspændingskilden E_{BB} bestemmer her basishvilespændingen: $V_{BEh} = E_{BB}$, medens signalet er repræsenteret ved den tidsafhængige spændingsgenerator $v_{be}(t)$. Det forudsættes,

den totale basisspænding: $V_{BE} = V_{BEh} + v_{be}$ ikke på noget tidspunkt kan gøre transistoren strømløs eller bringe den i mætning.

Antages det, at udgangskaraktistikfeltet, R_C og E_{CC} er uændrede, er også indgangskaraktistikken og overføringskarakteristikken uændrede. For at sammenligne med forholdene ved ren strømstyring indrettes $V_{BEh} = E_{BB}$ og amplituden af den sinusformede styrespænding v_{be} således, at I_{Cmax} og I_{Cmin} bliver de samme som før. Hertil kræves ifølge konstruktionen vist på fig. 2.3.2:

$$V_{BEh} = 668 \text{ mV}; v_{bemax} = 32 \text{ mV}.$$

Det fremgår af figuren, at kollektorstrømmens kurveform er stærkt for-

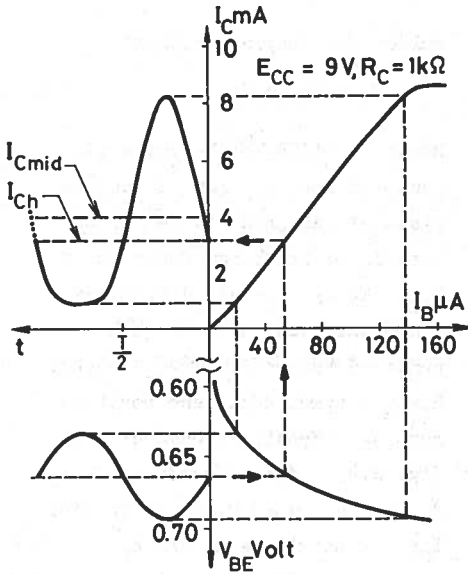


Fig. 2.3.2

signalforstærkning bør man derfor tilstræbe en passende grad af strømstyring, dvs. ikke for lav signalgeneratorimpedans.

vrænget, hvilket bl.a. manifesterer sig ved at kollektorstrømmens dc-komponent: I_{Cmid} nu afviger betragteligt fra hvileværdien I_{Ch} . Det er ligeledes evident at hovedparten af forvrængningen hidrører fra indgangskaraktistikken. Af behandlingen af indgangskaraktistikfeltet del II, afsnit 3.1 fremgår, at signalamplituden - ligegyldigt hvilken transistor der anvendes - ikke må overstige ca. 10 mV (væsentlig mindre end $V_t = 26$ mV), hvis man skal undgå kraftig forvrængning ved ren spændingsstyring. Ved stor-

2.4 Virkningen af en modstand i serie med basis eller i serie med emitter

I de fleste tilfælde er der tale om en mellemting imellem ren strømstyring og ren spændingsstyring, dvs. impedansen i det ydre kredsløb, der driver basis-emitter dioden, er hverken uendelig stor eller nul.

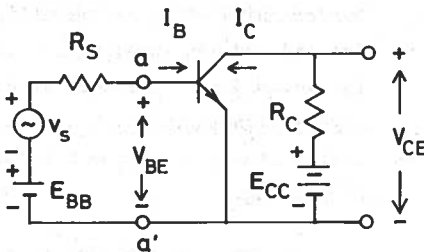


Fig. 2.4.1

Et simplificeret kredsløb af denne art er vist på fig. 2.4.1. v_s og R_S repræsenterer signalgeneratorens elektromotoriske kraft og indre modstand.

Idet E_B betegner den totale tomgangsspænding

på generatorklemmerne a-a':

$$E_B(t) = E_{BB} + v_s(t) \quad (2.4.)$$

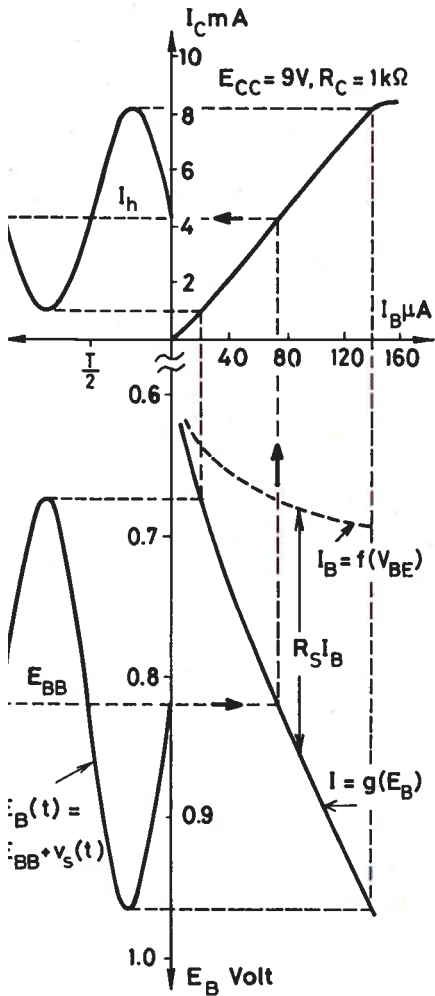


Fig. 2.4.2

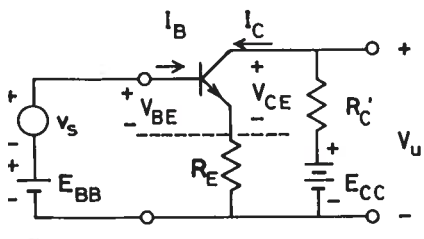


Fig. 2.4.3

gælder for indgangskredsen:

$$E_B = R_S I_B + V_{BE} \quad (2.4.2)$$

Denne relation kan benyttes til punktvis konstruktion af den grafiske afhængighed imellem E_B og I_B , idet I_B er kendt som funktion af V_{BE} . Kurven $I_B = g(E_B)$ fremkommer simpelthen ved at forskyde hvert punkt på kurven $I_B = f(V_{BE})$ stykket $R_S \cdot I_B$ i spændingsaksens positive retning. Konstruktionen er vist på fig. 2.4.2 (fjerde kvadrant). Figuren som helhed viser, hvorledes $I_C(t)$ konstrueres ud fra $E_B(t)$. Der er anvendt samme data for kollektorkredsen som hidtil: $E_{CC}=9V$; $R_C=1k\Omega$.

For basiskredsen er anvendt $R_S=2k\Omega$, $E_{BB}=0.82V$ og $v_{smax}=0.145V$. De to sidstnævnte værdier er tilpasset således, at I_{Cmin} og I_{Cmax} bliver de samme som før.

Det ses, at R_S har en kraftig lineariserende virkning på den ulineære indgangskaraktistik, og at forvrængning af I_C er væsentlig mindre end ved ren spændingsstyring. Til gengæld må amplituden af den påtrykte signalspænding v_s gøres betydeligt større for samme kollektorstrømsving.

På fig. 2.4.3 er den store modstand R_S i serie med basis erstattet med en lille modstand R_E i serie med emitteren. Her gælder for indgangskredsen:

$$E_B = E_{BB} + v_s = R_E(I_B + I_C) + V_{BE} \quad (2.4.)$$

Da I_C jo er nogenlunde proportional med I_B : $I_C \approx A_1 I_B$ (hvor A_1 er midelhældningen af overføringskarakteristikken), kan denne relation også skrives:

$$E_B = R_E(1 + A_1)I_B + V_{BE} \quad (2.4.)$$

der bliver identisk med (2.4.2), hvis man sætter $R_E = R_S/(1+A_1)$. Heraf følger, at den grafiske sammenhæng imellem E_B og I_B kan bestemmes på samme måde som i fig. 2.4.2, fjerde kvadrant, idet man blot erstatter spændingstillægget $R_S I_B$ med $R_E(1+A_1)I_B$, dvs. R_S med $(1+A_1)R_E$.

For kollektorkredsen på fig. 2.4.3 gælder, forudsat $A_1 \gg 1$, at

$$I_C \approx \frac{E_{CC} - V_{CE}}{R'_C + R_E} \quad (2.4.)$$

der i kollektorkarakteristikfeltet fremstiller en arbejdslinie med hældningen: $-1/(R'_C + R_E)$ og gående igennem punktet $V_{CE} = E_{CC}$ på V_{CE} -aksen. Sættes $(R'_C + R_E)$ og R_E på fig. 2.4.3 lig med henholdsvis R_C og $R_S/(1+A_1)$, hvor R_C og R_S refererer til fig. 2.4.1, og anvendes der samme transistor, samme forsyningsspændinger: E_{CC} og E_{BB} samt samme signalspænding v_s , dækker hele konstruktionen på fig. 2.4.2 også bestemmelsen af I_C for kredsløbet på fig. 2.4.3. Idet A_1 ifølge (2.2.1) er 61 gange, $R_C = 1\text{k}\Omega$ og $R_S = 2\text{k}\Omega$, bliver de nødvendige værdier af R_E og R'_C :

$$R_E = R_B/(1 + A_1) = 2000/62 = 32 \Omega \quad (2.4.)$$

$$R'_C = R_C - R_E = 1000 - 32 = 968 \Omega \quad (2.4.)$$

Det bemærkes, at medens man under disse betingelser har samme kollektorstrøm i de to kredsløb, er udgangsspændingerne lidt forskellige. På fig. 2.4.1 bliver den:

$$V_{CE} = E_{CC} - R_C I_C \quad (2.4.)$$

og på fig. 2.4.3 bliver den:

$$V_u = E_{CC} - R'_C I_C \quad (2.4.)$$

Meget ofte udviser $I_C - I_B$ karakteristikkene en mere udpræget negativ krumning ($d^2 I_C / dI_B^2 < 0$) end i det gennemgående eksempel ovenfor, svarende til at kollektorkarakteristikkerne ligger tættere ved hinanden på den øvre del af arbejdslinien end på den nedre. Samtidig fremgår det af fig. 2.4.2

Et $I_B - E_B$ karakteristikkens udviser en positiv krumning, der er svagere jo større R_S (eller $R_E \cdot (1 + A_1)$) er. Dette forhold antyder, at man ved passende valg af R_S eller R_E kan opnå, at forvrængningen i basiskredsen i det væsentlige ophæves af forvrængningen i kollektorkredsen, hvorved kollektorstrømmens kurveform bliver endnu mere korrekt end ved ren strømstyring. Dette forhold kan let verificeres eksperimentielt. En mere præcis grafisk aflysning af begrebet ulinear forvrængning er i øvrigt givet i appendix A.

RC-koblede storsignal-vekselspændingsforstærkere

I de hidtil undersøgte noget urealistiske koblinger er der ikke adskillelse imellem signaldelen og hviledelen af strømme og spændinger på forstærkerens indgang og udgang. Hvis indgangssignalet er en ren vekselstrøm, dvs. en spænding eller en strøm med tidsmiddelværdien 0, og der kan ses bort fra ulinear forvrængning, kan man adskille de to komponenter ved hjælp af kondensatorer og modstande. Dette kapitel beskriver de to mest almindelige RC-koblede fælles-emitter forstærkergrundtrin, idet der redegøres for virkemåde, storsignalegenskaber og forspændingsproblemer.

3.1 Den RC-koblede forstærker med dc-jordet emitter

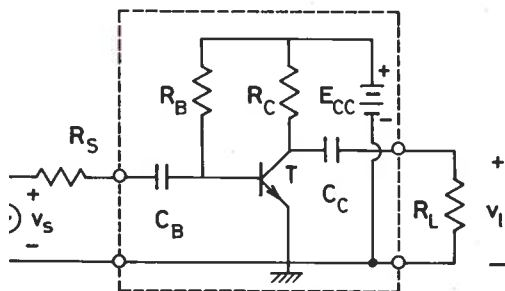


Fig. 3.11

Figur 3.1.1 viser det simpleste RC-koblede fælles-emitter forstærkertrin. R_S og v_s karakteriserer signalgeneratoren. R_L er den ydre belastningsmodstand, hvorover den forstærkede udgangsspænding v_1 optræder. Transistoren forsynes med basis- og kollektorhvilestrøm fra den samme spændingsforsyning: E_{CC} , idet R_B og R_C sammen med transistoren bestemmer størrelsen af I_{Bh} og I_{Ch} .

Koblingskondensatorerne C_B og C_C har til formål at isolere ac-generatoren v_s og belastningen R_L fra dc-komponenten af spændingen på henholdsvis basis og kollektor, men de må på den anden side ikke frembyde nogen væsentlig impedans derfor signalstrømmene. Det antages derfor, at C_B og C_C er så store,

at deres ladninger ikke kan nå at ændre sig mærkbart indenfor signalets grundperiode, eller - anderledes udtrykt - at spændingerne over dem tilnærmelsesvis kan betragtes som konstante (og lig med henholdsvis V_{BEh} og V_{CEh}).

En analyse af lineære forstærkertrin begynder altid med en bestemmelse af hviletilstanden, hvilket i det foreliggende tilfælde vil sige hvilestrømrelserne I_{Bh} , I_{Ch} og V_{CEh} . Disse kan findes ved hjælp af det på fig. 3.1.2 viste dc-ækvivalensdiagram, der fremkommer af det oprindelige diagram ved fjernelse af koblingskondensatorerne, generatoren og belastningen, idet de to sidstnævnte jo i dc-mæssig henseende er totalt isolerede fra forstærkeren.

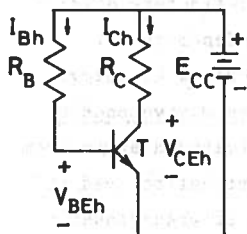


Fig. 3.1.2

For basisstrømmen gælder ifølge fig. 3.1.2:

$$I_B = \frac{E_{CC} - V_{BE}}{R_B} \quad (3.1)$$

der i forbindelse med transistorens indgangskarakteristik $I_B = f(V_{BE})$ bestemmer I_{Bh} som vist ved arbejdslinekonstruktionen på fig. 3.1.3.

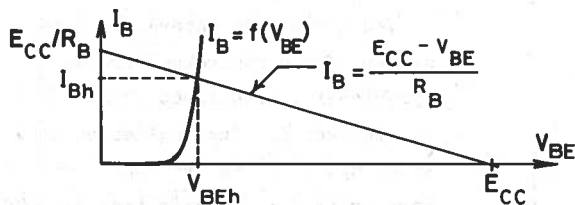


Fig. 3.1.3

I praksis er E_{CC} altid meget stor i forhold til V_{BEh} , og da dertil kommer, at basisstrømmen ifølge indgangskarakteristikken vokser meget stejlt op indenfor et snævert spændingsområde, er det ved hvilepunktsbestemmelsen tilstrækkeligt nøjagtigt at tilnærm

indgangskarakteristikken med en retvinklet knækcurve som vist på fig. 3.1.4.

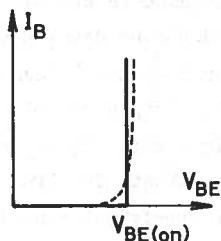


Fig. 3.1.4

Knækspændingen $|V_{BE(on)}|$ er 0.6-0.7 Volt for alle løveffekt siliciumtransistorer og 0.2-0.3 Volt for alle løveffekt germaniumtransistorer ved stuetemperatur, og reduceres med ca. 2 mV pr. grad temperaturstigning i denne omegn.

Med denne simplificiation kan man helt undgå den grafiske konstruktion og med god tilnærmelse bestemme I_{Bh} af:

$$I_{Bh} \approx \frac{E_{CC} - V_{BE(on)}}{R_B} \quad (3.1.2)$$

Til bestemmelse af I_{Ch} og V_{CEh} har man ifølge fig. 3.1.2 relationen:

$$I_C = \frac{E_{CC} - V_{CE}}{R_C} \quad (3.1.3)$$

er i $I_C - V_{CE}$ planen fremstiller den statiske arbejdslinie, eller dc-arbejdslinien. Skæringspunktet imellem denne linie og kollektorkarakteristikken svarende til den ovenfor bestemte basishvilestrøm definerer hvilepunktet: (V_{CEh}, I_{Ch}) , se fig. 3.1.5. Hermed er hviletilstanden bestemt. Ac-

forholdene kan hernæst klarlægges ved hjælp af et ac-ækvivalensdiagram. Dette ækvivalensdiagram fremkommer af det oprindelige, ved at man erstatter koblingskondensatorerne C_B og C_C samt dc-spændingsforsyningen E_{CC} med kortslutninger, se fig. 3.1.6. Diagrammet forklares som følger:

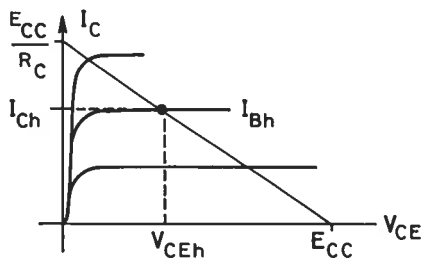


Fig. 3.1.5

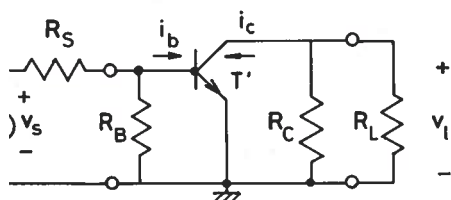


Fig. 3.1.6

Ved ac-analyse interesserer man sig kun for signalvekselstrømme og spændinger i kredsløbet. Spændingsforsyningen E_{CC} opretholder en konstant spænding imellem sine terminaler, og da der følgelig ikke kan eksistere nogen ac-spænding over den, repræsenterer den i ac-mæssig henseende en kortslutning. Kondensatorerne er pr antagelse så store, at ac-spændingsfaldet over dem kan neg-

igeres, og disse repræsenterer derfor også kortslutninger i ac-mæssig henseende. Diagrammet udtrykker derfor udelukkende sammenhængen imellem signalvekselstrømme og spændinger. (Den hypotetiske "transistor" T' har karakteristikk, der svarer til den virkelige transistor T på nær, at det nu er hvilepunktet, der fungerer som begyndelsespunkt, således at aksebetegnelserne beskriver afvigelserne fra hvilepunktet, d.v.s. signalændringerne).

Af fig. 3.1.6 fremgår, at

$$i_c = - \left(\frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_L} \right) v_1 \tag{3.1.4}$$

der også kan skrives:

$$I_C - I_{Ch} = - \left(\frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_L} \right) (V_{CE} - V_{CEh}) \tag{3.1.5}$$

I $I_C - V_{CE}$ planen fremstiller denne relation den dynamiske arbejdslinie eller ac-arbejdslinien. Fig. 3.1.7 viser dc- og ac-arbejdslinierne i transistorens udgangskaraktistikfelt. De to linier skærer hinanden i hvile-

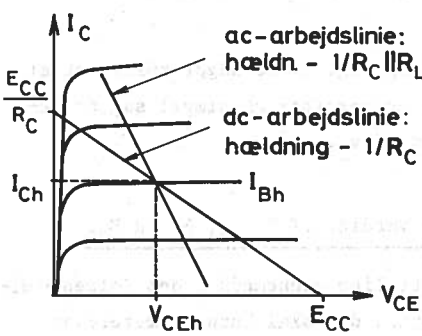


Fig. 3.1.7

punktet. Transistorens hviletilstand er bundet til den statiske arbejdslinie og dens signaltilstand til den dynamiske arbejdslinie. Hvis hvilepunktet af en eller anden grund forskubbes på den statiske arbejdslinie, følger den dynamiske arbejdslinie med i form af en parallelforskydning.

Til bestemmelse af basisvekselstrømmen og dermed udstyrsområdet på den dynamiske arbejds-

linie opskrives Kirchhoffs strømlov for basisknudepunktet på ac-diagrammet:

$$i_b = \frac{v_s - v_{be}}{R_S} - \frac{v_{be}}{R_B} \tag{3.1.6}$$

eller

$$i_b = - \left(\frac{1}{R_S} + \frac{1}{R_B} \right) v_{be} + \frac{1}{R_S} v_s \tag{3.1.7}$$

der igen kan udtrykkes i de totale størrelser:

$$I_B - I_{Bh} = - \left(\frac{1}{R_S} + \frac{1}{R_B} \right) (V_{BE} - V_{BEh}) + \frac{1}{R_S} v_s \tag{3.1.8}$$

Denne relation fremstiller i $I_B - V_{BE}$ planen en dynamisk arbejdslinie med hældningen $-1/R_S \parallel R_B$, der for $v_s = 0$ går igennem hvilepunktet (V_{BEh}, I_{Bh}) , men i øvrigt parallelforskydes op og ned med beløbet v_s/R_S . Den grafiske

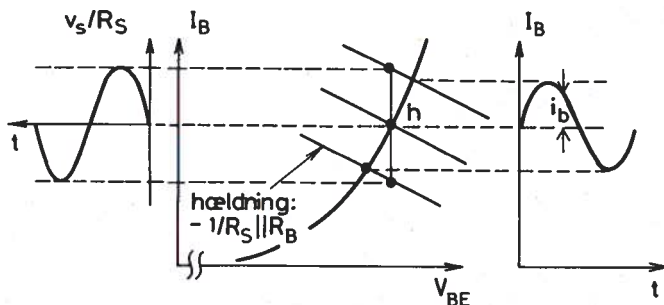


Fig. 3.1.8

konstruktion af i_b ud fra v_s , eller rettere generatorens kortslutningsstrøm: v_s/R_S , er vist på fig. 3.1.8.

De grafiske konstruktioner fig. 3.1.7 og fig. 3.1.8 udgør kærnepunktet i analysen af storsignalforstærkeren. Det er herefter en simpel sag at bestemme tidsforløbene af I_C og V_{CE} og dermed af v_1 .

2 Grafisk dimensionering for foreskrevne værdier af V_{lmax} , R_L og E_{CC}

Som eksempel på en realistisk problemstilling gennemgås i det følgende dimensioneringen af et storsignalforstærkertrin, der skal kunne præstere en maksimal amplitude v_{lmax} på 5 volt over en belastningsmodstand R_L på 1000 Ω , hvis transistoren er givet, forsyningspændingen E_{CC} er 15 V, og forsyningspotensien P_{CC} skal være mindst mulig. Der ønskes endvidere en bestemmelse af den nødvendige maximale tomgangsspænding v_{smax} fra signalgeneratoren, hvis R_S er 5000 Ω .

Med et forstærkertrin af den ovenfor betragtede type (se fig. 3.1.1) gælder følgende formalia som følger:

bet: $v_{lmax} = 5$ V; $R_L = 1000$ Ω ; $R_S = 5000$ Ω ; $E_{CC} = 15$ V samt transistorens karakteristiske kurveblade

find: a) V_{CEh} , I_{Ch} og dermed R_B samt R_C således at P_{CC} bliver minimal

b) v_{smax}

Svarene på punkt a) kan bestemmes under ét ved den grafiske konstruktion i udgangskaraktistikfeltet, der er vist på fig. 3.2.1.

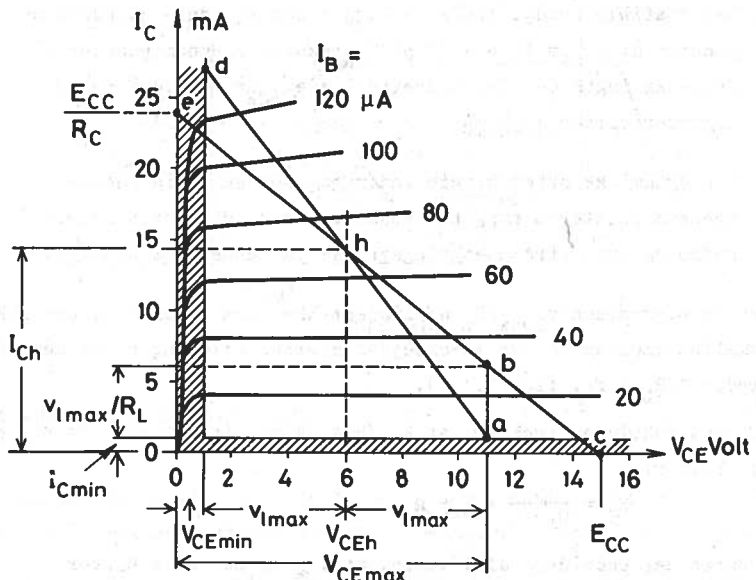


Fig. 3.2.1

Idet man begynder med et ubeskrevet karakteristikfelt, består konstruktionen af følgende trin:

1. For at undgå måtningsforvrængning i kollektorkredsen ved lille kollektorspænding samt afskæringsforvrængning i basiskredsen ved lille kollektorstrøm betragtes de to skraverede zoner definerede ved $V_{CE} < 1$ Volt og $I_C < ca. i_{lmax}/5 = 1$ mA som forbudte områder for transistorens øjeblikstilstand. Dette definerer $V_{CEmin} = 1$ V og $I_{Cmin} = 1$ mA.

2. Det nedre endepunkt a af den dynamiske arbejdslinie kan nu fastlægges, idet den hertil svarende abscisse er:

$$V_{CEmax} = V_{CEmin} + 2v_{lmax} = 1 + 2 \cdot 5 = 11 \text{ Volt} \tag{3.2.1}$$

Om hvilepunktet ved man da allerede, at det ligger på den lodrette linie defineret ved:

$$V_{CE} = V_{CEh} = V_{CEmin} + v_{lmax} = 1 + 5 = \underline{\underline{6 \text{ Volt}}} \tag{3.2.2}$$

3. Punktet b i afstanden $v_{lmax}/R_L = 5$ mA lodret over punktet a lokaliseres

4. Den statiske arbejdslinie indlægges som en linie gående fra punktet c: ($V_{CE} = E_{CC} = 15$ V på V_{CE} -aksen) igennem punktet b. Dens skæring h med den lodrette linie $V_{CE} = V_{CEh}$ definerer I_{Ch} , der bliver 14.4 mA
5. Den dynamiske arbejdslinie indlægges som en linie gående igennem punkterne a og h. Punkterne a og d er henholdsvis nedre og øvre strømudstyringsgrænse på denne arbejdslinie.

Det er størrelsen v_{lmax}/R_L af liniestykket b-a i punkt 3, der sikrer, at forskellen imellem dc- og ac-arbejdsliniernes hældninger får den rigtige værdi: $1/R_L$ (jfr. fig. 3.1.7).

Af konstruktionen fremgår, at $E_{CC}/R_C = 24$ mA (punkt e). Da E_{CC} er 5 Volt, bliver:

$$R_C = \frac{15}{0.024} = \underline{\underline{625 \Omega}} \quad (3.2.3)$$

Skønnes det endvidere af figuren, at I_{Bh} er ca. $68 \mu A$ bliver

$$R_B = \frac{E_{CC} - V_{BE(on)}}{I_{Bh}} = \frac{15 - 0.6}{68 \cdot 10^{-6}} = \underline{\underline{212 \cdot 10^3 \Omega}} \quad (3.2.4)$$

Ved ren sinusformet udstyring er kollektorstrømmens middelværdi identisk med hvileværdien I_{Ch} , og forsyningseffekten P_{CC} derfor lig med $I_{Ch} \cdot E_{CC} = 14.4 \cdot 15 = 216$ mW.† Det følger af konstruktionen at P_{CC} - sådan som problemet er formuleret: (R_L , v_l og E_{CC} givet) - er minimal, idet en lavere værdi af P_{CC} kun kunne realiseres med en lavere værdi af I_{Ch} , men for at opnå dette, måtte mindst en af udstyringsgrænserne V_{CEmin} eller I_{Cmin} gøres mindre.

Ved skønnet af v_{smax} anslås det totale basisstrømsving $\Delta I_B = I_{Bmax} - I_{Bmin}$ til $135 \mu A$ (punkt a: $5 \mu A$; punkt d: $140 \mu A$). Betragtes transitorens indgangskaraktistik, se fig. 3.2.2, fremgår det, at det tilsvarende basispændingssving ΔV_{BE} er ca. 0.1 Volt.

Til ΔV_{BE} svarer en strømændring i R_B på $\Delta V_{BE}/R_B \approx 0.1/2 \cdot 10^5 = 0.5 \mu A$. Da denne strømændring er forsvindende lille i forhold til ΔI_B , kan man nægtere den, hvilket betyder, at strømændringen i R_S sættes lig med ΔI_B .

Heri er ikke medtaget effekten der afsættes i R_B , idet dette bidrag er forsvindende lille.

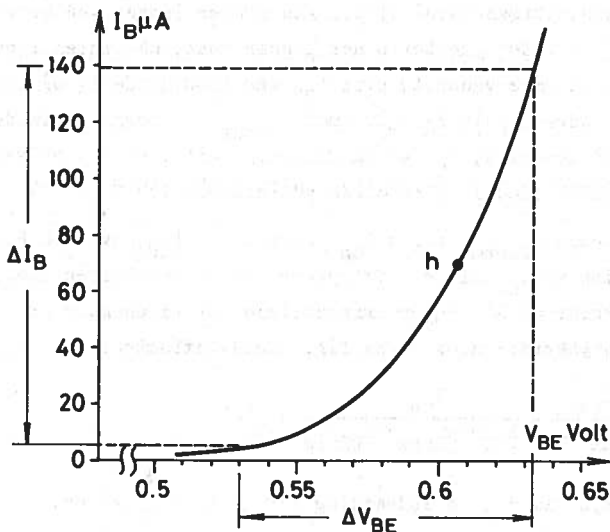


Fig. 3.2.2

For spids-til-spids variationen af signalspændingen v_s må da gælde:

$$\Delta v_s = R_S \Delta I_B + \Delta V_{BE} = (5 \cdot 10^3)(135 \cdot 10^{-6}) + 0.1 = 0.775 \text{ Volt}$$

Da $R_S \Delta I_B$ er næsten syv gange større end ΔV_{BE} , bevirker R_S en kraftig udjævning af den ulineære indgangsforvrængning. v_s og i_b er derfor meget nær proportionale. Amplituden $v_{s\max} \approx \Delta v_s / 2 = \underline{\underline{0.39 \text{ V}}}$.

3.3 Den optimale værdi af forsyningsspændingen

Dimensioneringen ovenfor førte til et forstærkertrin, der kunne afgive en maximal sinuseffekt $P_L = (v_{l\max})^2 / 2R_L$ på 12.5 mW ($v_{l\max} = 5 \text{ V}$; $R_L = 1000 \Omega$), idet den nødvendige forsynings-effekt $P_{CC} = I_{Ch} \cdot E_{CC}$ var 216 mW. Forholdet $P_{CC}/P_L = 17.2$ var det mindst mulige for de givne værdier af $v_{l\max}$, R_L og E_{CC} og med de valgte udstyringsgrænser $V_{CE\min}$ og $I_{C\min}$.

Undlader man at forudspecifcere E_{CC} , er det imidlertid muligt at finde en værdi af E_{CC} , der yderligere minimaliserer forholdet P_{CC}/P_L .

At en således optimal værdi af E_{CC} eksisterer indses ved betragtning af fig. 3.2.1. Idet punktet b her ligger fast, må linien igennem b nærme sig til at være vandret, hvis E_{CC} går imod uendelig og nærme sig til at være lodret, hvis E_{CC} går imod V_{CEmax} . I begge tilfælde går $P_{CC} = E_{CC} \cdot I_{Ch}$ imod uendelig, og man må følgelig vente, at P_{CC} bliver minimal et eller andet sted imellem disse ydergrænser for E_{CC} .

For at bestemme E_{CCopt} søges I_{Ch} udtrykt ved E_{CC} , hvorved P_{CC} bliver en funktion af E_{CC} alene. Udtrykker man at forskellen imellem de numeriske værdier af ac- og dc-arbejdsliniernes hældninger er $1/R_L$ sås, idet liniestykkerne ha og hc på fig. 3.2.1 betragtes:

$$\frac{I_{Ch} - I_{Cmin}}{v_{lmax}} - \frac{I_{Ch}}{E_{CC} - v_{lmax} - V_{CEmin}} = \frac{1}{R_L} \quad (3.3.1)$$

Øsning med hensyn til I_{Ch} og indsætning i $P_{CC} = E_{CC} \cdot I_{Ch}$ giver:

$$P_{CC} = \left(\frac{v_{lmax}}{R_L} + I_{Cmin} \right) \frac{E_{CC}(E_{CC} - v_{lmax} - V_{CEmin})}{E_{CC} - 2v_{lmax} - V_{CEmin}} \quad (3.3.2)$$

Ved udregning finder man, at dP_{CC}/dE_{CC} bliver nul for:

$$E_{CC}^2 - 2(2v_{lmax} + V_{CEmin})E_{CC} + (v_{lmax} + V_{CEmin})(2v_{lmax} + V_{CEmin}) = 0 \quad (3.3.3)$$

eller mere overskueligt:

$$E_{CC}^2 - 2V_{CEmax}E_{CC} + V_{CEh}V_{CEmax} = 0 \quad (3.3.4)$$

Idet E_{CC} må være større end V_{CEmax} , er løsningen hertil:

$$E_{CCopt} = V_{CEmax} + \sqrt{V_{CEmax}(V_{CEmax} - V_{CEh})} \quad (3.3.5)$$

eller

$$E_{CCopt} = V_{CEmax} + \sqrt{V_{CEmax} \cdot v_{lmax}} \quad (3.3.6)$$

I eksemplet ovenfor bliver $E_{CCopt} = 11 + \sqrt{11 \cdot 5} = 18.4$ Volt

Idet E_{CCopt} - som det ses - består af V_{CEmax} plus et tillæg, der er omvendtproportional imellem V_{CEmax} og v_{lmax} , kan E_{CCopt} også bestemmes ved en geometrisk konstruktion vist på fig. 3.3.1

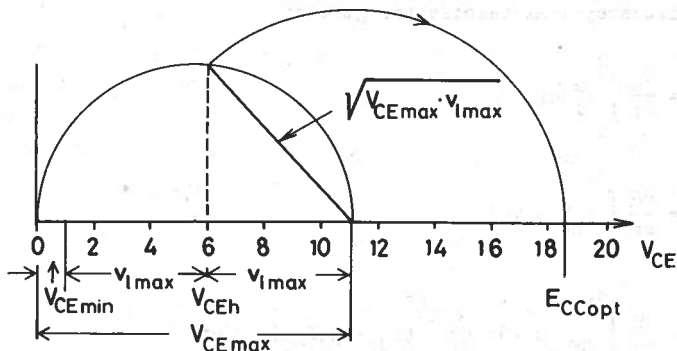


Fig. 3.3.1

Efter bestemmelsen af E_{CCopt} kan resten af dimensioneringen udføres i henhold til den grafiske procedure i afsnit 3.2. Gennemfører man dette, finder man bl.a., at I_{Ch} nu er 10 mA og P_{CC} derfor 184 mW imod tidligere: 216 mW.

Det bemærkes, at E_{CCopt} er uafhængig af R_L og I_{Cmin} .

3.4 Effektforholdene i kollektorkredsen og deres geometriske fortolkning

Under antagelse af at udgangsspændingen v_1 på fig. 3.4.1 er sinusformet:

$$v_1 = v_{lmax} \sin(\omega t) \quad (3.4.1)$$

og at der kan ses bort fra koblingskondensatorens reaktans ved vinkelfrekvensen ω , må der for de viste strømme gælde:

$$i_1 = \frac{1}{R_L} v_{lmax} \sin(\omega t) \quad (3.4.2)$$

$$I_{RC} = I_{Ch} - \frac{1}{R_C} v_{lmax} \sin(\omega t) \quad (3.4.3)$$

$$I_C = I_{Ch} - \left(\frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_L} \right) v_{lmax} \sin(\omega t) \quad (3.4.4)$$

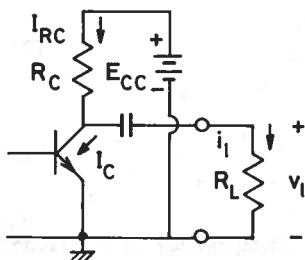


Fig. 3.4.1

Det ses, at disse udtryk er i overensstemmelse med Kirchhoffs strømlov for kollektorknudepunktet: $I_{RC} - I_C - i_1 = 0$

For de tilsvarende middeleffekter gælder:

$$P_L = \frac{R_L}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_1^2 d(\omega t) \quad (3.4.5)$$

$$P_{RC} = \frac{R_C}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{RC}^2 d(\omega t) \quad (3.4.6)$$

$$P_C = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v_{CE} I_C d(\omega t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (E_{CC} - R_C I_{RC}) I_C d(\omega t) \quad (3.4.7)$$

g for forsyningseffekten gælder, idet den meget lille effekt i R_B negligeres:

$$P_{CC} = \frac{E_{CC}}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{RC} d(\omega t) \quad (3.4.8)$$

Ved indsættelse af strømudtrykkene og udregning af integralerne fås:

$$P_L = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{R_L} \cdot v_{1\max}^2 \quad (3.4.9)$$

$$P_{RC} = R_C I_{Ch}^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{R_C} \cdot v_{1\max}^2 \quad (3.4.10)$$

$$P_C = E_{CC} I_{Ch} - R_C I_{Ch}^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_L} \right) v_{1\max}^2 \quad (3.4.11)$$

$$P_{CC} = E_{CC} I_{Ch} \quad (3.4.12)$$

Af disse relationer kan der udledes følgende (indlysende) konklusioner:

- 1) Forsyningseffekten P_{CC} er konstant og lig med summen af alle de øvrige effekter
- 2) Den ac-effekt der tilsammen forbruges af R_C og R_L ((3.4.9) plus sidste led i (3.4.10)) er lig med den ac-effekt, der afgives af kollektoren (sidste led i (3.4.11)). At kollektorens ac-effekt er negativ,

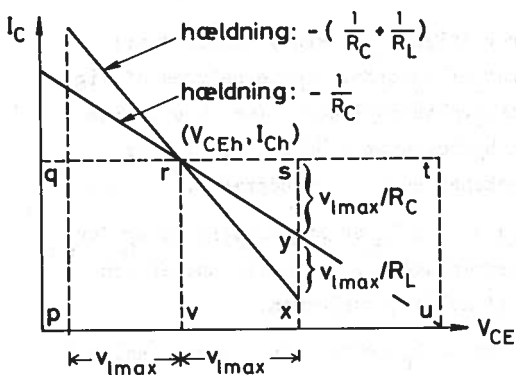
dvs. at den afgives til det ydre kredsløb, hænger sammen med at kollektorvekselspændingen og kollektorvekselstrømmen er i modfase

- 3) Kollektorens tabseffekt og dermed opvarmning aftager med voksende udstyring (voksende v_{lmax}).

Punkt 2 viser, at transistoren kan opfattes som en effektomformer, der omformer dc-effekt til ac-effekt.

Når man skal dimensionere et transistortrin under hensyntagen til den effekt: P_{Cmax} , transistoren kan tåle (herom senere), bør man ikke udnytte det forhold, at P_C er mindst ved fuld udstyring (jfr. punkt 3), men dimensionere efter den større hvileeffekt $P_{Ch} = E_{CC} I_{Ch} - R_C I_{Ch}^2$, idet forstærkere kun sjældent kommer op på fuld eller blot nogenlunde fuld udstyring.

Fig. 3.4.2 viser den geometriske konstruktion i $I_C - V_{CE}$ planen igen (jfr. fig. 3.2.1) samt et skema, der angiver den geometriske fortolkning af de forskellige effekter under forudsætning af sinusformet udgangsspænding. Symbolet Δ_{ijk} står for "arealet af trekant ijk". Symbolet \square_{ijkl} står for "arealet af firkant ijkl".



	dc-effekt	ac-effekt
P_L	nul	Δ_{ryx}
P_{RC}	\square_{rtuv}	Δ_{rys}
P_C	\square_{rvpq}	$-\Delta_{rxs}$
P_{CC}	\square_{pqtu}	nul

Fig. 3.4.2

5 Hvilepunktets temperaturafhængighed

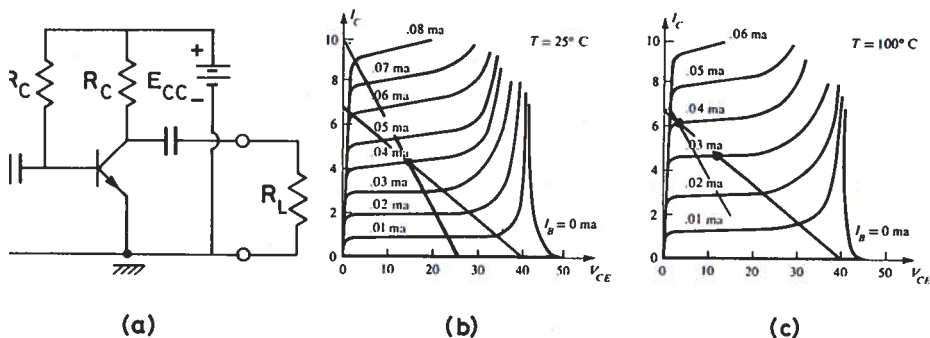


Fig. 3.5.1

En væsentlig ulempe ved den hidtil betragtede simple RC-kobling, se g. 3.5.1a, er at hvilepunktets beliggenhed på dc-arbejdslinien i kollektorkarakteristikfeltet er stærkt afhængig af temperaturen. Der er to sager til dette:

- 1) For alle bipolære transistorer stiger kollektorstrømmen stærkt med temperaturen for fastholdt basisstrøm. Dette belyses af fig. 3.5.1b-c, der viser kollektorkarakteristikkerne for en silicium NPN transistor: (2N1613) ved henholdsvis 25°C og 100°C . For germaniumtransistorer er fænomenet endnu mere udpræget.
- 2) Da $E_{CC} \gg V_{BE}$ er $I_B \approx E_{CC}/R_B$, d.v.s. I_B er stabiliseret over for temperaturvariationer, men herved underkastes hvilepunktet den fulde temperaturafhængighed af kollektorstrømmen.

tages det for fig. 3.5.1, at $R_B = 1\text{ M}\Omega$ og $E_{CC} = 40\text{ Volt}$, bliver basisilestrømmen ca. 0.04 mA . Gælder yderligere, at $R_C = 6\text{ k}\Omega$ og $R_L = 4.6\text{ k}\Omega$, ses ved 25°C den på fig. 3.5.1b viste arbejdsliniekonstruktion, hvor hvile-

punktet ligger yderst rimeligt med hensyn til maksimalt sving. Stiger temperaturen nu til 100°C ses af fig. 3.5.1c, at hvilepunktet flytter helt ud i måtningsområdet, hvorved forstærkeren bliver uanvendelig.

Det samme problem kan i øvrigt også dukke op ved udskiftning af transistorer, idet transistorer med samme typebetegnelse og ved samme temperatur meget vel kan have så forskellige værdier af β , at der er tale om en lignende forskel imellem deres kollektorkarakteristikker.

3.6 Den RC-koblede forstærker med ac-jordet emitter

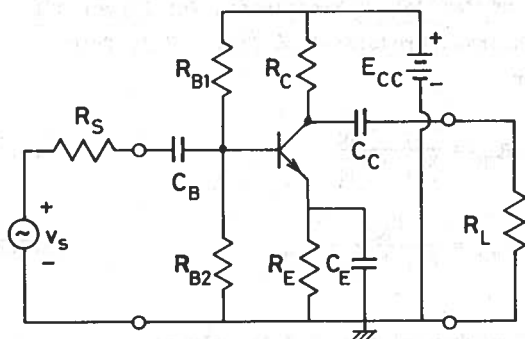


Fig. 3.6.1

Emitterkomplekset R_E, C_E har til formål at give emitteren den konstante spænding $V_E = R_E \cdot I_{Eh}$. C_E , der kaldes afkoblingskondensatoren, skal derfor være så stor, at den effektivt kortslutter emitterens vekselstrømskomponent til jord.

Idet basishvilestrømmen er langt mindre end de strømme, der løber i spændingsdelermodstandene R_{B1} og R_{B2} , beror den hvilepunktsstabiliserende virkning på følgende: Hvis I_{Ch} viser en tilbøjelighed til at vokse, f.eks. på grund af en temperaturstigning, stiger spændingsfaldet over R_E , men herved aftager V_{BEh} , hvilket modvirker stigningen af I_{Ch} .

I de følgende tre afsnit redegøres der først for hvilepunktets bestemmelse og afhængighed af transistorens egenskaber. Dernæst angives der en dimensioneringsforskrift for forspændingskredsløbet, og sluttelig belyses dimensioneringen af forstærkertrinnet ved et eksempel.

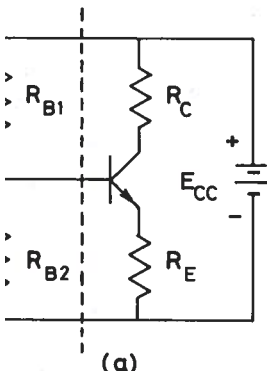
Fig. 3.6.1 viser et RC-koblet forstærkertrin, hvor man, på bekostning af to ekstra modstande: R_{B2} og R_E samt en ekstra kondensator, opnår en betydelig stabilisering af hvilekollektorstrømmen over for variationer af temperaturer eller transistorens egenskaber.

7 Grafisk og analytisk bestemmelse af hvilepunktet og dets afhængighed af V_{BE} og β for et givet forstærkerkredsløb

Hvis transistorens karakteristikfelt er kendt, kan hvilepunktet bestemmes grafisk. Hvis driftstemperaturen falder i intervallet $T_1 < T < T_2$, karakteristikkfeltet er kendt for både T_1 og T_2 , kan man herigennem få indtryk af hvilepunktets temperaturafhængighed.

Er kun β (eller - ensbetydende hermed - h_{fe}) kendt, kan de samme resultater opnås ad analytisk vej.

Begge metoder tager deres udgangspunkt i en simplificering af dc-edsløbet. Dc-kredsløbet er vist på fig. 3.7.1a. Simplifikationen består anvendelse af Thevenins sætning på den del af kredsløbet, der ligger til venstre for det punkterede snit, hvorved kredsløbet på fig. 3.7.1b fremkommer. For dette kredsløb gælder:



$$R_{TH} = \frac{R_{B1} \cdot R_{B2}}{R_{B1} + R_{B2}} \quad (3.7.1)$$

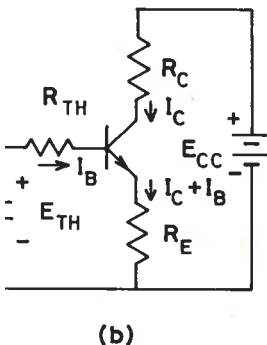
$$E_{TH} = \frac{R_{B2}}{R_{B1} + R_{B2}} E_{CC} \quad (3.7.2)$$

For basismasken på fig. 3.7.1b gælder:

$$E_{TH} - R_{TH}I_B - V_{BE} - R_E(I_B + I_C) = 0 \quad (3.7.3)$$

og for kollektormasken gælder:

$$E_{CC} - R_C I_C - V_{CE} - R_E(I_B + I_C) = 0 \quad (3.7.4)$$



Løser man (3.7.4) med hensyn til I_C , idet I_B negligeres ($I_B \ll I_C$), fremkommer ligningen for den statiske arbejdslinie i kollektorkarakteristikfeltet:

$$I_C = \frac{E_{CC} - V_{CE}}{R_C + R_E} \quad (3.7.5)$$

=====

Fig. 3.7.1

er går igennem punktet E_{CC} på V_{CE} -aksen og punktet $E_{CC}/(R_C + R_E)$ på I_C -aksen.

Tilnærmer man i (3.7.3) V_{BE} med knækspændingen $V_{BE(on)}$, og eliminerer man derpå I_C af (3.7.3) og (3.7.4), fremkommer en relation, der løst med hensyn til V_{CE} lyder:

$$V_{CE} = (R_C + R_{TH} + \frac{R_C \cdot R_{TH}}{R_E}) I_B + E_{CC} - (1 + \frac{R_C}{R_E})(E_{TH} - V_{BE(on)}) \quad (3.7.6)$$

Indsættes heri de forskellige parameterverdier af I_B fra kollektorkarakteristikkerne fås de tilsvarende værdier af V_{CE} , dvs. (3.7.6) definerer i kollektorkarakteristikfeltet en kurve - den såkaldte forspændingskurve - hvis skæringspunkt med den statiske arbejdslinie (3.7.5) bestemmer hvilepunktet.

Til illustration af metoden betragtes et eksempel, hvor der for det ydre kredsløb gælder:

$$E_{CC} = 15 \text{ V}; \quad R_C = 2 \text{ k}\Omega; \quad R_E = 1 \text{ k}\Omega; \quad R_{B1} = 18 \text{ k}\Omega \text{ og } R_{B2} = 6 \text{ k}\Omega$$

For transistoren gælder idet $d|V_{BE(on)}|/dT = -2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$

$$V_{BE(on)} = 0.6 \text{ V ved } 25^\circ\text{C}; \quad V_{BE(on)} = 0.4 \text{ V ved } 125^\circ\text{C}$$

samt de på fig. 3.7.2 viste kollektorkarakteristikker for $T = 25$ og 125°C .

Af de første angivelser fås: $R_{TH} = 4.5 \text{ k}\Omega$ og $E_{TH} = 3.75 \text{ V}$.

Ligningen for forspændingskurven bliver ved de to temperaturer:

$$T = 25^\circ\text{C}: \quad V_{CE} = (15.5 \text{ k}\Omega) \cdot I_B + 5.55 \text{ V} \quad (3.7.7a)$$

$$T = 125^\circ\text{C}: \quad V_{CE} = (15.5 \text{ k}\Omega) \cdot I_B + 4.95 \text{ V} \quad (3.7.7b)$$

Herefter kan følgende tabel opstilles:

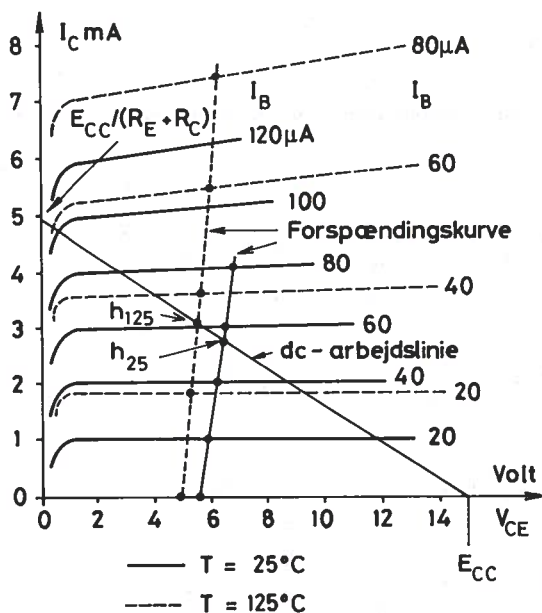


Fig. 3.7.2

I_B mA	V_{CE25} V	V_{CE125} V
0	5.55	4.95
0.02	5.86	5.26
0.04	6.17	5.57
0.06	6.48	5.88
0.08	6.79	6.19

De to tilsvarende forspændingskurver samt dc-arbejds-linien er indtegnet på fig.

3.7.2. For hvilepunkterne aflæses:

$$I_{Ch25} = \underline{\underline{2.75 \text{ mA}}}$$

$$I_{Ch125} = \underline{\underline{3.10 \text{ mA}}}$$

Det ses af figuren i forbindelse med ligningerne (3.7.6-7) at forspændingskurven har følgende generelle egenskaber:

- Den er meget stejl og stejlheden vokser med strømforstærkningen
- En formindskelse af V_{BE} medfører, at den rykker lidt til venstre
- E_{CC} indgår både direkte og indirekte (via E_{TH}) i (3.7.6). Forøges E_{CC} parallelforskydes både forspændingskurven og dc-arbejdslinien imod højre, men da dc-arbejdslinien forskydes mest, stiger I_{Ch} lidt.

Der er hermed redegjort for den grafiske bestemmelse af hvilepunktets eligenhed for en transistor ved to forskellige temperaturer. Man kunne naturligvis anvende den samme metode for to forskellige transistorer ved samme temperatur, dvs. skønne over hvilepunktsændringen ved udskiftning af ransistoren.

Er karakteristikfelterne ikke til rådighed, kan de samme resultater opnås analytisk ud fra kendskab til β (eller - ensbetydende hermed - h_{fe}) i et eller andet hvilepunkt. En sådan oplysning er altid tilgængelig i databladene. Man begår da den tilnærmelse at sætte β , der strengt taget er en lokal parameter: $\beta = \Delta I_C / \Delta I_B$ for konstant V_{CE} , lig med I_C / I_B , dvs. man regner med vandrette ækvidistante udgangskaraktistikker. Endvidere opretholdes tilnærmelsen $V_{BE} \approx V_{BE(on)}$. Ligning (3.7.3) kan da løses explicit med hensyn til I_{Bh} :

$$I_{Bh} = \frac{E_{TH} - V_{BE(on)}}{R_{TH} + (1+\beta)R_E} \quad (3.7.8)$$

$I_{Ch} = \beta I_{Bh}$ kan herefter skrives

$$I_{Ch} = \frac{E_{TH} - V_{BE(on)}}{R_E} \cdot \frac{1}{1 + (1 + R_{TH}/R_E)/\beta} \quad (3.7.9)$$

Den første faktor i denne formel angiver I_{Ch} 's afhængighed af $V_{BE(on)}$. Betingelsen for at denne afhængighed er lille er at $E_{TH} \gg \Delta V_{BE(on)}$. Den anden faktor angiver I_{Ch} 's afhængighed af β . Betingelsen for at denne afhængighed er lille er, at $R_{TH}/R_E \ll \beta$.

Idet der for det allerede tidligere betragtede eksempel gælder:

$T = 25^\circ\text{C}$	$T = 125^\circ\text{C}$	$E_{TH} = 3.75 \text{ V}$
$\beta = 50$	$\beta = 92$	$R_{TH} = 4.5 \text{ k}\Omega$
$V_{BE(on)} = 0.6 \text{ V}$	$V_{BE(on)} = 0.4 \text{ V}$	$R_E = 1 \text{ k}\Omega$

hvor β er skønnet af fig. 3.7.2, giver (3.7.9).

$$T = 25^\circ\text{C} : I_{Ch} = \frac{3.75 - 0.6}{1} \cdot \frac{1}{1 + (1 + 4.5/1)/50} = 2.84 \text{ mA}$$

$$T = 125^\circ\text{C} : I_{Ch} = \frac{3.75 - 0.4}{1} \cdot \frac{1}{1 + (1 + 4.5/1)/92} = 3.16 \text{ mA}$$

Det ses at afvigelserne fra de grafisk bestemte værdier er så små, at de næsten kan tilskrives aflæsningsusikkerheden på fig. 3.7.2.

3.8 Det fuldstændige dimensioneringsforløb illustreret ved et eksempel

Antag, at der skal dimensioneres et RC-koblet storsignal-forstærkertrin, der indenfor temperaturintervallet $25^{\circ}\text{C} \leq T \leq 125^{\circ}\text{C}$ ved fuld udstyring skal kunne præstere en sinusformet udgangsspænding $v_{l\max}$ på $5\text{V} \pm 0.5\text{V}$ ved $R_L = 1000\ \Omega$. Forsyningsspændingen E_{CC} er 25 Volt og for transistoren gælder:

$T = 25^{\circ}\text{C}$	$T = 125^{\circ}\text{C}$
$\beta = 50$	$\beta = 92$
$V_{BE(\text{on})} = 0.6\ \text{V}$	$V_{BE(\text{on})} = 0.4\ \text{V}$

I_{CO} kan negligeres

$I_{C\min} = 1\ \text{mA}$

$V_{CE\min} = 1\ \text{Volt}$

Ligesom ved dimensioneringen af det simple forstærkertrin i afsnit 3.2 skal opgivelserne vedrørende $V_{CE\min}$ og $I_{C\min}$ sikre, at der ikke opstår måtningsforvrængning i kollektorkredsen eller afskæringsforvrængning i basisredsen.

Som det vil fremgå af det følgende, kan opgaven løses på den måde, at et symmetriske udgangsspændingssving $v_{l\max}$ antager sin minimalværdi: 4.5 Volt ved øvre og nedre temperaturgrænse og sin maksimalværdi: 5.5 Volt ved den ene eller anden temperatur T' imellem disse grænser. T' behøver ikke at være kendt, men kan om fornødent skønnes efter opgavens løsning.

A. Dimensionering af udgangskredsen for $v_{l\max} = 5.5\ \text{V}$ (ved $T=T'$)

I denne del af dimensioneringen, der sigter på bestemmelse af R_C og I_E , er der én frihedsgrad, nemlig dc-spændingen V_E over den afkoblede emittermodstand R_E . I almindelighed gælder, at det er nemmere at temperaturstabilisere hvilepunktet og dermed spændingssvinget $v_{l\max}$ jo større V_E er. Som det vil fremgå i detaljer af den grafiske konstruktion der følger, vil det imidlertid af effektmæssige grunde være ønskeligt at begrænse størrelsen af V_E , og et rimeligt samt alment accepteret kompromis er da at sætte V_E til ca. 20% af forsyningsspændingen. Det første design-kriterium er derfor:

$$\underline{V_E \approx E_{CC}/5} \quad (\text{ved } T=T') \quad (3.8.1)$$

Nu da V_E er valgt, og så længe der er tale om fast temperatur: $T = T'$, dvs. så længe der ikke tages stilling til stabilitetsproblemet, kan man for simpelheds skyld tænke sig emitterkomplekset R_E , C_E erstattet af et ideelt batteri med spændingen V_E som vist på fig.

3.8.1a. På fig. 3.8.1b er basiskredsen simplificeret dc-mæssigt ved hjælp

af den tidligere omtalte Théveninomformning. Det indses af fig. 3.8.1b at man intet ændrer hverken i dc- eller ac-mæssig henseende ved at reducere de tre batterispændinger med beløbet V_E , men herved fremkommer det

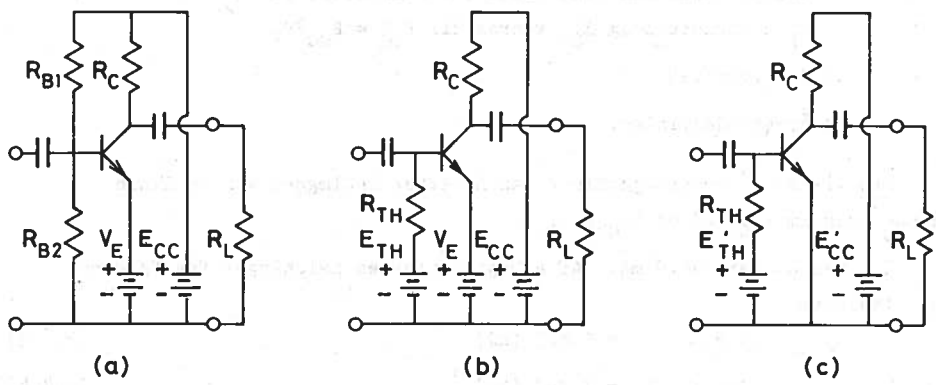


Fig. 3.8.1

simplere kredsløb på fig. 3.8.1c, hvor emitterbatteriet er elimineret, og hvor der for de to andre batterier gælder:

$$E'_{TH} = E_{TH} - V_E ; \quad E'_{CC} = E_{CC} - V_E \quad (3.8.4)$$

Det sidste kredsløb er med hensyn til kollektorkredsen af fuldstændig samme type som det simple forstærkerkredsløb fra afsnit 3.1, og den grafiske dimensionering af udgangskredsen ved $T = T'$ er derfor ført tilbage til proceduren beskrevet i afsnit 3.2. Konstruktionen er vist på fig. 3.8.2

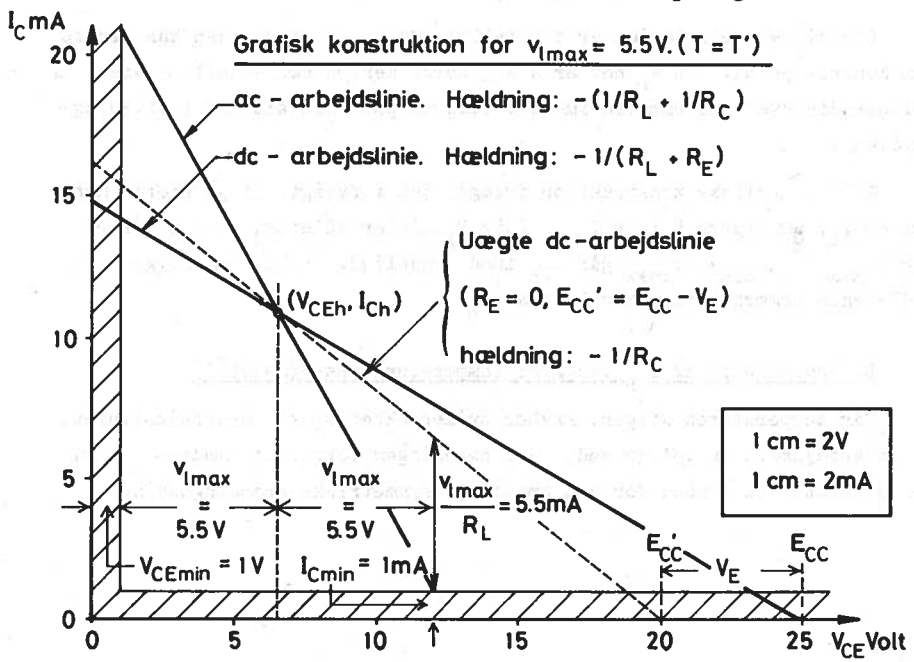


Fig. 3.8.2

Fremgangsmåden fra afsnit 3.2 fører til successiv bestemmelse af:

- 1) Den punkterede dc-arbejdslinie, der her kaldes uægte, fordi den rent faktisk forudsætter, at R_E kortsluttes og E_{CC} ændres til $E_{CC}' = E_{CC} - V_E$
- 2) Hvilepunktet
- 3) Ac-arbejdslinien.

Den virkelige dc-arbejdslinie kan herefter indlægges som en linie ående igennem $(E_{CC}, 0)$ og (V_{CEH}, I_{Ch}) .

I_{Ch} ses at være 10.9 mA. Af arbejdsliniernes hældninger fås følgende relationer

$$1/R_C = 0.805 \text{ (k}\Omega\text{)}^{-1} \quad (3.8.3)$$

$$1/R_C + 1/R_L = 1.809 \text{ (k}\Omega\text{)}^{-1} \quad (3.8.4)$$

$$1/(R_E + R_C) = 0.592 \text{ (k}\Omega\text{)}^{-1} \quad (3.8.5)$$

en første giver:

$$R_C = 1.242 \text{ k}\Omega \quad (3.8.6)$$

=====

en sidste giver derpå:

$$R_E = 0.447 \text{ k}\Omega \quad (3.8.7)$$

=====

Den midterste relation er overtallig, da R_L er givet, men kan bruges om kontrol på R_C . (Da R_L her er 1 k Ω , burde der på nær 1-tallet være uldstændig overensstemmelse imellem cifrene på højre side af (3.8.3) og 3.8.4)).

Af den grafiske konstruktion fremgår det i øvrigt, at jo større man vælger V_E , des større bliver I_{Ch} . (Når V_E bliver så stor, at E_{CC}' nærmer sig $V_{CEmax} = V_{CEmin} + 2v_{lmax}$ går I_{Ch} imod uendelig). Dette underbygger de nedledende bemærkninger om valget af V_E .

B. Bestemmelse af I_{Ch} ved øvre temperaturgrænse ($T=125^\circ\text{C}$)

Når temperaturen stiger, kryber hvilepunktet op ad dc-arbejdslinien, og ac-arbejdslinien følger med, idet hældningen forbliver uændret. Det, der da sætter en grænse for det opnåelige symmetriske spændingsving:

v_{lmax} , er, at der ikke må opstå mætningsforvrængning, dvs. at $V_{CE} \geq V_{CEmin} = 1$ Volt. Af de krav, der stilles til forstærkeren ved øvre temperaturgrænse: $T = 125^{\circ}\text{C}$ følger at $V_{CEh} = V_{CEmin} + v_{lmax} = 1 + 4.5 = 5.5$ V. I_{Ch} ved 125°C kan herefter findes ved konstruktionen vist på fig. 3.8.3

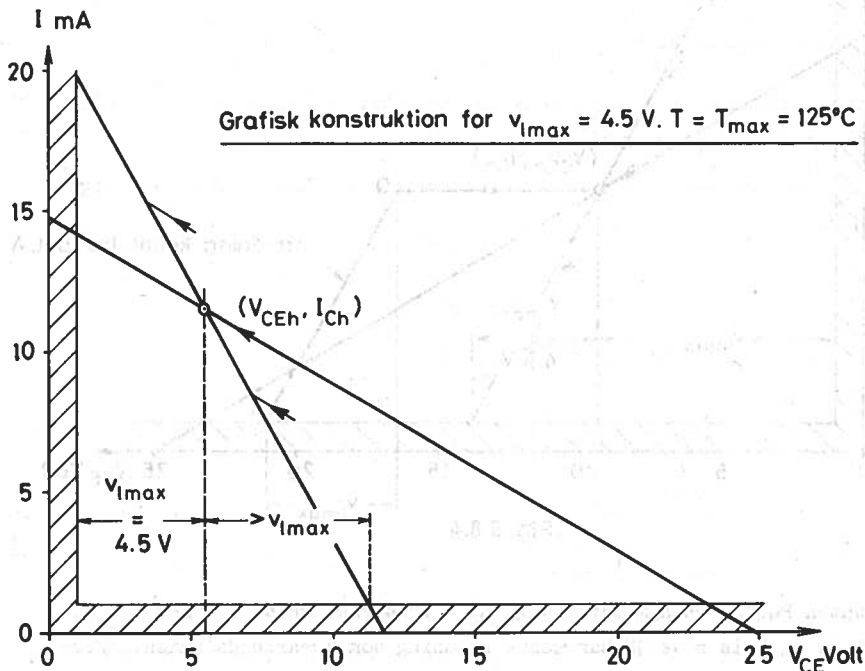


Fig. 3.8.3

Resultatet af konstruktionen er $I_{Ch} = 11.5$ mA.

C. Bestemmelse af I_{Ch} ved nedre temperaturgrænse ($T=25^{\circ}\text{C}$)

Når temperaturen falder, kryber hvilepunktet ned ad dc-arbejdslinien, og ac-arbejdslinien følger med. Det, der nu sætter grænsen for det opnåelige symmetriske spændingssving v_{lmax} , er, at der ikke må opstå afskæringsforvrængning, dvs. at $I_C \geq I_{Cmin} = 1$ mA. Ved 25°C kræves, at det positivt gående kollektorspændingssving fra V_{CEh} til V_{CEmax} skal være lig med $v_{lmax} = 4.5$ V. Det hertil svarende hvilepunkt kan findes ved den på fig. 3.8.4 viste konstruktion:

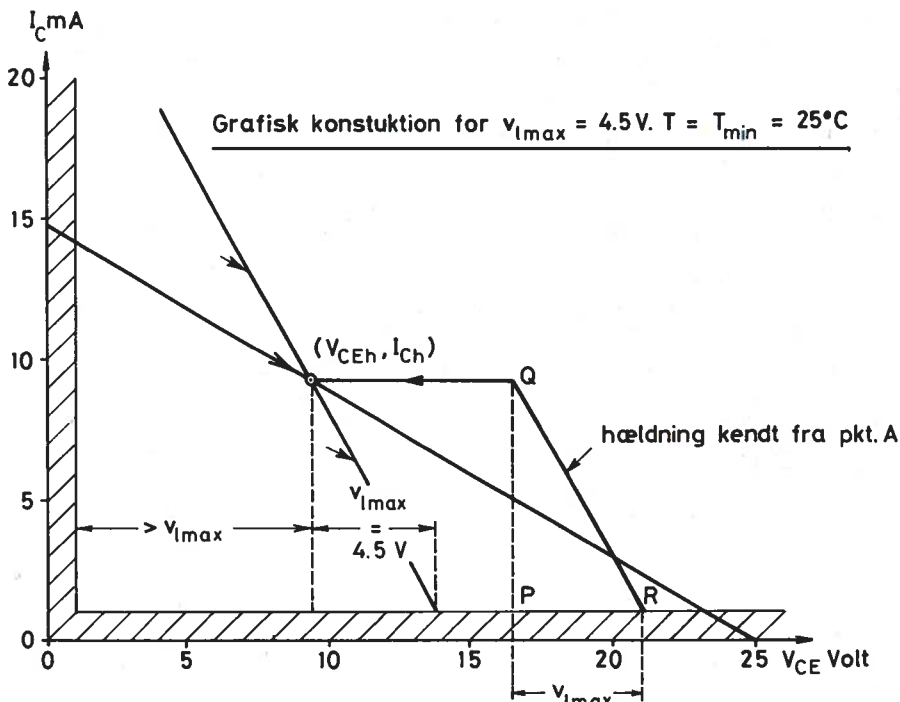


Fig. 3.8.4

Trekanten PQR er en hjælpetrekant, hvis fodstykke PR er lig med $v_{lmax} = 4.5V$, og hvis side QR har samme hældning som ac-arbejdslinien. Fodstykket PR skal være placeret på linien $I_C = I_{Cmin}$, men hvor spiller ingen rolle. Hvilepunktet fremkommer da som skæringspunktet imellem dc-arbejdslinien og en vandret linie igennem hjælpetrekantens toppunkt Q. Resultatet er $I_{Ch} = 9.3\text{ mA}$.

D. Bestemmelse af R_{B1} og R_{B2}

R_{B1} og R_{B2} kan bestemmes ved hjælp af følgende ligninger:

$$E_{TH} - I_{Bh} R_{TH} = V_{BE(on)} + I_{Bh} (1+\beta) R_E \quad (3.8.8)$$

der fremkommer ved omskrivning af (3.7.8), samt:

$$R_{B1} = R_{TH} \cdot \frac{E_{CC}}{E_{TH}} \quad (3.8.9)$$

og

$$R_{B2} = R_{TH} \cdot \frac{E_{CC}}{E_{CC} - E_{TH}} \quad (3.8.1)$$

idet de to sidste relationer fremkommer ved løsning af (3.7.1) og (3.7.2) med hensyn til R_{B1} og R_{B2} .

De data, der er nødvendige for bestemmelsen af R_{B1} og R_{B2} kan sammenfattes som følger:

	T = 125°C	T = 25°C	Oprindelse
β	92	50	Givet
$V_{BE(on)}$	0.4 V	0.6 V	Givet
I_{Ch}	11.5 mA	9.3 mA	Pkt B og C
I_{Bh}	0.125 mA	0.186 mA	= I_{Ch}/β
R_E	0.447 kΩ		Pkt A

Ved hjælp af disse kan (3.8.8) opskrives for hver af de to temperaturer. Dette giver to ligninger til bestemmelse af E_{TH} og R_{TH} :

$$T = 125^\circ\text{C}:$$

$$E_{TH} - 0.125 \text{ mA} \cdot R_{TH} = 5.596 \text{ V} \quad (3.8.1)$$

$$T = 25^\circ\text{C}:$$

$$E_{TH} - 0.186 \text{ mA} \cdot R_{TH} = 4.840 \text{ V} \quad (3.8.1)$$

Løsningerne hertil er:

$$\underline{E_{TH} = 7.145 \text{ V}} \quad ; \quad \underline{R_{TH} = 12.39 \text{ k}\Omega} \quad (3.8.1)$$

Idet $E_{CC} = 25 \text{ V}$ findes sluttelig af (3.8.9) og (3.8.10):

$$\underline{R_{B1} = 43.36 \text{ k}\Omega} \quad \underline{R_{B2} = 17.35 \text{ k}\Omega} \quad (3.8.1)$$

=====

E. Afsluttende bemærkninger

Da der er tale om en storsignalforstærker, er der i eksemplet kunaget stilling til dimensioneringen af udgangskredsen og forspændingsnetværket for specificeret maksimal udgangsspænding i et givet temperaturområde.

For indgangskredsen melder der sig det problem, at den basisvekselstrøm, der er nødvendig for fuld udstyring, afhænger af β , og derfor aftager med voksende temperatur. Det er muligt at løse dette problem på tilfredsstillende måde ved ac-modkobling, som imidlertid falder udenfor rammerne af denne tekst.

I praksis måtte man afslutte dimensioneringen ved intelligent afrunding (op eller ned) af de beregnede modstandsværdier til nærliggende standardværdier i en passende normrække, f.eks. en 10% række samt ved værste-case analyse verificere, at specifikationerne stadig holder.

Da der her er tale om en siliciumtransistor og T_{\max} ikke er større end 125°C spiller I_{CO} ingen rolle. Hvis der havde været anvendt en germaniumtransistor ville T_{\max} have været utilladelig stor, men selv med reduceret T_{\max} ville man være nødsaget til også at tage I_{CO} i betragtning, hvilket komplicerer sagen kraftigt. Da germaniumtransistorer næsten er gået af mode, er det næppe umagen værd at belyse disse problemer.

3.9 Dimensionering ud fra simplificerede krav

Ofte er udgangskravene for summariske til at bære en så detaljeret dimensionering som den, der blev illustreret i det foregående afsnit. Navnlige er tit temperaturkravene mindre relevante og derfor værdige (evt. slet ikke) formulerede.

Er kun v_{Lmax} , R_{L} og en passende transistor givet vil følgende simplificerede fremgangsmåde føre til et storsignal forstærkertrin, der er rimeligt godt stabiliseret overfor variationer i transistorparametrene hidrørende fra temperaturændringer eller fra udskiftning af transistoren, og som økonomiserer med forsyningseffekten.

- 1) Sæt V_{CEmin} til 1 V og I_{Cmin} til ca. $v_{lmax}/5R_L$
- 2) Erstat for en sikkerheds skyld v_{lmax} med $v_{lmax}^* = 1.1 v_{lmax}$
- 3) Beregn E'_{CCopt} af (3.3.6), idet $V_{CEmax} = V_{CEmin} + 2 \cdot v_{lmax}^*$
- 4) Sæt $E_{CC} = 5/4 E'_{CC}$ og afrund E_{CC} til en "pæn" værdi
- 5) Sæt $V_E = E_{CC}(afr.)/5$ og ret E'_{CC} til $E_{CC}(afr.) - V_E$
- 6) Bestem I_{Ch} , R_C og R_E ved hjælp af den grafiske konstruktion beskrevet i afsnit 3.8 punkt A (specielt fig. 3.8.2)
- 7) Sæt $R_{TH} = (1+\beta) \cdot R_E/10$
- 8) Find E_{TH} af $E_{TH} \approx V_E + V_{BE(on)} + R_{TH} I_{Ch}/\beta$
- 9) Bestem R_{B1} og R_{B2} af (3.8.9) og (3.8.10).

Kommentarer:

Punkterne 1) og 2) skal sikre, at v_{lmax} kan opnås uden overstyring og deraf følgende forvrængning.

Punkterne 3), 4) og 5) sikrer en minimalisering af forsyningseffekten under rimelig hensyntagen til stabiliteten. Er E_{CC} på forhånd givet, kan punkterne 3) og 4) anvendes til skøn af, om E_{CC} har en rimelig størrelse.

Punkterne 5) og 7) sikrer, at I_{Ch} bliver nogenlunde uafhængig af $V_{BE(on)}$ og β , jfr. ligning (3.7.9).

Er β ikke kendt i punkt 7) og 8), kan man uden større risiko sætte β til 100.

4 Højeffekt-udgangstrin

Ved højeffekt-udgangstrin forstås forstærkertrin, der med bedst mulig virkningsgrad skal kunne afgive signaleffekter i det omtrentlige område 0.1-100 Watt til belastningen (f.eks. en eller flere højttalere).

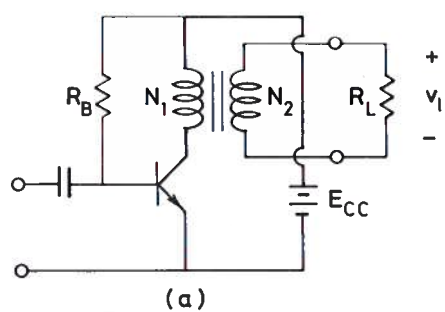
Kravet om høj virkningsgrad hænger sammen med ønsket om relativ lav varmeudvikling i udgangstransistorerne og - i tilfælde af batteridrift - ønsket om lang batterilevetid.

Ingen af de hidtil betragtede RC-koblede storsignalforstærkertrin

er tilstrækkelig høj virkningsgrad til dette formål, men kan kun anvendes som styretrin til det egentlige udgangstrin.

1 Den transformatorokoblede klasse A forstærker

En forbedring af virkningsgraden i forhold til RC-koblingerne kan opnås ved udeladelse af såvel R_E som R_C og indkobling af belastningen i kollektorkredsen ved hjælp af en transformator, se fig. 4.1.1a.



(a)

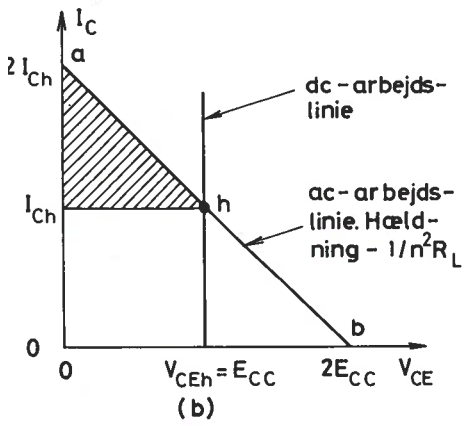


Fig. 4.1.1

V_{CE} vil da svinge imellem 0 og $2E_{CC}$ og I_C imellem 0 og $2I_{Ch}$.

Ved sinusform er $v_{lmax} = \sqrt{2P_{lmax} \cdot R_L}$ og da $\Delta V_{CEmax} = n \cdot v_{lmax}$ fås ved hjælp af (4.1.2)

$$n = \frac{E_{CC}}{\sqrt{2P_{lmax} \cdot R_L}} \quad (4.1.4)$$

Ser man bort fra transformatorens viklingsmodstande må der gælde:

$$V_{CEh} = E_{CC} \quad (4.1.1)$$

og dc-arbejdslinien er derfor en lodret linie igennem $V_{CE} = E_{CC}$ i kollektorkarakteristikfeltet, se fig. 4.1.1b.

Kollektoren er kun belastet med den vekselstrømsimpedans, man ser ind i fra transformatorens primærside. Denne impedans er $n^2 R_L$ hvor $n = N_1/N_2$ - og bestemmer ac-arbejdslinien, se fig. 4.1.1b.

Ser man for simpelhedens skyld bort fra mætningsbegrænsningen:

$V_{CE} \geq V_{CEmin}$ og afskæringsbegrænsningen $I_C \geq I_{Cmin}$ er betingelsen for fuld symmetrisk udstyring ($ah=hb$ på fig. 4.1.1b):

$$\Delta V_{CEmax} = V_{CEh} = E_{CC} \quad (4.1.2)$$

$$\Delta I_{Cmax} = I_{Ch} = E_{CC}/n^2 R_L \quad (4.1.3)$$

af (4.1.3) følger da:

$$I_{Ch} = \frac{2P_{lmax}}{E_{CC}} \quad (4.1.5)$$

Den hertil nødvendige værdi af R_B er:

$$R_B = \beta \cdot \frac{E_{CC} - V_{BE(on)}}{I_{Ch}} \quad (4.1.6)$$

Ligningerne (4.1.4-5-6) udgør dimensioneringsgrundlaget for forstærkertrinnet, når de givne størrelser er P_{lmax} , R_L og E_{CC} .

Forsyningseffekten er $P_{CC} = E_{CC} \cdot I_{Cmiddel}$. Ved sinusform er $I_{Cmiddel}$ lig med I_{Ch} , dvs. $P_{CC} = E_{CC} I_{Ch}$. Ac-effekten, der afgives af transistoren ved fuld udstyring, er $(1/2)\Delta V_{CEmax} \cdot \Delta I_{Cmax} = (1/2)E_{CC} \cdot I_{Ch} = 1/2 P_{CC}$ (jfr. det skraverede areal på fig. 4.1.1b). Da denne effekt må være lig med P_{lmax} (når transformator-tabene kan negligeres) fås at:

$$P_{lmax}/P_{CC} = 1/2 \quad (4.1.7)$$

dvs. at virkningsgraden ved fuld udstyring er 50%.

Da forsyningseffekten P_{CC} må være summen af nytteeffekten P_1 og kollektortab-effekten P_C og da P_{CC} er konstant og ifølge dimensioneringen lig med $2P_{lmax}$, følger at

$$P_C = \begin{cases} P_{lmax} & \text{for } P_1 = P_{lmax} \\ 2P_{lmax} & \text{for } P_1 = 0 \end{cases}$$

Transistoren bliver derfor varmest i hviletilstanden, hvor den skal kunne tåle et kollektortab P_C på $2P_{lmax}$.

En forstærker (et forstærkertrin), hvor transistoren for alle signalamplituder befinder sig i det aktive, tilnærmet lineære område, siges at arbejde i klasse A. For klasse A forstærkere vil ved sinusformet udstyring forsyningsstrømmens middelværdi være den samme som hvileværdien. Den teoretisk maximale virkningsgrad for klasse A forstærkere er 50% og indtræffer ved fuld udstyring. Som det vil fremgå af næste afsnit, er det muligt at opnå højere virkningsgrader, når man forlader klasse A princippet.

Den transformator-koblede klasse A forstærker anvendes kun til mindre effekter, da virkningsgraden er beskedent, og da transistoren vil ødelægges

i grund af selvopvarmning med mindre afkølingsforholdene er ekstremt gode. (I kapitel 5 vil der blive redegjort nærmere for det sidste punkt). En anden væsentlig ulempe ved koblingen er behovet for en transformator, der ydermere skal dimensioneres således, at den ikke rammes af jævnstrømsmagnetiseringen fra I_{Ch} , hvor I_{Ch} varierer kraftigt med temperaturen.

4.2 Den komplementære emitterkoblede klasse B modtaksforstærker

Fig. 4.2.1 viser grundprincippet i den direkte koblede komplementære klasse B forstærker. Forstærkeren er baseret på en NPN og en PNP krafttransistor koblet således, at NPN transistoren leverer effekten i de positive halvperioder og PNP transistoren leverer effekten i de negative halvperioder af udgangsspændingen. E_{CC} er den egentlige forsyningspænding. E_1 og E_2 er blot hjælpebatterier, der skal sørge for, at indgangs- og udgangssignalerne ikke overlejres med dc-komponenter. Disse batterier, der ikke afgiver nogen middeleffekt ved ren c-drift, vil senere blive erstattet af mere praktiske arrangementer.

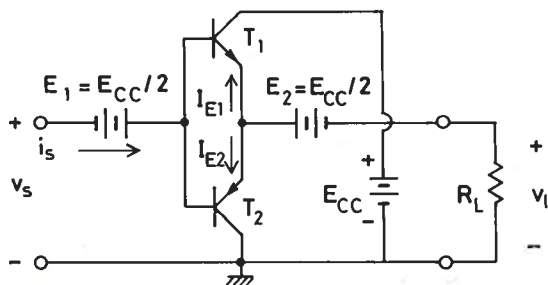


Fig. 4.2.1

A. Klasse B forstærkerens virkemåde ved ren strømstyring

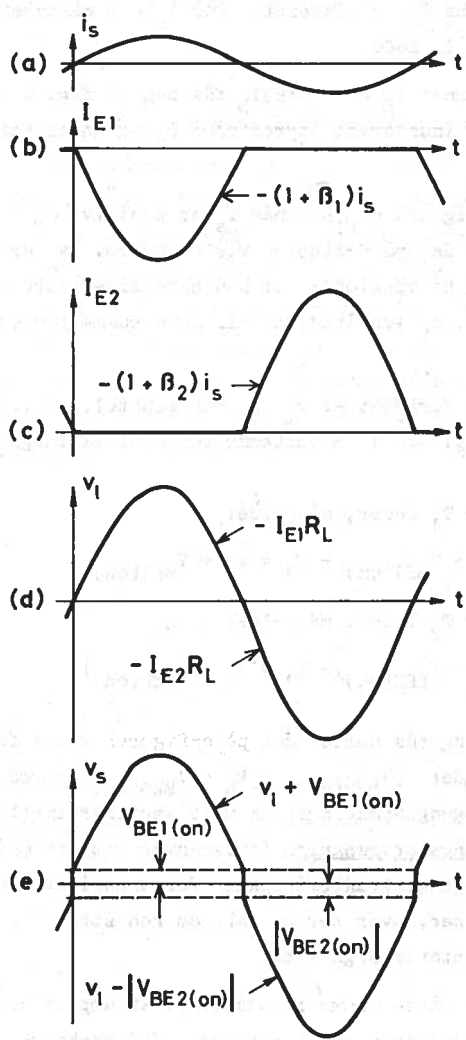


Fig. 4.2.2

Hvis der er tale om ren strømstyring, dvs. hvis det signal, hvis effekt ønskes forstærket, er knyttet til i_s , er virkemåden som følger:

Er øjebliksværdien af i_s positiv, må i_s være basisstrøm for T_1 , idet basisstrømmen for T_2 kun kan være negativ eller 0. For $i_s > 0$ gælder derfor, at T_1 leder, medens T_2 er afskåret. For $i_s < 0$ må omvendt gælde, at T_2 leder, medens T_1 er afskåret.

Idet emitterstrømmen I_E er $-(1+\beta)I_B$ fås den på fig. 4.2.2a-b-c viste sammenhæng imellem en sinusformet styrestrøm: i_s og de to emitterstrømme i_{E1} og i_{E2} .

For v_1 , som er lig med $-I_{E1}R_L$, når i_s er positiv, og lig med $-I_{E2}R_L$, når i_s er negativ, fås det på d-figuren viste forløb. v_1 er følgelig i fase med i_s , men de to halvperioder vil kun have lige store amplituder, hvis β_1 og β_2 er lige store, og amplituderne vil have samme temperaturafhængighed som β_1 og β_2 .

Med kendskab til forløbet af v_1 kan man sluttelig - ved at gå baglæns gennem diagrammet (fig. 4.2.1) - bestemme forløbet af indgangsspændingen

For $i_s > 0$, hvor T_1 leder, må gælde:

$$v_s = v_1 + E_2 + V_{BE1(on)} - E_1 = v_1 + V_{BE1(on)} \quad (4.2.1)$$

For $i_s < 0$, hvor T_2 leder, må gælde:

$$v_s = v_1 + E_2 - |V_{BE2(on)}| - E_1 = v_1 - |V_{BE2(on)}| \quad (4.2.2)$$

Ved sammenstyknung fås derfor det på e-figuren viste forløb af v_s . Det ses, at der i området $-|V_{BE2(on)}| < v_s < V_{BE1(on)}$ optræder en kraftig forvrængning, idet indgangsspændingen nærmest springer imellem disse to værdier. Denne overgangsforvrængning (cross-over distortion), der skyldes stærkt ulineære indgangskaraktistikker for transistorerne, er imidlertid uden betydning her, hvor der er tale om ren strømstyring, og det derfor er i_s , der repræsenterer signalet.

De på fig. 4.2.2 viste kurver forudsætter, at amplituden i_s er så lille, at ingen af transistorerne går i mætning. Ved opskrivning af Kirchhoffs løberegning for kollektor-emitter kredsen for T_1 (jfr. fig. 4.2.1) fås, at forskellen imellem I_{C1} og I_{E1} negligeres:

$$\underline{i_B > 0: I_{C1} \approx I_{E1} = \frac{E_{CC} - V_{CE1} - E_2}{R_L} = \frac{E_{CC}/2 - V_{CE1}}{R_L} \quad (4.2.)$$

$$\underline{i_B < 0: I_{C1} = 0; \quad V_{CE1} = E_{CC} - E_2 - v_1 = E_{CC}/2 + |v_1| \quad (4.2.)$$

Der er derfor for T_1 tale om en brudt arbejdslinie som vist på fig. 4.2.3a og - i analogi hermed - for T_2 tale om en brudt arbejdslinie som vist på fig. 4.2.3c. De to figurer er placeret således i forhold

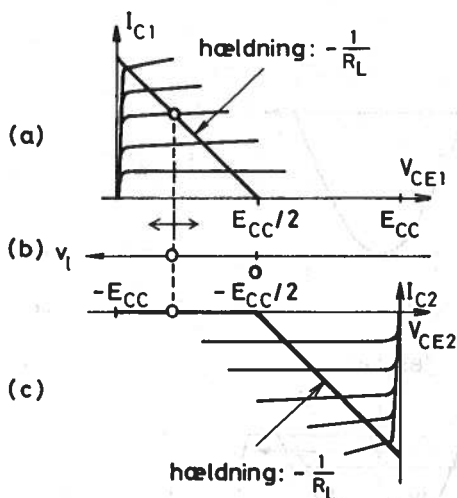


Fig. 4.2.3

til den mellemliggende v_1 -akse:

(b), at man med et lodret snit kan aflæse øjebliksforbindelsen imellem v_1 og de to transistorers tilstande.

Det fremgår af konstruktionen at

$$v_{1max} \approx E_{CC}/2 \quad (4.2.)$$

(når man negligerer det meget lille mætningsspændingsfald).

B. Klasse B forstærkerens virkemåde ved ren spændingsstyring

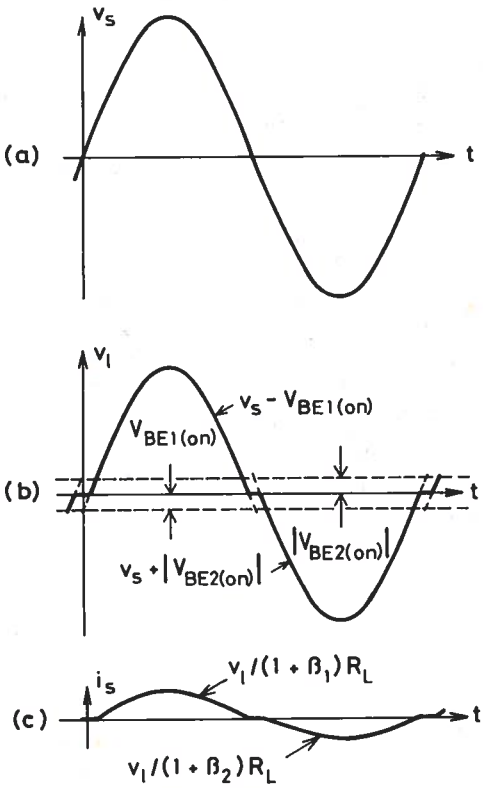


Fig. 4.2.4

Hvis der er tale om ren spændingsstyring, dvs. hvis det signal, hvis effekt ønskes forstærket, er knyttet til v_s , fremgår virkemåden ved sinusform af fig. 4.2.4.

Når øjebliksværdien af v_s er større end $V_{BE1(on)}$ leder T_1 og emitterspændingen vil da følge basisspændingen på nær beløbet $V_{BE1(on)}$, idet T_1 automatisk leverer den hertil nødvendige strøm. Under disse omstændigheder gælder for v_1 , når man bevæger sig fra indgang imod udgang på fig. 4.2.1:

$$\begin{aligned} v_1 &= v_s + E_1 - V_{BE1(on)} - E_2 \\ &= v_s - V_{BE1(on)} \end{aligned} \quad (4.2.6)$$

Når øjebliksværdien af v_s er mindre end $-|V_{BE2(on)}|$ leder T_2 og på tilsvarende måde fås

$$v_1 = v_s + |V_{BE2(on)}| \quad (4.2.7)$$

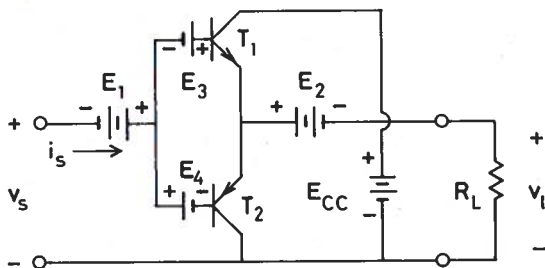
Når endelig $-|V_{BE2(on)}| \leq v_s \leq V_{BE1(on)}$ er begge transistorer strømløse og v_1 derfor nul.

v_1 får derved det på fig. 4.2.4b viste udseende, hvoraf det fremgår, at overgangsforvrængningen nu melder sig med fuld styrke i udgangsspændingen. Til gengæld afhænger halvperiodernes amplituder ikke længere af transistorernes strømforstærkninger, og forskelle i de to kollektorkarakteristikfelter giver derfor ikke anledning til forvrængning. Udgangsamplitudernes temperaturafhængigheder kommer kun ind igennem V_{BE} og kan negligeres.

Fig. 4.2.4c viser endelig forløbet af i_s . Da $i_s = v_1/(1+\beta_1)R_L$ for $v_s > 0$ og $v_1/(1+\beta_2)R_L$ for $v_s < 0$, manifesterer overgangsforvrængningen sig her på samme måde som for v_1 , og desuden bliver der tale om en β -afhængighed.

C. Eliminering af overgangsforvrængningen

Overgangsforvrængningen af udgangsspændingen ved spændingsstyring kan i princippet elimineres ved indkobling af endnu to hjælpebatterier E_3 og E_4 som vist på fig. 4.2.5. Højresiderne af udtrykkene (4.2.6) og (4.2.7) bliver da henholdsvis forøget med $E_3 = V_{BE1(on)}$ og $-E_4 = -|V_{BE2(on)}|$ hvorved $v_1 = v_s$. Samtidig vil også i_s blive befriet for overgangsforvrængning.



$$E_1 = E_2 = E_{CC}/2$$

$$E_3 = V_{BE1(on)}$$

$$E_4 = |V_{BE2(on)}|$$

Fig. 4.2.5

D. Generelle bemærkninger

I praksis er der aldrig tale om helt ideel strømstyring eller helt del spændingsstyring, og der vil derfor altid optræde en vis grad af overgangsforvrængning i udgangssignalet, medmindre man træffer forholdsregler af ovennævnte art.

De mange batterier i fig. 4.2.5 er naturligvis urealistiske. En mere praktisk kobling, hvor det samme resultat opnås med én spændingsforsyning, to dioder og en kondensator foruden transistorerne, vil blive gennemgået i afsnit 4.4.

En forstærker af den her behandlede type afviger fra klasse A princippet ved at udgangstransistorerne leverer hele strømmen til hver sin halvperiode og er strømløse i den anden halvperiode. Resultatet er, at den samlede hvilestrøm er nul og at forsyningsstrømmens middelværdi vokser med udstyringen. Dette fører til høj virkningsgrad og er en ideel situation ved batteridrift. Forstærkere, der arbejder efter dette princip, kaldes klasse B forstærkere.

I praksis er der sjældent tale om rendyrket klasse B-drift. I typiske tilfælde andrager hvilestrømmen ved stuetemperatur nogle få procent af spidsstrømmen ved fuld udstyring. Ved en nøjere indstilling af hvilestrømmen kan man til en vis grad minimalisere udgangsforvrængningen hidrørende fra kollektorkarakteristikfelterne.

Ser man bort fra forvrængning har den komplementære emitterkoblede klasse B forstærker spændingsforstærkningen 1 og effektforstærkningen β . Den maksimale udgangsamplitude er nær ved $E_{CC}/2$.

Der findes andre klasse B modtaksfigurationer der kan præstere en spændingsforstærkning større end 1, men det vil føre for vidt at medtage disse i denne fremstilling.

Der er i de senere år fremkommet komplementære transistorpar for udgangseffekter op til flere hundrede Watt.

4.3 Udgangseffekt, virkningsgrad og kollektortab i klasse B-forstærkere

I den følgende opgørelse af effektforholdene i en klasse B-forstærker antages det at udgangsspændingen er en sinusspænding:

$$v_1(t) = v_1 \sin(\omega t) \quad (4.3.)$$

hvor v_1 er amplituden. Belastningsimpedansen Z_L antages at være rent ohmsk: $Z_L = R_L$.[†] Basisstrømme negligeres, dvs. tilnærmelsen $I_C \approx I_E$ benyttes. Endelig ses der bort fra mætningsspændingsfald i udgangstransistorerne, dvs. $v_{1\max} = E_{CC}/2$.

Indfører man udstyringsgraden x ved:

$$x = v_1/v_{1\max} \quad (0 \leq x \leq 1) \quad (4.3.)$$

kan udgangseffekten skrives $P_1 = v_1^2/2R_L = (v_1/v_{1\max})^2 \cdot (v_{1\max}^2/2R_L)$ eller

$$\underline{P_1/P_{1\max} = x^2} \quad (4.3.)$$

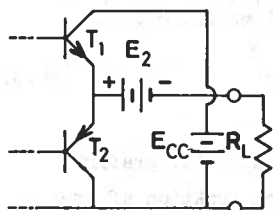


Fig. 4.3.1

I kollektorkredsen er der to batterier, forsyningsbatteriet E_{CC} og hjælpebatteriet $E_2 = E_{CC}/2$. I den halvperiode, hvori T_1 leder, modtager E_2 øjeblikseffekt fra T_1 , og i den halvperiode, hvori T_2 leder, afgiver E_2 øjeblikseffekt til T_2 , dvs. middeffekten knyttet til E_2 er nul. (Dette kan også siges mere enkelt, idet strømmen i R_L og dermed i

[†] For audioforstærkere med højtalerbelastning er dette en rimelig tilnærmelse i middelfrekvensområdet fra ca. 100 til ca. 1000 Hz.

pr antagelse er en ren vekselstrøm). Ved opgørelsen af forsyningseffekten behøver man derfor kun at betragte E_{CC} . Dette batteri leverer kun

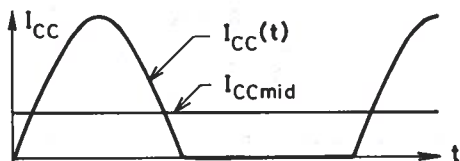


Fig. 4.3.2

strøm, når T_1 leder. $I_{CC}(t) = I_{C1}(t)$, der er vist på fig. 4.3.2, udgør de positive halvbølger i belastningsstrømmen, (idet der ses bort fra I_B 's bidrag). Da middelværdien af $I_{CC}(t)$ er lig med spidsværdien divideret med π , og da spids-

værdien er lig med v_1/R_L , bliver middelforsyningseffekten: $P_{CC} = E_{CC} v_1 / (\pi \cdot R_L)$
 $2v_{1max} \cdot v_1 / (\pi R_L) = (4/\pi) \cdot (v_{1max}/v_1) \cdot (v_1^2/2R_L) = (4/\pi) \cdot (1/x) \cdot P_1$.
 f denne omskrivning følger, at virkningsgraden η er givet ved:

$$\eta = P_1/P_{CC} = (\pi/4)x \quad (4.3.4)$$

irkningsgraden vokser altså proportionalt med udstyringsgraden op til den teoretiske maksimalværdi ved fuld udstyring:

$$\eta_{max} = \pi/4 = 0.785 \quad (4.3.5)$$

Den del af forsyningseffekten P_{CC} , der ikke konverteres til belastningseffekt P_1 , tabes i de to kollektorer, og bidrager derfor til opvarming af transistorerne. Kaldes kollektortabseffekten pr transistor P_C gælder følgende: $P_{CC} = P_1 + 2P_C$. Heraf fås: $P_C = (1/2) \cdot P_1 \cdot (P_{CC}/P_1 - 1) = (1/2) P_{1max} (P_1/P_{1max}) \cdot (P_{CC}/P_1 - 1)$. Idet nu $P_1/P_{1max} = x^2$ og $P_{CC}/P_1 = 1/\eta = 4/(\pi x)$ fås:

$$P_C/P_{1max} = \frac{1}{2} x \left(\frac{4}{\pi} - x \right) \quad (4.3.6)$$

Denne funktion har maximum for $x = 2/\pi = 0.64$. Maximalværdien er:

$$P_{Cmax}/P_{1max} = 2/\pi^2 = 0.20 \quad (x=2/\pi) \quad (4.3.7)$$

Relationerne (4.3.3), (4.3.4) og (4.3.6) kan anvendes til grafisk afbildning af P_1 og P_C normeret med P_{1max} , og af η , som funktion af udstyringsgraden x , se fig. 4.3.3.

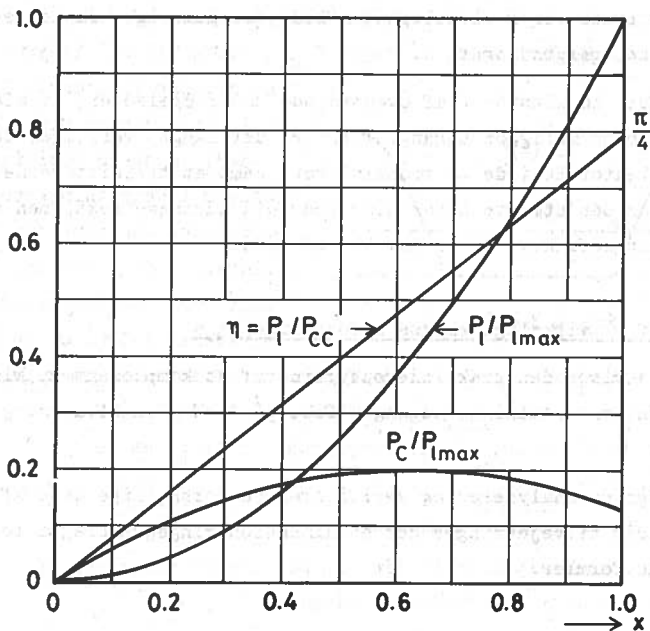


Fig. 4.33

Taleksempel

En klasse B forstærker skal kunne levere en effekt på 40 Watt i 4Ω . Bestem:

- 1) Den nødvendige forsyningspænding E_{CC}
- 2) Den nødvendige forsynings effekt
- 3) Kollektortabet pr transistor ved fuld udgangseffekt
- 4) Det maksimale kollektortab pr transistor og den tilsvarende udgangseffekt.

Svar

Ad 1) $E_{CC} \approx 2v_{lmax} = 2\sqrt{2R_L P_{lmax}} = 2\sqrt{2 \cdot 4 \cdot 40} = 36 \text{ Volt}$
 =====

Ad 2) $P_{CCmax} = P_{lmax} / \eta_{max} = 40 / 0.785 = 51 \text{ Watt}$
 =====

Ad 3) $x=1$ i (4.3.6) giver: $P_C = (1/2) \cdot (4/\pi - 1) \cdot P_{lmax} = 0.137 \cdot 40 = 5.5 \text{ Watt}$
 =====

Ad 4) Af (4.3.7) fås: $P_{Cmax} = 0.2 \cdot P_{lmax} = 0.2 \cdot 40 = 8 \text{ Watt}$
 =====

Idet den tilsvarende værdi af x er $2/\pi$ fås af (4.3.3):

$P_l = x^2 \cdot P_{lmax} = (2/\pi)^2 \cdot 40 = 16.2 \text{ Watt}$
 =====

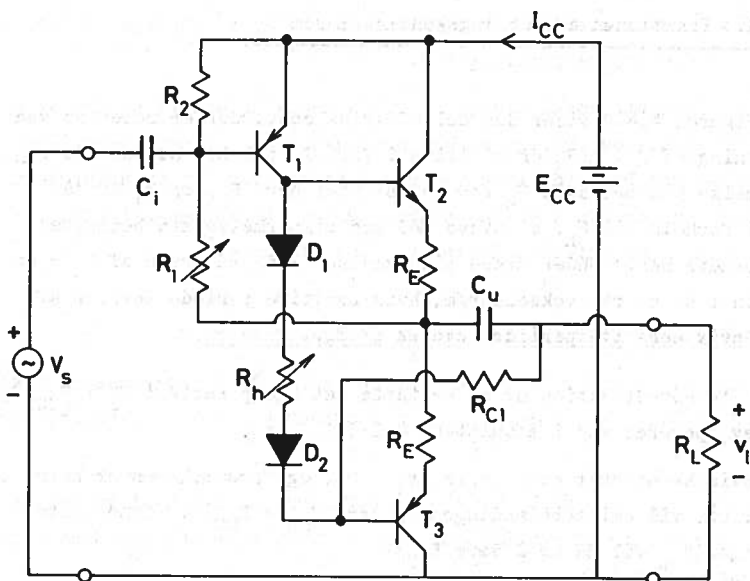
Disse resultater er i virkeligheden lidt for gunstige, da der er et bort fra måtningsspændingsfald.

De vigtigste konklusioner af ovenstående undersøgelse er, at klasse B-konfigurationen muliggør udgangseffekter, der langt overstiger de illadelige kollektortab i de to transistorer, samt at transistorerne ikke udsættes for den største opvarmning ved fuld udgangseffekt, men dermod ved en udgangseffekt, der er ca. 40% af denne.

.4 Analyse af et virkeligt klasse B forstærkertrin

Fig. 4.4.1 viser den praktiske opbygning af et komplementært klasse forstærkertrin for en maximal udgangseffekt på 15 W i en belastning på Ω .

I det følgende analyseres og verificeres de forskellige dele af kobningen og samtidig tilvejebringes der et dimensioneringsgrundlag i form af understregede formler.



Klasse B udgangstrin for $P_{1\max} = 15\text{ W}$ i $R_L = 8\ \Omega$

(Ekskl. forforstærker og modkoblingskredsløb)

Styretransistor: T_1 . Udgangstransistorer $T_2 - T_3$

T_1 BD 136 (MINIWATT,)

T_2 BD 437 -

T_3 BD 438 -

D_1 BA 100 -

D_2 BA 100 -

R_1 0 - 2 k Ω variabel

R_2 39 Ω

R_h 0 - 2 Ω variabel

R_E 0.47 Ω

R_{C1} 270 Ω ; 2 Watt.

C_u 1000 $\mu\text{F}/40\text{ V}$

$E_{CC} = 36\text{ V}$. $I_{CC\text{mid}} = 0.69\text{ A}$ ved fuld udgangseffekt.

Fig. 4.4.1

A. Funktionen af koblingskondensatoren C_u

Figuren 4.4.2 viser den del af kredsløbet, der er relevant ved etrægtning af C_u . (R_E er så lille i forhold til R_L , at man med god tilnærmelse kan betragte R_E som kortsluttet her. R_{C1} og R_1 er så store i forhold til R_L , at disse med god tilnærmelse kan betragtes om afbrudte her. Under disse tilnærmelser - og på grund af C_u - er strømmen i R_L en ren vekselstrøm, hvis positive periode leveres af T_2 , og hvis negative periode leveres af T_3).

C_u 's hovedfunktion er at erstatte det hjælpebatteri $E_2 = E_{CC}/2$, er blev opereret med i afsnittene 4.2-3.

Hvis kredsløbet er i hvile ($v_1 = 0$), og forstærkeren er korrekt indstillet, vil emitterspændingen V_M være $V_{Mh} = E_{CC}/2$. Kondensatorspændingen V_{Cu} vil da også være $E_{CC}/2$.

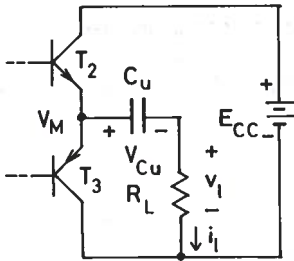


Fig. 4.4.2

Under udstyring vil V_{Cu} stige lidt når C_u modtager strøm fra T_2 og falde lidt, når C_u afgiver strøm til T_3 , men er C_u tilstrækkelig stor, eller frekvensen tilstrækkelig høj, er ΔV_{Cu} lille i forhold til middelværdien: $E_{CC}/2$.

Ved fuld udstyring af udgangstransistorerne gælder for V_M ved sinusform:

$$V_M \approx (E_{CC}/2)(1 + \sin(\omega t)) \quad (4.4.1)$$

Hvis ω aftager, stiger vekselspændingen over C_u på bekostning af vekselspændingen over R_L . Med $j\omega$ -notation må der for $V_{lmax}(j\omega)$ under disse omstændigheder gælde:

$$V_{lmax}(j\omega) = (E_{CC}/2) \cdot \frac{R_L}{R_L + 1/j\omega C_u} \quad (4.4.2)$$

der også kan skrives på formen:

$$\frac{V_{lmax}(j2\pi f)}{V_{lmax}(j2\pi\infty)} = \frac{1}{1 - jf_{nP}/f} \quad (4.4.3)$$

idet $V_{lmax} \rightarrow E_{CC}/2$ for $f \rightarrow \infty$. Frekvensen f_{nP} er givet ved

$$f_{nP} = \frac{1}{2\pi C_u R_L} \quad (4.4.4)$$

Når $f = f_{nP}$ er $|V_{lmax}| = (E_{CC}/2)/\sqrt{2}$ og effekten i R_L derfor kun det halve af den asymptotiske værdi, den går imod ved høje frekvenser. I overensstemmelse hermed kaldes f_{nP} den nedre halv-effekt grænsefrekvens ved fuld udstyring.

Med de på fig. 4.4.1 opgivne talværdier fås:

$$f_{nP} = \frac{1}{2\pi \cdot 10^{-3} \cdot 3.8} \approx 20 \text{ Hz}$$

Hvis belastningen er induktiv ved høje frekvenser: $Z_L = R_L + j\omega L_L$, hvilket bl.a. vil være tilfældet, når belastningen er en højttaler, kan man på samme måde tale om en øvre halv-effekt grænsefrekvens ved fuld udstyring: $f_{\phi P} = (1/2\pi) \cdot (R_L/L_L)$. Ved audiogengivelse er det dog yderst sjældent, at man nærmer sig fuld udstyring i den højfrekvente ende af tonespektret.

f_{nP} (og $f_{\phi P}$) er udtrykkeligt definerede under antagelse af fuld

dstyring af udgangstransistorerne. Der er intet sagt om, hvorvidt det er muligt at opnå fuld udstyring ved disse frekvenser. Der kan ligge begrænsninger andre steder i kredsløbet som forhindrer dette. I småsignalteorien, som behandles senere, defineres grænsefrekvenser på basis af meget lille udstyring. Småsignalgrænsefrekvenserne vil i almindelighed afvige fra grænsefrekvenserne svarende til 50% af fuld udgangseffekt. (Når transistorerne ser en kompleks belastning, f.eks.: $L + 1/j\omega C_u$ vil de halvperiodestrømme transistorerne leverer være ude af fase med emitterspændingerne, og under disse omstændigheder kan kollektortabene blive større end ved rent ohmsk belastning. Dette må man have or øje ved en marginal dimensionering).

B. Kravene til forsyningsspændingen

Med henvisning til fig. 4.4.1 må E_{CC} kunne udtrykkes som summen af spændingerne over R_L, C_u , den øvre emittermodstand R_E , basis-emitter strækningen på T_2 og emitter-kollektorstrækningen på T_1 .

Betragtes øjeblikket svarende til positiv spidsstrøm i R_L fås, idet $C_u \approx E_{CC}/2$:

$$E_{CC} \geq 2((R_E + R_L)i_{lmax} + V_{BE2max} - V_{CE1sat}) \quad (4.4.5)$$

hvor

$$i_{lmax} = \sqrt{2P_{lmax}/R_L} \quad (4.4.6)$$

For det konkrete kredsløb, fig. 4.4.1 bliver $i_{lmax} = \sqrt{2 \cdot 15/8} = 1.94$ A. Ved hjælp af transistorernes datablade finder man, at $V_{BE2max} \approx 0.9$ V og at $V_{CE1sat} \approx -0.5$ V. Med de opgivne værdier for R_E og R_L fås derfor:

$$E_{CC} \geq 2((0.47+8) \cdot 1.94 + 0.9 + 0.5) = 35.7$$
 V

Overensstemmelse hermed er E_{CC} angivet til 36 V på fig. 4.4.1.

På samme tidspunkt (maximal positiv udgangsstrøm) er T_3 strømløs og $-V_{CE3} = -V_{CE3max} \approx E_{CC} = 36$ V. I databladene finder man, at breakdown spændingen BV_{CEO3} er -45 V og har dermed sikret sig, at $|V_{CEmax}| < |BV_{CEO}|$ for T_3 . Tilsvarende for T_2 .

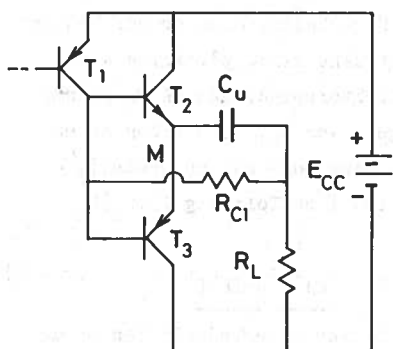
Benyttes tilnærmelsen $I_{C2} \approx i_1$ (for $i_1 > 0$) bliver middelkolektorstrømmen i T_2 ved fuld udstyring $I_{C2mid} \approx i_{lmax}/\pi = 1.94/\pi = 0.62$ A. (Det styretrinnet T_1 , som det senere vil fremgå, kræver ca. 0.07 A, bli-

ver den nødvendige forsyningsstrøm ved fuld udstyring:

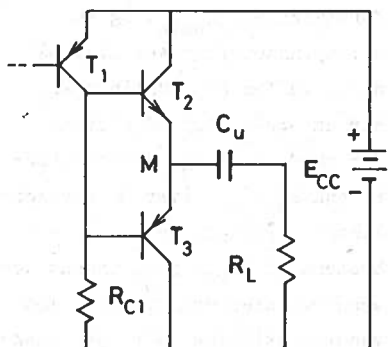
$$I_{CC} = 0.69 \text{ A (dc, max).}$$

C. Hvilepunkt og arbejdslinier for styretransistoren T_1

Udgangstransistorerne styres af den fælles-emitter koblede PNP-transistor T_1 , der arbejder i klasse A. I det følgende ses der bort fra alle de elementer, der er uvæsentlige ved betragtning af styretransistorens belastningsforhold. Dioderne D_1 og D_2 samt den lille modstand R_H , der direkte indgår i kollektorkredsen for T_1 , kan i denne forbindelse også negligeres, da spændingsfaldene over dem er meget små i forhold til kollektorspændingssvinget ved fuld udstyring. Endvidere negligeres overgangsforvrængning i udgangstransistorernes basisstrømme. Med disse simplifikationer fås det på fig. 4.4.3a viste diagram.



(a)



(b)

Fig. 4.4.3

Grunden til at kollektormodstanden R_{C1} er indkoblet på den ejendommelige måde vist på a-figuren og ikke på den ligefremme og velkendte måde vist på b-figuren er, at sidstnævnte kobling ikke tillader fuld udstyring af T_3 . Til belysning af dette viser figur 4.4.4 arbejdsliniekonstruktionen for T_1 i b-koblingen. Ved ren klasse B-drift er basisstrømmen i udgangstransistorerne nul, når kredsløbet er i hvile, og dc-arbejdslinien er derfor udelukkende bestemt af E_{CC} og R_{C1} .

Under udstyring gælder der for den del af $(-I_{C1})$, der udgør den samlede basisstrøm for T_2 og T_3 :

$$\Delta(-I_{C1}) = \frac{i_1}{1+\beta_u} = \frac{v_1}{(1+\beta_u)R_L} = \frac{-\Delta(-V_{CE1})}{(1+\beta_u)R_L} \quad (4.1)$$

hvor β_u er middelstrømforstærkningen for T_2 og T_3 . Udgangstransistorerne repræsenterer derfor i ac-mæssig henseende en impedans på $(1+\beta_u)R_L$ set fra T_1 . Denne impedans i parallel med R_{C1} bestemmer hældningen af ac-arbejdslinien.

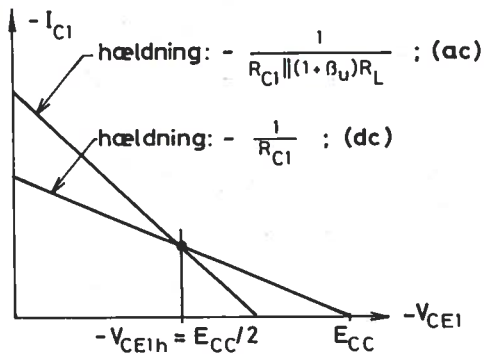


Fig. 4.4.4

ivs. ($-V_{CE1}$) op i nærheden af E_{CC}), idet I_{C1} bliver nul forinden.

Dette problem råder a-koblingen bod på. Dc-arbejdslinien er her bestemt af E_{CC} og modstanden $R_{C1} + R_L$, jfr. den fuldt optrukne linie på fig. 4.4.5. Ved udstyring følger udgangsspændingen v_1 kollektorspændingen på T_1 på nær en dc-forskydning, men det betyder, at spændingen over R_{C1} hele tiden er en dc-spænding. R_{C1} virker derfor i ac-mæssig henseende som en uendelig stor impedans og den eneste ac-impedans T_1 ser ind i er følgelig $(1 + \beta_u)R_L$. Selger man nu:

$$\underline{R_{C1} = \beta_{u\min} R_L} \quad (4.4.8)$$

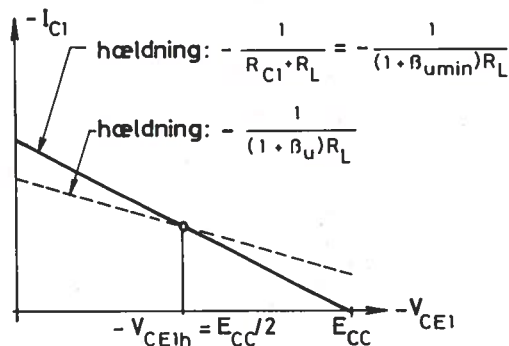


Fig. 4.4.5

eredede linie på fig. 4.4.5. Der kan nu opnås fuld udstyring, selv uden at $|I_{C1}|$ går ned til nul.

Problemet ved b-koblingen er nu, at man ikke samtidigt kan opnå at hvilepunktet ligger midt på dc-arbejdslinien og midt på ac-arbejdslinien. Da emitterne på T_2 og T_3 skal have hvilepotentialet $E_{CC}/2$ må $-V_{CE1h}$ nødvendigvis indstilles til denne værdi (hvorfor forklares senere), men så er det under udstyring ikke muligt at drive basisspændingen på T_3 ned i nærheden af nul

bliver dc-arbejdslinien og ac-arbejdslinien for T_1 identiske, når T_2 og T_3 har minimal strømforstærkning: $\beta_{u\min}$, og med hvilepunktet placeret midt på denne fælles arbejdslinie kan der da opnås fuld udstyring. For værdier af β_u , der er større end $\beta_{u\min}$, bliver dc-arbejdslinien liggende, da den jo er bestemt af $(R_{C1} + R_L)$, medens ac-arbejdslinien drejer mere imod vandret stilling, jfr. den punk-

Koblinger, der som her er baseret på et element (R_{C1}), hvor begge terminaler er på samme ac-potential, men på forskellige dc-potentialer, og som følgelig sættes ud af spillet i ac-mæssig henseende, kaldes boot-strap[†] koblinger. Bootstrapprincippet anvendes i mange afskygninger i elektronikken.

I praksis reduceres bootstrapvirkningen en lille smule af de små vekselspændingsfald fra basis til emitter på udgangstransistorerne og over eventuelle emittermodstande. (Vekselspændingen over R_{C1} bliver da ikke helt forsvindende).

For det konkrete eksempel på fig. 4.4.1 er $\beta_{\text{umin}} = 40$ og R_{C1} skal da ifølge (4.4.8) være: $40 \cdot 8 = 320 \Omega$. De nærmeste værdier i en 10% række er 270 og 330 Ω og for at sikre at hvilestrømmen I_{C1h} bliver stor nok vælges den mindste værdi: $R_{C1} = 270 \Omega$.

Idet hvilespændingen over ($R_{C1} + R_L$) er $E_{CC}/2$ bliver $-I_{C1h}$:

$$-I_{C1h} = \frac{E_{CC}/2}{R_{C1} + R_L} \quad (4.4.9)$$

eller for det foreliggende eksempel: $-I_{C1h} = 18/(270+8) = 0.065 \text{ A}$.

R_{C1} og T_1 skal hver kunne tåle en effekt på $I_{Ch} \cdot E_{CC}/2 = 0.065 \cdot 18 = 1.17 \text{ Watt}$. For R_{C1} er valgt en 2 Watt modstand. (T_1 kan ved 25°C tåle 8 Watt, men i øvrigt henvises der for transistorernes vedkommende til den samlede behandling af de termiske forhold i kapitel 5).

D. Elimination af overgangsforvrængning og indstilling af hvilestrøm

I afsnit 4.2 blev der redegjort for overgangsforvrængningen og dens eliminering ved hjælp af små forspændinger (E_3 og E_4 på fig. 4.2.5). Det blev også nævnt, at man kunne minimalisere nettoforvrængningen ved at til-lade en beskeden hvilestrøm: I_{uh} i udgangstransistorerne. I det konkrete eksempel opnås disse ting ved hjælp af dioderne D_1 og D_2 samt de små modstande R_h og R_E . Grænsen for hvor lille R_E kan gøres afhænger af termiske stabilitetsbetragtninger, der vil blive behandlet i kapitel 5. Her be-tragtes R_E samt hvilestrømmene I_{C1h} og I_{uh} som givne og R_h søges bestemt.

[†] Bootstrap = støvlestrop. Udtrykket refererer til "at løfte sig selv op ved hjælp af støvlestroppen". (Dansk: "at løfte sig selv op ved håret").

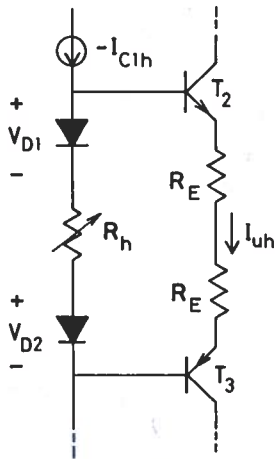


Fig. 4.4.6

Fig. 4.4.6 viser den relevante del af kredsløbet i hvile. Idet V_{BE3} er negativ og strømmen i R_h er meget nær $-I_{C1h}$, gælder:

$$V_{D1} + V_{D2} + R_h |I_{C1h}| = V_{BE2} + |V_{BE3}| + 2R_E I_{uh} \quad (4.4.10)$$

Vælges dioderne således, at betingelsen:

$$\underline{V_{D1} + V_{D2} \approx V_{BE2} + |V_{BE3}|} \quad (4.4.11)$$

er bedst mulig opfyldt (og her hjælper naturen godt til, blot de fire PN-overgange er af samme halvledermateriale, f.eks. Si), har man opnået en meget betydelig kompensation af overgangsforvrængningen. En anden fordel ved diodekompensation er, at V_D og V_{BE} har samme temperaturløshedsafhængighed.

Diodekompensationen giver ikke i sig selv noget særligt godt hold på hvilestrømmen I_{uh} . Hertil behøves modstandene R_h og R_E . Med (4.4.11) opfyldt fås af (4.4.10)

$$R_h \cdot |I_{C1h}| \approx 2R_E \cdot I_{uh} \quad (4.4.12)$$

er illustreret, at man kan kontrollere I_{uh} ved hjælp af R_h .

For det konkrete kredsløb gælder: $|I_{C1h}| = 65 \text{ mA}$ og $R_E = 0.47 \Omega$. En passende maximal værdi af I_{uh} er 50 mA (dvs. ca. 2.5% af spidsstrømmen). Øvrigt vises det i kapitel 5, at der eksisterer en øvre grænse for I_{uh} etinget af kravene til den termiske stabilitet af udgangstransistorerne). Med disse talværdier giver (4.4.12): $R_h \approx 0.7 \Omega$.

I virkeligheden er dette skønt behæftet med stor usikkerhed, da det pændingsfald $R_h |I_{C1h}|$, der bruges til stabiliseringen af I_{uh} kun er ca. 5 mV, dvs. af samme størrelsesorden som usikkerheden på diodespændingsfaldene. Selv om ligning (4.4.12) derfor ikke skal tages alt for bogtaveligt, viser praksis dog, at en variabel modstand R_h på nogle få Ohm giver en udmærket kontrol af hvilestrømmen.

E. Stabilisering af transistorernes hviletilstand

Ses der bort fra R_E skal emitterhvilespændingen V_{Mh} på udgangstransistorerne være $E_{CC}/2$. Ses der yderligere bort fra V_{BE2} , V_{BE3} , D_1 , D_2 og R_h kræver dette, at hvilepotentiallet på kollektoren af T_1 også er $E_{CC}/2$.

Det er derfor nødvendigt at stabilisere dette potential.

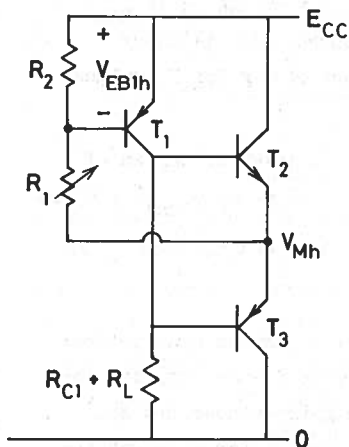


Fig. 4.4.7

Stabiliseringen af V_{Mh} tilvejebringes med modstandene R_1 , R_2 samt det relativt konstante emitter-basis spændingsfald V_{EB1h} (≈ 0.7 V), jfr. fig. 4.4.7, der viser den relevante del af kredsløbet i hvile.

Strømmen i R_2 må være V_{EB1h}/R_2 . Ses der bort fra I_{B1h} må den samme strøm løbe i R_1 og der gælder da:

$$E_{CC} - V_{Mh} = (R_1 + R_2) \cdot \frac{V_{EB1h}}{R_2} \quad (4.4.1)$$

Vælges R_2 får man, idet V_{Mh} skal være $E_{CC}/2$, følgende skøn af R_1 :

$$R_1 = R_2 \cdot \left(\frac{E_{CC}}{2V_{EB1h}} - 1 \right) \quad (4.4.1)$$

Mekanismen i stabiliseringen er nu følgende:

Hvis hvilespændingsfaldet fra emitter til kollektor på T_1 viser tilbøjelighed til at aftage (f.eks. på grund af en temperaturstigning), vokser V_{Mh} , men spændingsdeleren vil da søge at reducere V_{EB1h} , hvorved ændringen af såvel I_{C1h} , V_{CE1h} som V_{Mh} modvirkes.

På fig. 4.4.1 styres T_1 af en spændingsgenerator med impedansen nul. Under udstyring, dvs. når V_M indeholder en ac-komponent, vil strømmen i R_1 også indeholde en ac-komponent. Hvis reaktansen af C_i ved den pågældende frekvens er forsvindende lille i forhold til R_2 sluses denne ac-strøm hidrørende fra ΔV_M uden om R_2 via C_i og spændingsgeneratoren. Koblingen udkompenserer derfor kun langsomme hvilepunktsændinger, men ikke hurtige signalændringer. I modkoblingsteorien udtrykker man dette ved at sige, at der er dc-, men ikke ac-modkobling, hvis generatorimpedansen er meget lille.

For god dc-stabilisering kræves en stiv spændingsdel, dvs. en lille værdi af R_2 . På den anden side er det ikke ønskeligt, at R_2 er lille i forhold til ac-indgangsimpedansen af T_1 . Et rimeligt kompromis opnås ved at vælge en strøm i R_2 , der er ca. 10 gange større end I_{B1h} . Den største værdi af I_{B1h} optræder, når β_1 er minimal. Dette fører til følgende skøn af R_2 :

$$R_2 = \frac{\beta_{1\min}}{10} \cdot \frac{|V_{BE1h}|}{|I_{C1h}|} \quad (4.4.15)$$

I det konkrete tilfælde er $\beta_{1\min} = 40$, $I_{C1h} = -65 \text{ mA}$ og $|V_{BE1h}| = 0.7 \text{ V}$. Dette giver $R_2 = 43 \Omega$. Da $E_{CC} = 36 \text{ V}$ giver (4.4.14) herefter $R_1 = 1.06 \text{ k}\Omega$. For R_2 vælges standardværdien 39Ω og for R_1 vælges en variabel modstand på maksimalt $2 \text{ k}\Omega$.

Under antagelse af at $r_x \ll r_\pi$ for T_1 bliver indgangsimpedansen af T_1 lig med $r_\pi = \beta \cdot V_t / |I_{Ch1}|$. Med $\beta_{\min} = 40$, $V_t = 26 \text{ mV}$ og $|I_{Ch1}| = 65 \text{ mA}$ fås $r_\pi = 16 \Omega$. Det ses, at $r_\pi < R_2$.

F. Afsluttende bemærkninger

Ved udstyringer svarende til en udgangseffekt i nærheden af det maximale må der påregnes en vis forvrængning hidrørende fra den stærkt ulineære indgangskaraktistik for T_1 . Denne forvrængning vokser med det nødvendige kollektorstrømsving i T_1 , og er derfor størst når udgangstransistorerne har minimal strømforstærkning. Det er muligt, og i praksis nødvendigt, at reducere denne forvrængning, såvel som al anden forvrængning ved hjælp af ac-modkobling, dog på bekostning af forstærkningen, men dette falder udenfor rammerne af den foreliggende tekst.

Ved lille udstyring kan der ses bort fra forvrængningen, og det har ingen mening at skønne over forstærkningen for det ikke-modkoblede kredsløb på fig. 4.4.1. Da udgangstransistorerne i den her anvendte kobling har en spændingsforstærkning på knapt 1, kan hele nettospændingsforstærkningen tilskrives T_1 .

Anses T_1 for spændingsstyret og ideel (dvs. negligeres r_x , r_μ og r_o i hybrid- π ækvivalentet for T_1), er spændingsforstærkningen uafhængig af β_1 og givet ved: (jfr. afsnit 2.4 del II)

$$A_v = - \frac{|I_{Ch1}|}{V_t} \cdot R_{L1ac} = \frac{-|I_{Ch1}|}{V_t} \cdot R_L (1 + \beta_u) \quad (4.4.16)$$

(idet R_{C1} på grund af bootstrapkoblingen ikke bidrager til ac-belastningen for T_1). Med $V_t = 26 \text{ mV}$, $|I_{Ch1}| = 65 \text{ mA}$, $R_L = 8 \Omega$ og $\beta_u = \beta_{\min} = 40$ bliver $A_{V\min} = -820$ gange. Der må dog tages kraftigt forbehold for dette skøn, idet navnlig r_μ vil udøve en kraftig reducerende indflydelse på denne store forstærkning.

5. Termiske begrænsninger i transistorforstærkere

5.1 Maximalt transistorortid som funktion af omgivelsestemperaturen

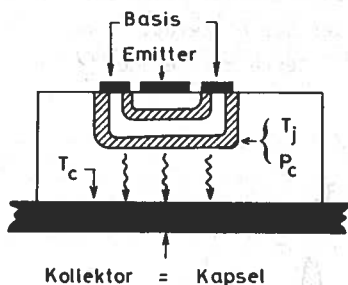


Fig. 5.1.1

mest effektive bortledning af varmen fra dette lag er kollektoren som regel monteret direkte på transistorkapslens metalsokkel, se fig. 5.1.1.

Temperaturen i nævnte rumladningslag kaldes T_j (j =junction), og den lavere kapseltemperatur kaldes T_c (c =case). Der er nu tale om to fundamentale temperaturbegrænsninger:

- 1: T_j må ikke være for stor, da selve halvlederkrystallen ellers ødelægges. T_{jmax} er $150-200^{\circ}\text{C}$ for siliciumtransistorer og $85-100^{\circ}\text{C}$ for germaniumtransistorer
- 2: Temperaturforskellen $T_j - T_c$ må ikke være for stor på grund af de mekaniske spændinger, den giver anledning til. $(T_j - T_c)_{max}$ ligger for siliciumtransistorer i området fra ca. 50 til ca. 150°C og for germaniumtransistorer i området fra ca. 20 til ca. 50°C .

Varmen, der ankommer til transistorkapslen fra transistorens indre, må ledes videre ud til "omgivelserne" der tillægges temperaturen T_a (a =ambient). T_a regnes ofte lig med "stuetemperatur", ca. 25°C . Denne videre varme-transport kan enten foregå direkte igennem luften ved varmstråling og konvektion, eller - hvis kapslen er for lille til at sikre tilstrækkelig køling på denne måde - via et større kølelegeme, der er i god termisk for-

indelse med kapslen, og som bedre er i stand til at udveksle varme med omgivelserne ved stråling og konvektion. Når der benyttes kølelegeme, må man i visse tilfælde isolere kapslen (=kollektor) elektrisk fra dette. Isolatoren er som regel en tynd glimmerskive, hvis tilstedeværelse forringer varmetransmissionen noget. Ud over hvad der her er nævnt, ledes der også nogen varme bort igennem tilledningerne. Dette ses der dog bort fra i det følgende.

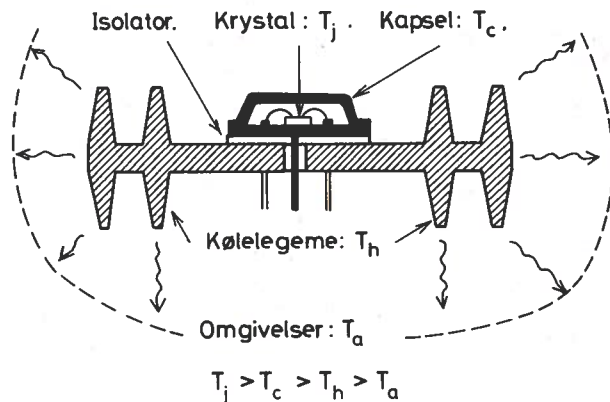


Fig. 5.1.2

Fig. 5.1.2 viser i snit det fuldstændige termiske system for en høj-effekttransistor monteret på et kølelegeme, idet der dog er indskudt en glimmerskive for elektrisk isolation. Kølelegemet, der som regel består af aluminium med matsort lakering, har temperaturen T_h (h=heat sink).

Ved termisk ligevægt (dvs. stationær tilstand) er temperaturforskellene mellem de forskellige dele af systemet proportionale med den varmemestrøm, der transmitteres. Er x og y to isoterme flader med temperaturerne T_x og $T_y < T_x$ og er P den varmemestrøm i Watt, der passerer fra fladen x til fladen y , gælder:

$$T_x - T_y = \theta_{xy} \cdot P \quad (5.1.1)$$

hvor θ_{xy} kaldes den termiske modstand af det mellemliggende medium. θ opgives i $^{\circ}\text{C}/\text{W}$ eller $^{\circ}\text{C}/\text{mW}$. Da de termiske modstande for samme varmemestrøm

er additive, gælder for ovennævnte system:

$$T_j - T_a = (\theta_{jc} + \theta_{ch} + \theta_{ha}) P_{tot} = \theta_{ja} \cdot P_{tot} \quad (5.1.2)$$

hvor θ_{jc} er den termiske modstand fra transistorens indre til dens kapsel, θ_{ch} er den termiske modstand af isolationsskiven, og θ_{ha} er den termiske modstand fra kølelegemet til omgivelserne. Udtrykket negligerer den relativt lille varmetransport, der finder sted igennem luften fra kapslen til kølelegemet eller til omgivelserne, samt varmeafgivelsen igennem tilledningerne. Størrelsen af de forskellige termiske modstande er tilgængelige i databladene for transistoren med tilhørende monteringsanvisninger. For laveffekttransistorer angives sommetider kun θ_{jc} og θ_{jao} , hvor θ_{jao} er den totale termiske modstand ved almindelig ikke-forceret luftkøling af kapslen.

Til ligning (5.1.2) svarer den elektriske analogi vist på fig.5.1.3, hvor effekt (varmestrøm) afbildes ved elektrisk strøm, temperatur afbildes ved elektrisk spænding og termisk modstand afbildes ved elektrisk

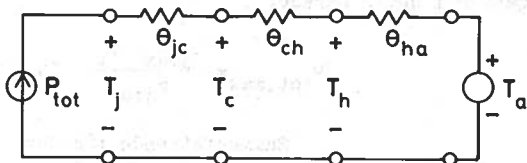


Fig. 5.1.3

modstand. Denne model gør det muligt at beregne alle relevante temperaturer og temperaturforskelle som funktion af den påtrykte effekt i det stationære tilfælde. Et par eksempler vil belyse anvendelsen af sådanne modeller.

Eksempel 1

For laveffekttransistoren BC107 opgives: $P_{tot,max} = 300 \text{ mW}$ for $T_a \leq 25^\circ\text{C}$; $T_{j,max} = 175^\circ\text{C}$; $\theta_{jc} = 0.2^\circ\text{C/mW}$ og $\theta_{jao} = 0.5^\circ\text{C/mW}$. Idet kapslen kun køles via luften, ønskes følgende spørgsmål besvaret:

- Hvad bliver T_j og T_c når $P_{tot} = 100 \text{ mW}$ og $T_a = 50^\circ\text{C}$?
- Hvorfor er $P_{tot,max}$ begrænset til 300 mW for $T_a \leq 25^\circ\text{C}$?
- Hvorledes afhænger $P_{tot,max}$ af T_a når $T_a > 25^\circ\text{C}$?

ivar

-) Den termiske model er vist på fig. 5.1.4. $\theta_{cao} = \theta_{jao} - \theta_{jc} = 0.3^\circ\text{C}/\text{mW}$

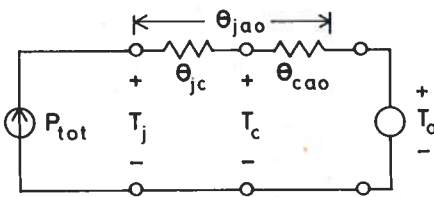


Fig. 5.1.4

Man finder:

$$T_c = T_a + \theta_{cao} P_{tot} = 50 + 0.3 \cdot 100 = 80^\circ\text{C} \quad (5.1.3)$$

$$T_j = T_c + \theta_{jc} P_{tot} = 80 + 0.2 \cdot 100 = 100^\circ\text{C} \quad (5.1.4)$$

-) Hvis T_a er lav, er det ikke $T_j = T_{jmax}$, der sætter effektbegrænsningen, men derimod temperaturforskellen $(T_j - T_c)_{max} = \theta_{jc} \cdot P_{tot,max}$. Af opgivelserne kan man slutte, at denne temperaturforskel højst må være $0.2 \cdot 300 = 60^\circ\text{C}$ for BC107. Hvis T_a vokser til 25°C , løber man med $P_{tot,max} = 300 \text{ mW}$ ind i den anden begrænsning, idet T_j da bliver lig med $T_{jmax} = 175^\circ\text{C}$.
-) Hvis $T_a > 25^\circ\text{C}$ må den tilladelige effekt reduceres, da T_j ellers bliver større end T_{jmax} . Der gælder i dette område:

$$P_{tot,max} = \frac{T_{jmax} - T_a}{\theta_{jao}} \quad (5.1.5)$$

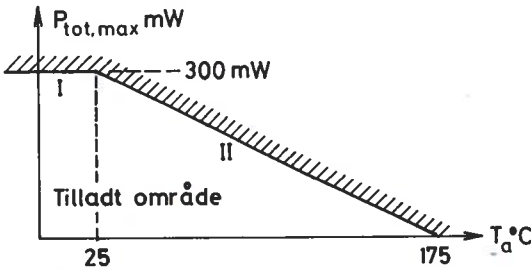


Fig. 5.1.5

Sammenfattende fås det på fig. 5.1.5 viste forløb af $P_{tot,max}$ som funktion af T_a . Begrænsning I sættes af $(T_j - T_c)_{max} = 60^\circ\text{C}$ og begrænsning II sættes af $T_j = T_{jmax} = 175^\circ\text{C}$.

Eksempel 2

I 15 Watt forstærkeren fra afsnit 4.4 med de komplementære højeffekt-transistorer BD 437/BD 438 optræder det største kollektortab ved en udgangseffekt på ca. 6 W (40% af fuld udgangseffekt). Dette kollektortab er pr transistor ca. 3 Watt. (Jfr. fig. 4.3.3, $x=0.63$).

For transistorerne opgives: $P_{\text{tot,max}} = 36 \text{ W}$ for $T_c \leq 25^\circ\text{C}$ (NB: T_c , ikke T_a); $T_{j\text{max}} = 150^\circ\text{C}$; $\theta_{jc} = 3.5^\circ\text{C/W}$ og $\theta_{jao} = 100^\circ\text{C/W}$.

- a) Hvad bliver T_j , når kollektortabet er 3 W , $T_a = 25^\circ\text{C}$, og der ikke anvendes kølelegeme ?
- b) Hvad bliver T_j , T_c og T_h , når kollektortabet er 3 W , $T_a = 25^\circ\text{C}$ og begge transistorerne monteres på samme standardkølelegeme med $\theta_{ha} = 3^\circ\text{C/W}$ samt isoleres elektrisk fra dette med en glimmerskive med $\theta_{ch} = 1^\circ\text{C/W}$?

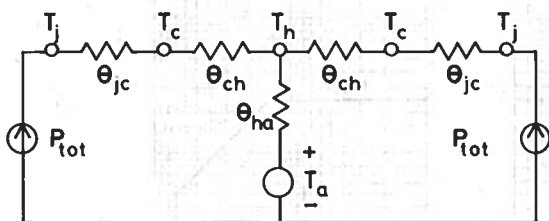
Svar

- a) $P_{\text{tot}} \approx P_c = 3 \text{ W}$ (pr transistor). T_j beregnes af

$$T_j = T_a + \theta_{jao} P_{\text{tot}} = 25 + 100 \cdot 3 = \underline{\underline{325^\circ\text{C}}}$$

Da $T_{j\text{max}}$ er overskredet, ødelægges transistorerne.

- b) Den termiske model for hele konfigurationen er vist på fig. 5.1.6.



Idet den udviser symmetri om midten, finder man nemt:

$$\begin{aligned} T_h &= T_a + 2\theta_{ha} \cdot P_{\text{tot}} \\ &= 25 + 2 \cdot 3 \cdot 3 = \underline{\underline{43^\circ\text{C}}} \end{aligned}$$

Fig. 5.1.6

$$T_c = T_h + \theta_{ch} \cdot P_{\text{tot}} = 43 + 1 \cdot 3 = \underline{\underline{46^\circ\text{C}}}$$

og

$$T_j = T_c + \theta_{jc} \cdot P_{\text{tot}} = 46 + 3.5 \cdot 3 = \underline{\underline{56.5^\circ\text{C}}}$$

Som det fremgår af eksemplet, er den store opgivne værdi af $P_{\text{tot,max}}$ (36 W) ikke videre realistisk hvilket hænger sammen med, at den er specificeret for en kapseltemperatur på 25°C . Dette ville formentlig kun kunne opnås ved forceret køling, evt. vædskekøling. Dette misforhold, der kan føre til overvurdering ved valg af transistorer, bør man være opmærksom på, da $P_{\text{tot,max}}$ næsten altid er specificeret på denne måde for højeffektstransistorer.

Det, man navnlig kan udlede af den foreliggende $P_{\text{tot,max}}$ angivelse, er, at $(T_j - T_c)_{\text{max}} = \theta_{jc} \cdot P_{\text{tot,max}} = 3.5 \cdot 36 = 126^\circ\text{C}$ for disse transistorer.

.2 SOAR-specifikationer

SOAR betyder Safe Operating Area og refererer til det område af $I_C - V_{CE}$ planen indenfor hvilken det garanteres, at transistoren ikke overelastes, når den er i dc-tilstand, og har den til SOAR området specificerede kapseltemperatur.

SOAR-angivelsen har det på fig. 5.2.1 viste typiske udseende, hvor der enten kan være tale om lineære akser (a-figuren) eller logaritmiske akser (b-figuren)

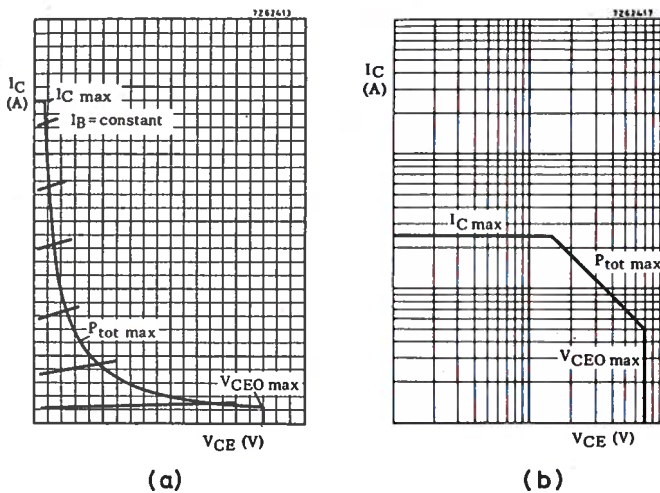


Fig. 5.2.1†

Det tilladte område er underkastet tre begrænsninger:

Reproduceret fra Miniwatts datahåndbog del II, juli 1974.

$$1) I_C \leq I_{Cmax}$$

Denne begrænsning tager hensyn til den tilladelige jævnstrøm i de tynde ledninger inde i kapslen imellem selve krystallen og de mere robuste ydre tilledninger

$$2) P_{tot} = I_C \cdot V_{CE} \leq P_{tot(max)} (T_c)$$

Denne begrænsning sikrer transistoren imod overophedning ($T_j > T_{jmax}$). I $I_C - V_{CE}$ planen med lineære akser antager denne begrænsning form af en hyperbel, den såkaldte effekt-hyperbel. Hvis T_c forøges, bliver $P_{tot,max}$ mindre og den ny hyperbel dermed mere restriktiv.

I $I_C - V_{CE}$ -planen med logaritmiske akser antager begrænsningen form af en ret linie med en hældning på -45° (forudsat at en dekade fylder det samme på begge akser)

$$3) V_{CE} \leq V_{CEOmax}$$

V_{CEOmax} (eller BV_{CEO} , som den kaldes i del II) er break-down spændingen fra kollektor til emitter, når basis er åben. I omegnen af denne spænding drejer transistorkarakteristikkerne på grund af lavineeffekt imod lodret ($\beta \rightarrow \infty$). Hvis I_C begrænses af det ydre kredsløb, er dette break-down ikke destruktivt, men transistoren er naturligvis ekstremt ulineær i omegnen af V_{CEOmax} .

5.3 Sekundært gennembrud

Sekundært gennembrud (second breakdown) er et destruktivt fænomen, der navnlig kan indtræffe i højeffekttransistorer ved stor belastning. Ved store kollektorstrømme fremkalder den tilsvarende store basisstrøm et mærkbart tværspejningsfald i basisregionen, således at emitterbasis overgangens forspænding i lederretningen er større langs randen af emitteren end midt ud for denne. Emitterstrømmen vil da koncentrere sig langs emitterranden som antydnet på fig. 5.3.1. Bliver den lokale strøm-tæthed herved for stor, opstår der en "varm plet" med så stor termisk

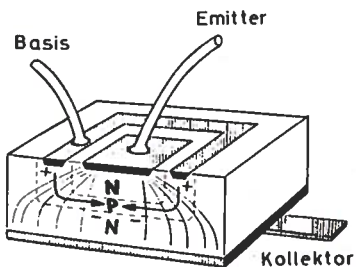


Fig. 5.3.1

I transistorens SOAR giver sekundært gennembrud sig til kende som en retlinet afgrænsning, der er mere restriktiv end $P_{\text{tot,max}}$ -afgrænsningen ved høje spændinger, se fig. 5.3.3. Sekundært gennembrud anses for at være nogenlunde uafhængig af T_c .

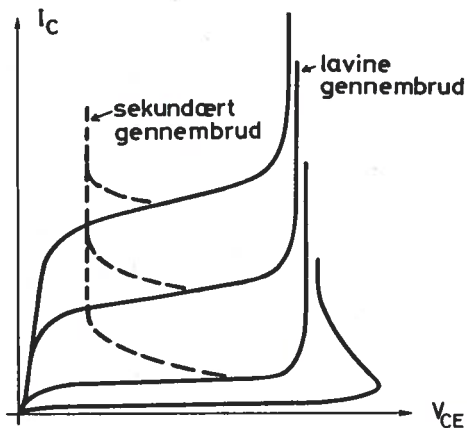


Fig. 5.3.2

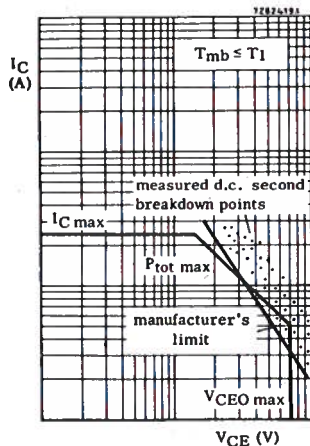


Fig. 5.3.3†

T_{mb} (mounting-base) på fig. 5.3.3 er identisk med T_c i denne tekst. T_1 er den værdi af T_c for hvilke de to tidligere omtalte temperaturbegrænsninger fører til samme $P_{\text{tot,max}}$.

5.4 SOAR for impulseret drift

Hvis transistoren påtrykkes en impulseret effekt af relativ lav repetitionsfrekvens, og altså ikke kan betragtes som værende i termisk ligevægt med omgivelserne, slår den simple resistive model fra fig. 5.1.3 ikke til ved beregningen af T_j . Man kunne råde bod på dette ved at supplere modellen med varmekapaciteterne (joule/°C) af de forskellige dele af systemet, jfr. fig. 5.4.1. I

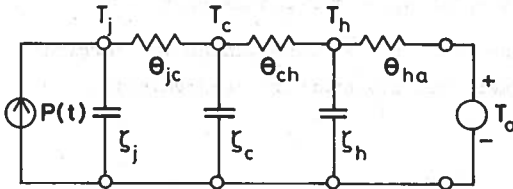


Fig. 5.4.1

svarende variation af T_j . Den stationære spidsværdi $T_{j,peak}$ er underkastet samme betingelse som T_j ved dc-effekt: $T_{j,peak} \leq T_{j,max}$, men det er indlysende, at den tilsvarende spidseffekt $P_{tot,peak}$ kan være meget større end den maksimale dc-effekt $P_{tot,max}$. Den stationære rippletemperatur afhænger

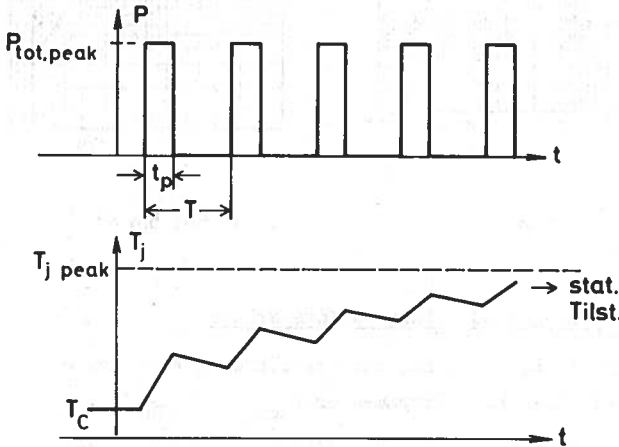


Fig. 5.4.2

af systemets tidskonstanter. Fig. 5.4.2 viser den impulserede effekt og den tilsvarende variation af T_j . Den stationære spidsværdi $T_{j,peak}$ er underkastet samme betingelse som T_j ved dc-effekt: $T_{j,peak} \leq T_{j,max}$, men det er indlysende, at den tilsvarende spidseffekt $P_{tot,peak}$ kan være meget større end den maksimale dc-effekt $P_{tot,max}$. Den stationære rippletemperatur afhænger

af systemets tidskonstanter.

Antages det for simpelheds skyld, at den ydre køling er så effektiv, at T_c kan betragtes som konstant, kan man i analogi med dc-relationen $T_{j,max} - T_c = \theta_{jc} \cdot P_{tot,max}$ opskrive følgende relation for stationær impulsdrift ($t \rightarrow \infty$):

$$T_{jmax} - T_c = \theta_{jc}^i(\delta, t_p) \cdot P_{tot, peak, max} \quad (5.4.1)$$

hvor $\delta = t_p/T$, se fig. 5.4.2 og θ_{jc}^i er en modificeret termisk modstand svarende til det foreliggende stationære impulstog. (θ_{jc}^i tilgodeser da automatisk virkningen af kollektorens termiske kapacitet ζ_j).

Fig. 5.4.3 viser et typisk kurveblad for θ_{jc}^i som funktion af δ og t_p . (Kurvebladet anvender betegnelsen Z_{thj-mb} for θ_{jc}^i og betegnelsen R_{th} for θ_{jc}). Fig. 5.4.4 viser den udvidede SOAR kurve for impulsdrift.

Oplysninger af den her angivne art har f.eks. betydning ved marginal dimensionering af klasse B forstærkere med lav nedre grænsefrekvens.

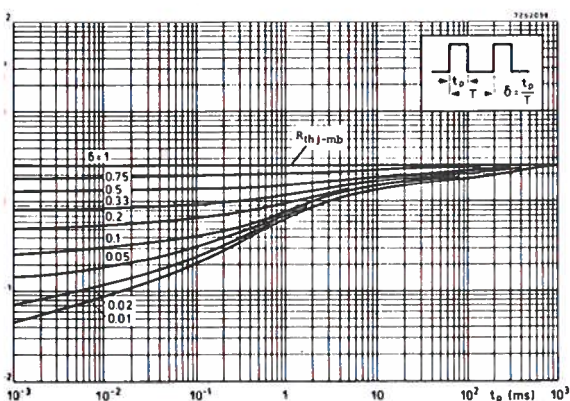


Fig. 5.4.3 †

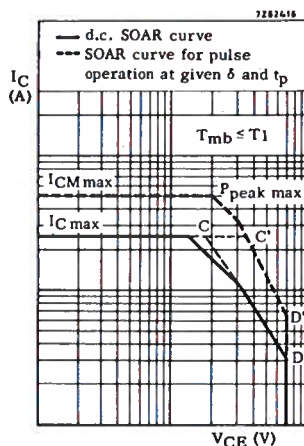


Fig. 5.4.4 †

5.5 Termisk instabilitet i RC-koblede klasse A forstærkere

I klasse A forstærkere er P_{tot} størst, når transistoren er i hvile (jfr. afsnit 3.4). Negligerer man basisstrømmen er $P_{tot, h} = V_{CEh} \cdot I_{Ch}$.

I henhold til fig. 5.5.1 er $I_{Ch} = (E_{CC} - V_{CEh}) / (R_C + R_E)$ og $P_{tot, h}$ kan derfor skrives:

† Reproduceret fra Miniwatts datahåndbog del II juli 1974.

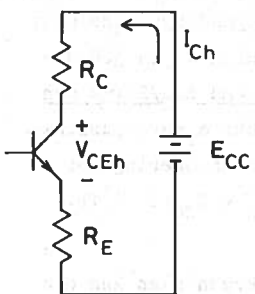


Fig. 5.5.1

$$P_{tot,h} = \frac{V_{CEh}(E_{CC} - V_{CEh})}{R_C + R_E} \quad (5.5.1)$$

denne funktion er nul for $V_{CEh} = 0$ eller E_{CC} og har maximum for $V_{CEh} = E_{CC}/2$. Det værste tilfælde indtræffer derfor, når hvilepunktet ligger midt på dc-arbejdslinien, se fig. 5.5.2. Denne beliggenhed er uheldigvis ønskelig for maksimal symmetrisk udstyring i tilfælde, hvor dc- og ac-arbejdslinien er identiske (dvs. hvis $R_L = \infty$ og R_E er nul eller ikke ac-afkoblet).

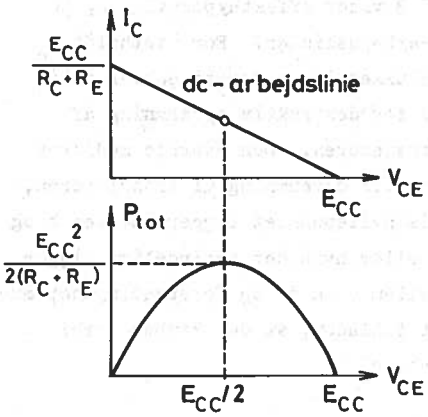


Fig. 5.5.2

I afsnittene 3.5 og 3.7 er hvilepunktets beliggenhed diskuteret for de to almindeligste RC-koblede grundkonfigurationer. Fælles for dem begge er, at hvilepunktet kryber op ad dc-arbejdslinien, når T_j og dermed β vokser.[†] Den første kobling (jfr. fig. 3.5.1), hvor det er basisstrømmen, der er søgt stabiliseret, udviser imidlertid en langt større hvilepunktskrybning end den sidste kobling (jfr. fig. 3.6.1 og fig. 3.7.2), hvor det er kollektorstrømmen, der er søgt stabiliseret.

Ligger hvilepunktet oprindeligt til højre for dc-arbejdsliniens midtpunkt ($V_{CEh} > E_{CC}/2$) er hvilepunktskrybningen selvforstærkende, fordi P_{tot} og dermed T_j og β vokser efterhånden som hvilepunktet bevæger sig opad. Ligger hvilepunktet oprindeligt til venstre for dc-arbejdsliniens midtpunkt modvirkes hvilepunktskrybningen, fordi den medfører faldende P_{tot} . Det følger

[†] V_{BE} 's temperaturafhængighed virker i samme retning, men sædvanligvis med et væsentligt mindre bidrag end det der hidrører fra β .

heraf, at transistoren af sig selv vil søge ind imod maksimal tabseffekt, hvis V_{CEh} oprindeligt er større end $E_{CC}/2$ (og hvis forspændingskredsløbet i øvrigt tillader den dertil svarende hvilepunktskrybning). En god dimensioneringsregel er derfor, at V_{CEh} bør være mindre end $E_{CC}/2$ ved den lavest forekommende temperatur. I de fleste tilfælde har ac-arbejdslinien større negativ hældning end dc-arbejdslinien og dimensionering for maksimal udstyring vil da automatisk føre til, at $V_{CEh} < E_{CC}/2$ (jfr. afsnittene 3.2 og 3.8).

Hvis den her skitserede mekanisme i hvilepunktskrybningen kan medføre, at hvilepunktet bevæger sig udenfor det tilladte område bestemt ved transistorens effekthyperbel svarende til den givne omgivelsestemperatur T_a , ødelægges transistoren. Fig. 5.5.3 viser effekthyperbelen og to dc-arbejdslinier. For fastholdt T_a udelukker den nederste enhver mulighed for destruktiv opvarmning af transistoren. Den øverste medfører for stor opvarmning af transistoren, hvis hvilepunktet ligger imellem b og c, eller hvis det oprindeligt ligger imellem c og d, og forspændingsnetværket tillader, at det kryber forbi punkt c.

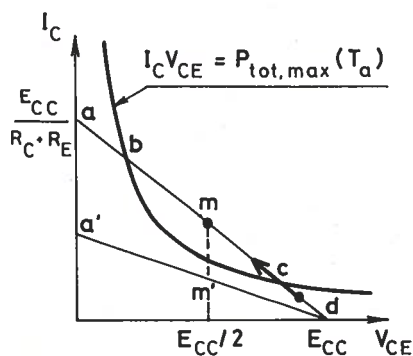


Fig. 5.5.3

5.6 Termisk run-away i den transformatorokoblede klasse A-forstærker

En form for termisk instabilitet, der er betydeligt mere ondartet end den ovenfor behandlede, optræder i det transformatorokoblede klasse A forstærkertrin beskrevet i afsnit 4.1 (jfr. fig. 4.1.1). Dette skyldes, at V_{CEh} i denne kobling er lig med E_{CC} (idet transformatorens viklingsmodstand kan negligeres) samt at I_{Ch} vokser med T_j på samme måde som β , da den store modstand R_B stabiliserer I_{Bh} . Der er med andre ord tale om, at P_{tot} vokser lige så hurtigt som β med T_j . T_j vokser på sin side med P_{tot} på en måde, der afhænger af afkølingsforholdene og er disse ikke særdeles gode, går det galt. Denne mekanisme kaldes termisk run-away. Problemet kan også

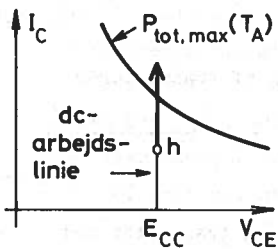


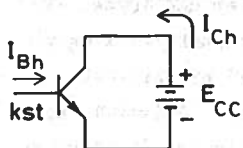
Fig. 5.6.1

anskues i fortsættelse af forrige afsnit, idet man tænker sig en grænseovergang, hvor $(R_C + R_E) \rightarrow 0$, dvs. hvor dc-arbejdslinien drejer op i lodret stilling, se fig. 5.6.1.

Et dybere indblik i den her skitserede mekanisme kan opnås som følger:

Lad $P^+(T_j)$ betegne den varmeeffekt, der produceres i transistoren og $P^-(T_j)$ betegne den varmeeffekt, der fjernes via den termiske modstand θ_{ja} . P^+ er lig med $I_{Ch} \cdot V_{CEh}$

hvor $V_{CEh} = E_{CC}$ og $I_{Ch} = \beta(T_j) \cdot I_{Bh}$ hvor I_{Bh} holdes konstant, jfr. fig. 5.6.2.



Der gælder altså

$$P^+(T_j) = \beta(T_j) \cdot I_{Bh} \cdot E_{CC} \quad (5.6.1)$$

samt

$$P^-(T_j) = \frac{T_j - T_a}{\theta_{ja}} \quad (5.6.2)$$

Fig. 5.6.2

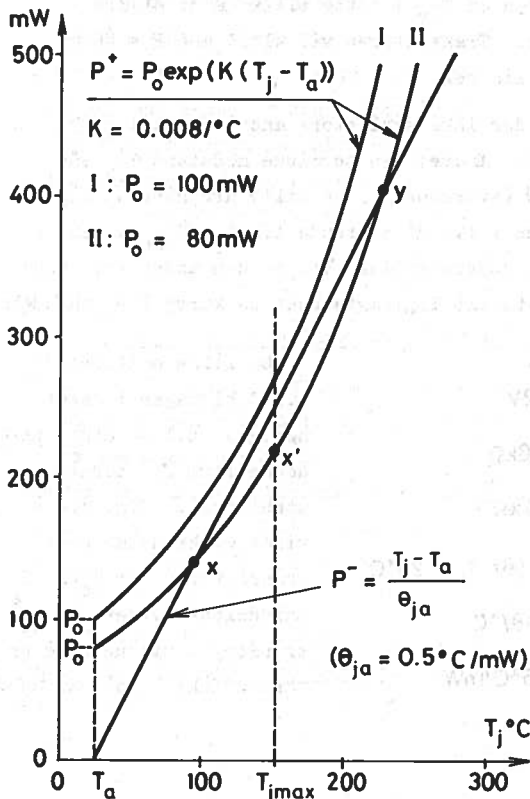


Fig. 5.6.3

Er der ligevægt imellem produceret og afgivet varmeeffekt: $P^+(T_j) = P^-(T_j)$ holder T_j sig konstant. Er $P^+(T_j) > P^-(T_j)$ stiger T_j og er $P^+(T_j) < P^-(T_j)$ falder T_j .

Hvis P_0 betegner den påtrykte effekt umiddelbart efter at der er tændt for kredsløbet, dvs. når $T_j = T_a$, må der gælde $P_0 = P^+(T_a)$ og (5.6.1) kan da skrives på formen

$$P^+(T_j) = \frac{\beta(T_j)}{\beta(T_a)} \cdot P_0 \quad (5.6.3)$$

Temperaturafhængigheden af kan (empirisk) tilnærmes rimeligt godt med en eksponentialfunktion:

$$\beta(T_j) = \beta(T_a) \exp(K(T_j - T_a)) \quad (5.6.4)$$

idet K ligger imellem ca. $0.004/^\circ\text{C}$ og $0.008/^\circ\text{C}$ afhængig af transistor-typen. Indføres dette, antager (5.6.3) formen:

$$P^+(T_j) = P_o \exp(K(T_j - T_a)) \quad (5.6.5)$$

Fig. 5.6.3 viser P^+ og P^- som funktion af T_j for en transistor med $K = 0.008/^\circ\text{C}$, $\theta_{ja} = 0.5^\circ\text{C/W}$ og $T_{j\max} = 150^\circ\text{C}$. $T_a = 25^\circ\text{C}$. En figur af denne art illustrerer alle aspekter af termisk run-away.

Er begyndelseseffekten P_o lig med 100 mW, vil P^+ være større end P^- for enhver værdi af T_j , og transistoren går en sikker død imøde. Er begyndelseseffekten 80 mW har kurven for P^+ to skæringspunkter: x og y med linien for P^- . I punktet x ($T_{jx} = 95^\circ\text{C}$, $P_x = 140$ mW) er der stabil termisk ligevægt (så længe $T_j < T_{jx}$ opvarmes transistoren. Bliver T_j af en eller anden grund lidt større end T_{jx} afkøles transistoren). I y er der ustabil termisk ligevægt (en lille perturbation af T_j vil her bevirke, at T_j fjerner sig fra T_{jy}), men da T_{jy} i dette tilfælde er større end $T_{j\max}$ er y dog uden interesse. Transistoren vil altså med $P_o = 80$ mW bevæge sig imod x og stabilisere sig her.

Det fremgår af figuren, at der ikke skal store ændringer til i systemet før transistoren ødelægges. Ændres den termiske modstand θ_{ja} således fra 0.50°C/mW til 0.58°C/mW (svarende til en lille drejning af linien for P^- i urets retning), ændres x til x' svarende til $T_j = T_{j\max}$. En lille ændring den anden vej (lidt større køling) vil på den anden side medføre, at der også fremkommer et stabilt ligevægtpunkt på kurve I ($P_o = 100\text{mW}$):

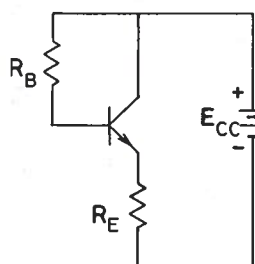


Fig. 5.6.4

$$\begin{aligned} E_{CC} &= 22\text{V} \\ R_B &= 400\text{k}\Omega \\ R_E &= 0.4\text{k}\Omega \\ \beta &= 100 \text{ for } T_j = 25^\circ\text{C} \\ K &= 0.008/^\circ\text{C} \\ \theta_{ja} &= 0.5^\circ\text{C/mW} \end{aligned}$$

En lille emittermodstand bidrager i meget høj grad til at afhjælpe denne form for termisk ustabilitet. Fig. 5.6.4 viser et kredsløb hvori transistoren for $T_a = 25^\circ\text{C}$ umiddelbart efter at E_{CC} er påtrykt vil udvikle en varmeeffekt P_o på ca. 100mW.

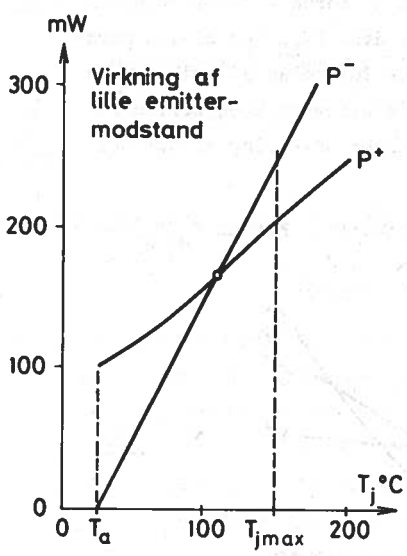


Fig. 5.6.5

Spændingsfaldet over R_E er i starten ca. 2 Volt. P^+ og P^- kurverne for dette kredsløb er vist på fig. 5.6.5. Transistoren vil her falde til ro i punktet $T_j \approx 108^{\circ}\text{C}$; $P \approx 166 \text{ mW}$. Uden R_E og med E_{CC} reduceret til 20 Volt ville kredsløbet følge kurve I på fig. 5.6.3.

P^- linien er den samme på de to figurer. Ved beregningen af P^+ kurven på fig. 5.6.5 er $V_{BE(on)}$ negligeret. P^+ kurven vil i øvrigt have et maksimum længere til højre end vist.

Anvendes der germaniumtransistorer kompliceres problemet betydeligt af I_{CO} , der er stærkt temperaturafhængig og adskillige størrelsesordener større

end for tilsvarende siliciumtransistorer. Da germaniumtransistorer næsten er gået af brug, er der dog næppe grund til at uddybe dette.

5.7 Termisk run-away i klasse B-forstærkere

Udgangstransistorerne i klasse B-forstærkere opereres ofte med en hvilestrøm på nogle få procent af spidsstrømmen ved fuld udstyring, idet man herigennem er i stand til at minimalisere forvrængningen. I afsnit 4.4 blev der redegjort for et praktisk hvilepunktsarrangement baseret på to dioder og tre små modstande (jfr. fig. 4.4.6).

Hvis man dimensionerer for en for stor hvilestrøm eller hvis de to emittermodstande R_E er for små, er der imidlertid med dette arrangement risiko for termisk run-away. Problemet opstår på følgende måde:

Kollektortabet i udgangstransistorerne er størst ved en udgangseffekt fra forstærkeren på ca. 40% af det maksimale. Kollektortabet pr transistor er da ca. 20% af maksimal udgangseffekt. Hvis transistorerne i lang tid har arbejdet med dette kollektortab, har T_j antaget sin største stationære værdi.

ljernes styresignalet nu pludseligt, er transistorerne i første øjeblik betydeligt varmere end kompensationsdioderne, dvs. $|V_{BE}|$ er blevet mærkbart mindre end V_D . Dette medfører en kraftig forøgelse af hvileeffekten lige efter fjernelsen af signalet, og hvis hvileeffekten herved bliver større end det forudgående kollektortab under udstyring er der termisk run-away.

Fig. 5.7.1 illustrerer mekanismen kvalitativt. Kurven $P_u^+(T_j)$ er

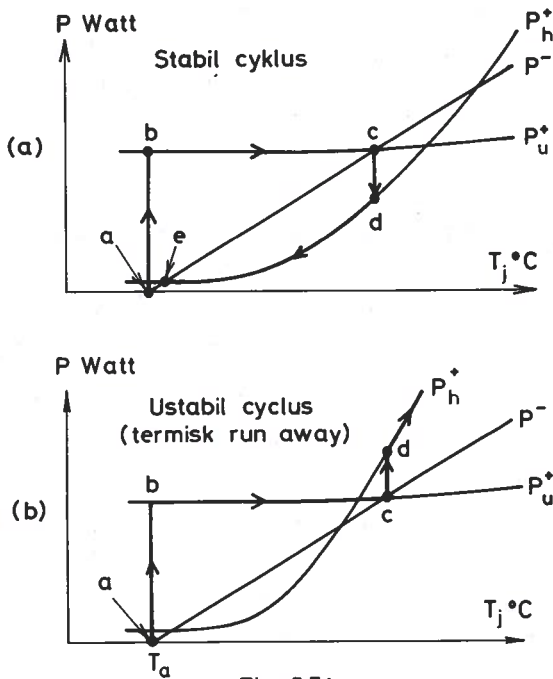


Fig. 5.7.1

den producerede varmeeffekt pr transistor som funktion af T_j , ved den ugunstigste udstyring, $P_h^+(T_j)$ er den producerede varmeeffekt pr transistor som funktion af T_j når forstærkeren er i hvile og P^- er den varmeeffekt der fjernes via den termiske modstand θ_{ja} ($P^- = (T_j - T_a)/\theta_{ja}$).

Sætter man pludselig forsyningspænding og signaludstyring på en kold forstærker ($T_j = T_a$) springer tilstanden fra a til b. Herefter op-

varmes transistorerne langsomt indtil der er opnået termisk ligevægt: punkt c. Afbrydes udstyringen nu, springer tilstanden fra P_u^+ -kurven til P_h^+ -kurven: punkt d. På a-figuren er $P_h^+(T_{jc}) < P^-(T_{jc})$ og transistorens temperatur begynder derfor at falde indtil der atter opnås termisk ligevægt: punkt e. På b-figuren er $P_h^+(T_{jc}) > P^-(T_{jc})$, dvs. kølearrangementet er nu utilstrækkeligt og transistorerne ødelægges.

Den farlige situation på b-figuren kan elimineres ved:

- 1) at forbedre kølingen (dvs. gøre P^- linien mere stejl)
- 2) at forøge R_E (herved flader P_h^+ kurven mere ud, jfr. a-figuren)
- 3) at dimensionere for en mindre hvileeffekt (herved sænkes og udfledes P_h^+ -kurven)
- 4) Endelig kan man tilstræbe at diodernes temperatur følger transistorernes, f.eks. ved at montere dioderne på transistorernes kølelegeme. Herved får dioderne (hvis egne tab er ubetydelige) temperaturen T_c i stedet for temperaturen T_a , men transistorernes indre vil dog stadig have lidt højere temperatur ($T_j > T_c$).

I det følgende udvikles et dimensioneringsgrundlag for R_E svarende til mulighed 2). Fig. 5.7.2 viser et kredsløb, der repræsenterer den øvre halvdel af udgangstrinet i hviletilstanden (dvs. den øvre halvdel af fig. 4.4.6, idet der forudsættes fuld symmetri). Dioden antages her placeret på styretransistorens printkort, og tillægges derfor en temperatur i nærheden af T_a uafhængigt af om der er udstyring eller ej.

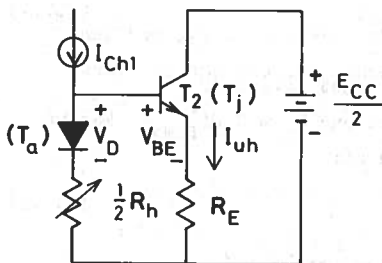


Fig. 5.7.2

Når forstærkeren er kold ($T_j = T_a$, $I_{uh} = I_{uhk}$) må der, idet I_{B2h} negligeres, gælde:

$$V_D(I_{Ch1}, T_a) + \frac{1}{2} R_h I_{Ch1} = V_{BE}(I_{uhk}, T_a) + R_E I_{uhk} \quad (5.7.1)$$

Hvis transistoren nu i lang tid udsættes for ugunstigste udstyring, dvs. arbejder med kol-

ektortabet $P_u^+ = 0.2 P_{Lmax}$ vil den nå sin maksimale stationære varmetilstand ($T_j = T_{jv}$). Er I_{uhv} hvilestrømmen lige efter afbrydelse af denne dstyring, må der gælde:

$$V_D(I_{Ch1}, T_a) + \frac{1}{2} R_h I_{Ch1} = V_{BE}(I_{uhv}, T_{jv}) + R_E \cdot I_{uhv} \quad (5.7.2)$$

enstresiden af (5.7.2) er den samme som venstresiden af (5.7.1), da dioden pr antagelse forbliver kold og I_{Ch1} antages stabiliseret.

For at komme videre er det nu nødvendigt at udtrykke V_{BE} i tilfælde 2: (5.7.2) ved V_{BE} i tilfælde 1: (5.7.1). Fig. 5.7.3 viser I_{uh} som funktion af V_{BE} for $T_j = T_a$ og $T_j = T_{jv}$ med angivelse af de to tilstande.

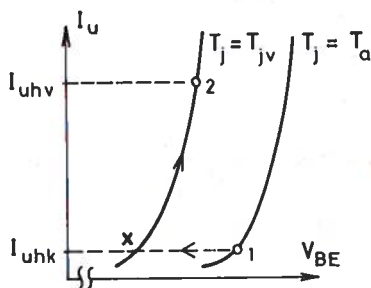


Fig. 5.7.3

For at komme fra 1 til 2 kunne man gøre det tankeeksperiment først at gå vandret fra 1 til x (dvs. holde I_{uh} konstant lig med I_{uhk} og ændre T_j fra T_a til T_{jv}) og derpå gå fra x til 2 langs kurven (dvs. holde T_j konstant lig med T_{jv} og ændre I_{uh} fra I_{uhk} til I_{uhv}).

Den første ændring vil reducere V_{BE} med $K(T_{jv} - T_a)$ hvor $K \approx 0.002V/^\circ C$.

Den anden ændring vil forøge V_{BE} med $V_t \cdot \ln(I_{uhv}/I_{uhk})$. Der må følgelig gælde:

$$V_{BE}(I_{uhv}, T_{jv}) = V_{BE}(I_{uhk}, T_a) - K(T_{jv} - T_a) + V_t \cdot \ln(I_{uhv}/I_{uhk}) \quad (5.7.3)$$

Indsættes (5.7.3) i (5.7.2) og benyttes (5.7.1) fås følgende ligning

$$R_E(I_{uhv} - I_{uhk}) = K(T_{jv} - T_a) - V_t \cdot \ln(I_{uhv}/I_{uhk}) \quad (5.7.4)$$

Foruddiskonteres det nu, at R_E bliver meget lille, er $P_h^+(T_{jv}) \approx E_{CC} I_{uhv}/2$ men skal også være mindre end $P_u^+ \approx 0.2 P_{Lmax}$. Man må altså for at undgå termisk run-away forlange at:

$$I_{uhv} < 0.4 \cdot (P_{Lmax}/E_{CC}) \quad (5.7.5)$$

For at opnå dette må R_E ifølge (5.7.4) opfylde betingelsen:

$$R_E > \frac{K(T_{jv} - T_a) - V_t \ln(0.4 \cdot P_{Lmax} / I_{uhk} \cdot E_{CC})}{0.4 \cdot P_{Lmax} / E_{CC} - I_{uhk}} \quad (5.7.6)$$

15 Watt forstærkeren fra afsnit 4.4 med $E_{CC} = 36$ V blev dimensioneret for $I_{uhk} \approx 50$ mA med $R_E = 0.47 \Omega$. Er denne værdi nu stor nok til at sikre imod termisk run-away? I afsnit 5.1 eksempel 2 fandt man at T_{jv} med de der angivne køleforanstaltninger blev 56.5°C . For denne temperatur er V_t ca. 0.028 Volt. Er T_a nu 25°C giver betingelsen (5.7.6):

$$R_E > \frac{0.002(56.5-25) - 0.028 \ln(0.4 \cdot 15 / (0.05 \cdot 36))}{0.4 \cdot 15 / 36 - 0.05} = 0.25 \Omega$$

Den valgte værdi på 0.47Ω for R_E er altså rimelig.

Af (5.7.5) følger at I_{uhv} skal være mindre end 167 mA (spidsstrømmen ved fuld udstyring er 1.94 A).

Appendix A

Grafisk analyse af den harmoniske forvrængning

I forbindelse med den indledende omtale af strøm- og spændingsstyring af bipolære storsignalforstærkertrin blev den ulineære forvrængning anskueliggjort kvalitativt ved grafisk konstruktion af udgangskurveformen. I dette appendix demonstreres en metode til at opnå et mere kvantitativt mål for den ulineære forvrængning. Denne metode, der er en videreførelse af den grafiske teknik, fører til bestemmelse af amplituderne af de højere harmoniske i udgangssignalet.

Som bærende eksempel betragtes det spændingsstyrede storsignal forstærkertrin vist på fig. A1. (Jfr. afsnit 2.3).

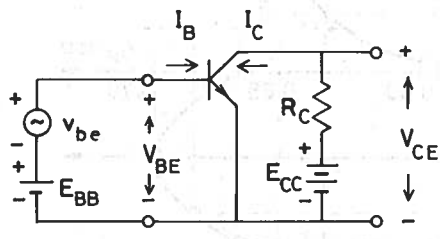


Fig. A1

Fig. A2 viser den grafiske konstruktion af kollektorstrøm kurveformen for en påtrykt sinus spænding v_{be} . Kurven i første kvadrant er $I_C - V_{BE}$ overføringskarakteristikken, der kan sammensættes af $I_C - I_B$ og $I_B - V_{BE}$ karakteristikkene. Figuren viser desuden i fjerde kvadrant den totale påtrykte basis-emitterspænding, der

antages at være på formen:

$$V_{BE} = E_{BB} + v_{be} \cos(\omega t) \tag{A1}$$

og i anden kvadrant den resulterende kollektorstrøm.

Den periodisk varierende men forvrængede kollektorstrøm må kunne fremstilles ved Fourierrækken:

$$I_C(\omega t) = I_{Ch} + i_0 + i_1 \cos(\omega t) + i_2 \cos(2\omega t) + \dots \tag{A2}$$

hvor I_{Ch} er hvilekollektorstrømmen svarende til at amplituden v_{be} er nul, i_0 er det beløb hvormed jævnstrømskomponenten stiger ved udstyring og $i_1, i_2 \dots$ er amplituderne af grundtonen og de højere harmoniske.

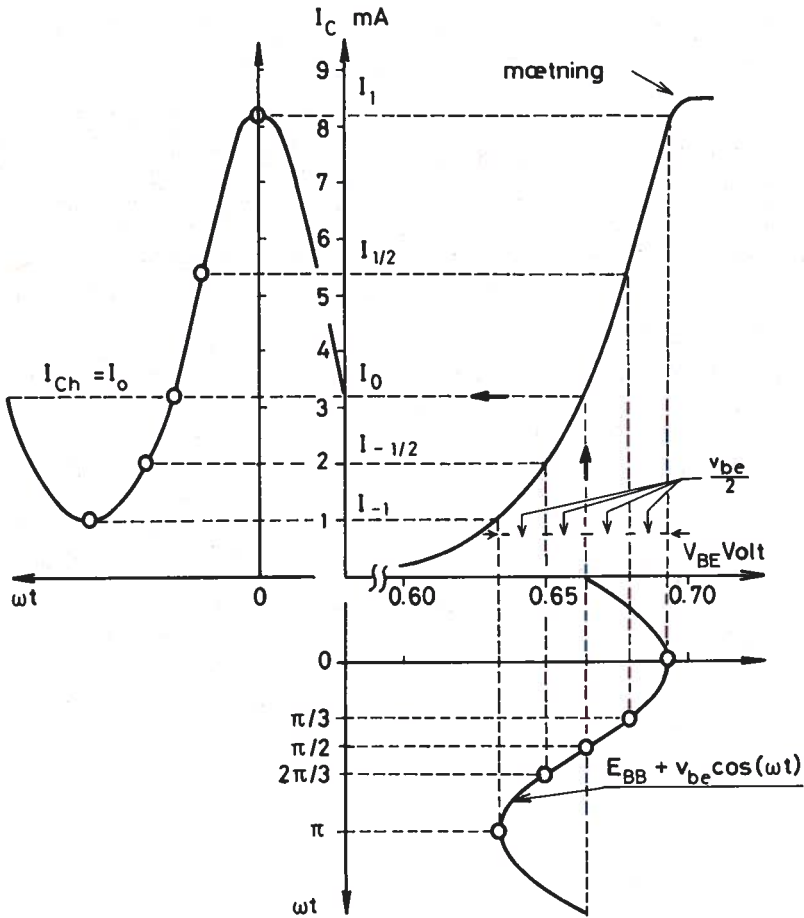


Fig. A2

Ved at vælge den styrende spænding som en lige funktion ($\cos(\omega t) = \cos(-\omega t)$) opnår man at $I_C(\omega t)$ også bliver en lige funktion, således at rekken ikke indeholder sinusled. (Havde man valgt en styrefunktion af formen $\sin(\omega t)$ ville $I_C(\omega t)$ ikke tilsvarende være blevet en ulige funktion: $i_c(\omega t) = -I_C(-\omega t)$, og rækken ville da have indeholdt leddene $\sin(\omega t)$, $\sin(2\omega t)$, $\sin(3\omega t)$ osv.).

Når problemet er forelagt grafisk som på fig. A2, er det også muligt at bestemme Fourierkomponenterne grafisk. Her skal det vises hvorledes amplituderne til og med i_4 kan bestemmes.

I_{Ch} aflæses umiddelbart til 3.2 mA. Tilbage bliver bestemmelsen af $i_0, i_1 \dots i_4$ dvs. fem ubekendte. Hertil vælges fem forskellige værdier af basisspændingen, f.eks. svarende til fuldt positivt udsving, halvt positivt udsving, udsvinget 0 halvt negativt udsving og fuldt negativt udsving. De tilsvarende af overføringskarakteristikken bestemte strømme kaldes henholdsvis $I_1, I_{1/2}, I_0, I_{-1/2}$ og I_{-1} og de tilsvarende vinkler er henholdsvis $\omega t = 0, \pi/3, \pi/2, 2\pi/3$ og π . Af fig. A2 aflæses nu at:

$\omega t = 0$	giver: I_1	= 8.2 mA	
$\omega t = \pi/3$	" $I_{1/2}$	= 5.4 mA	
$\omega t = \pi/2$	" I_0	= 3.2 mA	(= I_{Ch})
$\omega t = 2\pi/3$	" $I_{-1/2}$	= 2.0 mA	
$\omega t = \pi$	" I_{-1}	= 1.0 mA	

Indsættes for hver af disse værdisæt strømmen på venstre side og vinklen i udtrykket på højre side af Fourierrækken (A2), idet man kun medtager ledde-
ne til og med den fjerde harmoniske, fremkommer fem lineære ligninger i de
ubekendte $i_0, i_1 \dots i_4$. Løsningerne til disse bliver:

$$\left. \begin{aligned} i_0 &= \frac{1}{6} (I_1 + 2I_{1/2} + 2I_{-1/2} + I_{-1}) - I_0 \\ i_1 &= \frac{1}{3} (I_1 + I_{1/2} - I_{-1/2} - I_{-1}) \\ i_2 &= \frac{1}{4} (I_1 - 2I_0 + I_{-1}) \\ i_3 &= \frac{1}{6} (I_1 - 2I_{1/2} + 2I_{-1/2} - I_{-1}) \\ i_4 &= \frac{1}{12} (I_1 - 4I_{1/2} + 6I_0 - 4I_{-1/2} + I_{-1}) \end{aligned} \right\} \quad (A3)$$

Indsættes de ovennævnte talværdi finder man:

$$\left. \begin{aligned} i_0 &= 0.80 \quad \text{mA} \\ i_1 &= 3.53 \quad \text{mA} \\ i_2 &= 0.70 \quad \text{mA} \\ i_3 &= (0.066) \text{ mA} \\ i_4 &= (-0.100) \text{ mA} \end{aligned} \right\} \quad (A4)$$

Med en karakteristik, der som her krummer ensidigt den ene vej, vil i_3 og i_4 altid i praksis blive små og unøjagtige, men det kan ikke af den grund anbefales at anvende mindre end 5 punkter i analysen, da det dominerende forvrængningsled i_2 ellers bliver for unøjagtigt. Det er typisk for karakteristikkene af denne art, at middeltilvæksten i_0 ret nøje svarer til tørrelsen af i_2 . (Faktisk ville en trepunktsanalyse baseret på vinklerne $t = 0, \pi/2$ og π i stedet for den her anvendte fempunktsanalyse give det resultat, at udtrykkene for i_0 og i_2 blev identiske). Man kan altså opnå et hæderligt skøn over amplituden af den anden harmoniske blot ved at indkyde et jævnstrømsamperemeter i kollektorkredsen og iagttage strømfor- gelsen fra hviletilstanden til fuld udstyring.

I europæisk litteratur udtrykkes totalforvrængningen ofte ved hjælp af den såkaldte klirfaktor K defineret ved

$$K = \sqrt{\frac{i_2^2 + i_3^2 + \dots}{i_1^2 + i_2^2 + i_3^2 + \dots}} \quad (A5)$$

Måling af K kræver et effektivværdimålende instrument samt et båndstopfilter, der ved indskydning fjerner grundtonen, men lader de harmoniske passere. I USA benyttes i stedet for K i reglen den beslægtede distortion factor D defineret ved

$$D = \frac{\sqrt{i_2^2 + i_3^2 + \dots}}{i_1} = \frac{K}{\sqrt{1 - K^2}} \quad (A6)$$

For lille forvrængning er $D \approx K$.

Stikord

Ac-ækvivalensdiagram	12
Afkoblingskondensator	23
Afskåret transistor	4
Arbejdslinie	3
Arbejdslinie; dynamisk ac	13
Arbejdslinie; statisk dc	12, 24
Arbejdslinie; styretransistor	53
Bootstrap	55
Dc-ækvivalensdiagram	11
Diodekompensation	56
Distortion factor	A4
Dynamisk arbejdslinie	13
Dynamisk strømoverføringskarakteristik	4
Effektforhold	19
Effekthyperbel	65
Forspændingskurve	25
Forstærker; klasse B	46, 48
Forstærker; komplementær klasse B	38
Forstærker; RC-koblet	10, 23
Forstærker; transformator koblet klasse A	36
Forstærker; udgangs-	35
Forsyningsspænding	52
Forsyningsspænding; optimal værdi	17
Fuld udstyring	51
Grafisk analyse	2, A1
Grafisk dimensionering	14, 24, 28
Grænsefrekvens; nedre halveffekt	51
Grænsefrekvens; øvre halv-effekt	51
Harmonisk forvrængning	A1
Hvilepunkt	3, 13
Hvilepunkt; stabilisering	57
Hvilepunkt; styretransistor	53
Hvilepunkt; temperaturafhængighed	22
Højeffekt-udgangstrin	35
Impuls drift	67
Kapseltemperatur	63
Klasse B forstærker	44, 48
Klirfaktor	A4
Knækspænding	11
Kollektortab	46
Mættet transistor	4
Overføringskarakteristik	4
Overgangsforvrængning	40, 43, 55

ekundært gennembrud	65
måsignalforstærkning	2
OAR-specifikationer	64
OAR-specifikationer; impuls drift	67
pændingsforstærkning; "ulinear"	5
pændingsstyring	6, 8
statisk arbejdslinie	18, 24
storsignalforstærkning	2
strømförstærkning	4
strömstyring	4
temperaturafhængighed; hvilepunkt	22
termisk instabilitet	68
termisk ligevægt	60
termisk modstand	60
termisk run-away	70, 73
thevenin	24
Idgangseffekt	45
Virkningsgrad	46
Ekvivalensdiagram; ac	12
Ekvivalensdiagram; dc	11