

Transistoren som lineær forstærker

Noter til forelæsninger

ved

Dansk Ingeniørforenings transistorkursus i september 1955

ved

professor *J. Oskar Nielsen*

og

civilingeniør, lic. techn. *Niels Meyer*

Noter til forelæsninger ved Dansk Ingeniørforenings transistorkursus
i september 1955 ved professor J. Oskar Nielsen og civilingeniør,
lic.techn. Niels Meyer.

Indholdsfortegnelse:

Indledning	
1. Kort omtale af transistorens fysik.	side 2
2. Eksempel på den praktiske udførelse af en fladetransistor.	side 6
3. Signaturer.	side 7
4. Karakteristikker.	side 8
5. Grænsedata for transistorer.	side 11
6. Transistorens småsignals-parametre.	side 12
7. Transistorens ækvivalente T-leder.	side 20
8. Fastlæggelse af arbejds punkt for det emitter-jordede trin.	side 25
9. Temperaturstabilisering af arbejds punktet.	side 28
10. Klasse A forstærkere.	side 32
11. Modkobling.	side 34
12. Flertrinsforstærkere.	side 38
13. Modtaktskoblinger.	side 40
14. Eksempler på forstærkere.	side 44
Tillæg	side 51

Indledning.

Dette hefte indeholder noter til de forelæsninger ved Dansk Ingeniørforenings transistorkursus i september 1955, som blev holdt af professor J. Oskar Nielsen og civilingeniør, lic. techn. Niels Meyer under fællestitlen "Transistoren som lineær forstærker". Noterne er i hovedsagen en direkte gengivelse af forelæsernes egne forelæsningsnotater, og man beder venligst om, at de må blive læst på denne baggrund og ikke som et fuldt gennemarbejdet lærebogsstof.

Med de ialt 6 forelæsnings timer, som var til rådighed for denne del af kursus, var det naturligvis på forhånd udelukket at give en blot nogenlunde komplet redegørelse for transistoren som lineær forstærker. Forelæserne har forsøgt at give tilhørerne en indføring i nogle af de vigtigste grundbegreber i transistorteknikken såsom definitionen af transistorens småsignals-parametre og udledelsen af transistorens ækvivalente T-leder. Der er lagt en vis vægt på at demonstrere nytten af at anvende regning med firpolmatricer ved behandlingen af transistorforstærkere, og den i tillægget indeholdte samling af matrixformler skulle tjene til at lette sådanne anvendelser.

Man har søgt at give et beskedent grundlag for dimensioneringen af praktiske forstærkere, og herunder er behandlet sådanne spørgsmål som transistorens temperaturstabilisering, bestemmelsen af den optimale belastningsimpedans for klasse A- og klasse B-udgangsforstærkere, samt anvendelsen af modkobling. Til slut er der i form af en række strømskemaer givet eksempler på udførelsen af forskellige forstærkertyper. Disse eksempler er for de flestes vedkommende hentet fra diverse "Philips" transistorbrochurer, og man ønsker her at takke A/S. Philips for tilladelsen til at benytte dette materiale.

Det er forfatterernes håb, at de nu foreliggende noter - trods deres sene fremkomst - stadig må have interesse for kursusdeltagerne.

København i juni 1956.

Niels Meyer

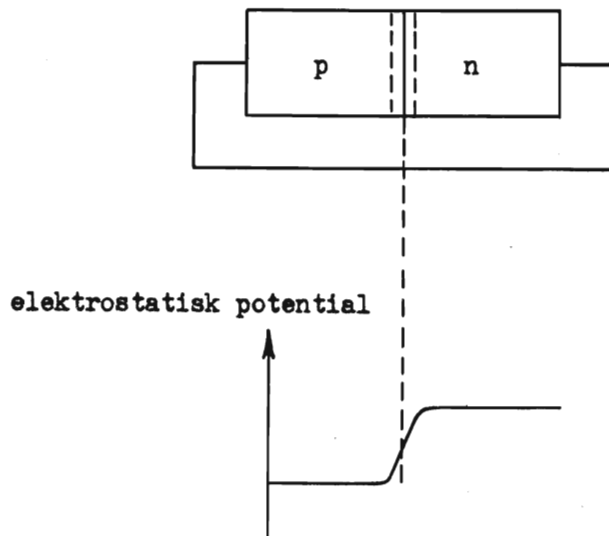
Jens Oskar Nielsen

1. Kort omtale af transistorens fysik.

Transistorens vigtigste bestanddel er en halvlederkrystal - sædvanligvis af germanium. Man skelner ved halvledere mellem intrinsic halvledere, som er det helt rene stof uden fremmedelementer, i modsætning til urenhedshalvledere. De sidste opdeles i n-type halvledere, hvor ledningen skyldes overskudselektroner stammende fra de tilsatte donorurenheder, og p-type halvledere, hvor ledningen skyldes de såkaldte "huller", der stammer fra tilsatte akceptorurenheder. Vi skal iøvrigt ikke gå nærmere ind på den fysiske teori, men blot fremhæve, at medens strømmen ved begge halvledertyper i virkeligheden bæres af elektroner, så vil det dog for p-type halvledere i elektriske og magnetiske felter se ud, som om strømmen blev båret af positive partikler.

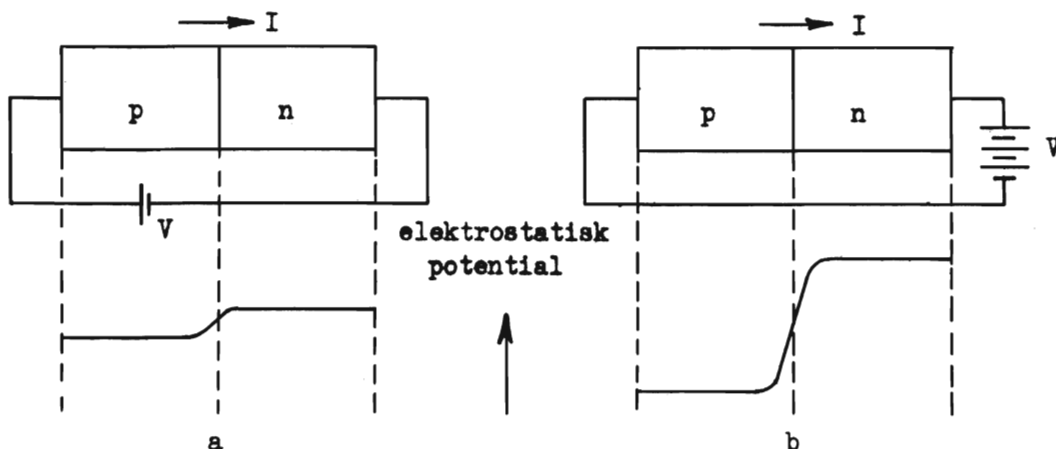
En krystal, hvor ledningstypen skifter fra n- til p-type, siges at indeholde en p-n overgang (p-n junction), og disse p-n overgange er byggestenene i transistoren.

fig. 1.1



p-n overgangen viser sig at virke som en ensretter, hvilket illustreres gennem potentialfordelingen i krystallen for de to forspændingsretninger:

fig. 1.2a og b

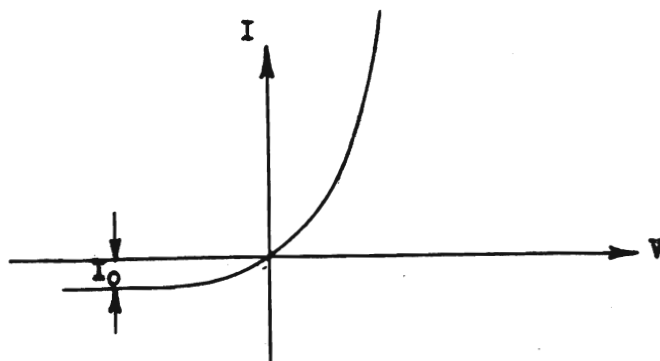


I det første tilfælde (fig. 1.2a) vil vi få en forøget strøm gennem p-n overgangen, og i det andet tilfælde (fig. 1.2b) en formindsket strøm. Det viser sig, at den samlede strøm-spændingskarakteristik kan skrives

$$I = I_0 (e^{\frac{eV}{kT}} - 1) \quad 1.1$$

hvor V regnes positiv, når p-typeområdet får en positiv forspænding i forhold til n-typeområdet, og strømmen regnes positiv fra p- til n-typeområdet. I_0 kaldes spærre- eller mætningsstrømmen, idet vi, som det fremgår af den følgende ensretterkarakteristik svarende til udtrykket 1.1, hurtigt kommer ned på den konstante mætningsstrøm, når dioden gives en forspænding i spærreretningen:

fig. 1.3

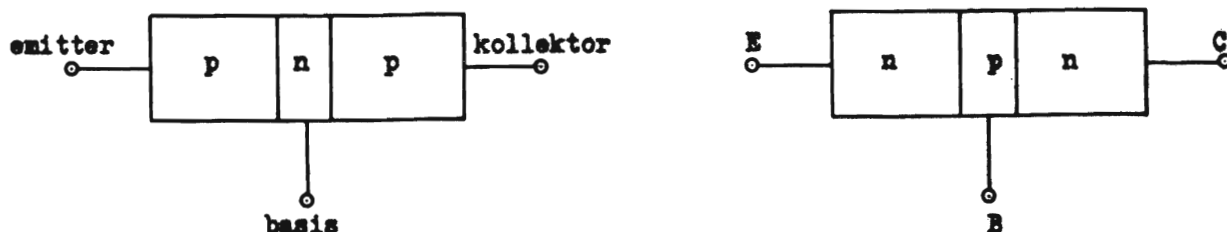


I_0 består af en hulstrømskomponent stammende fra de termisk dannede huller i n-typeområdet, og en elektronstrømskomponent stammende fra de termisk dannede elektroner i p-typeområdet. I_0 vil derfor være stærkt afhængig af temperaturen og vil desuden afhænge af urenhedsdoseringen i de to områder.

Fladetransistoren.

Den skematiske opbygning af fladetransistoren fremgår af følgende figur:

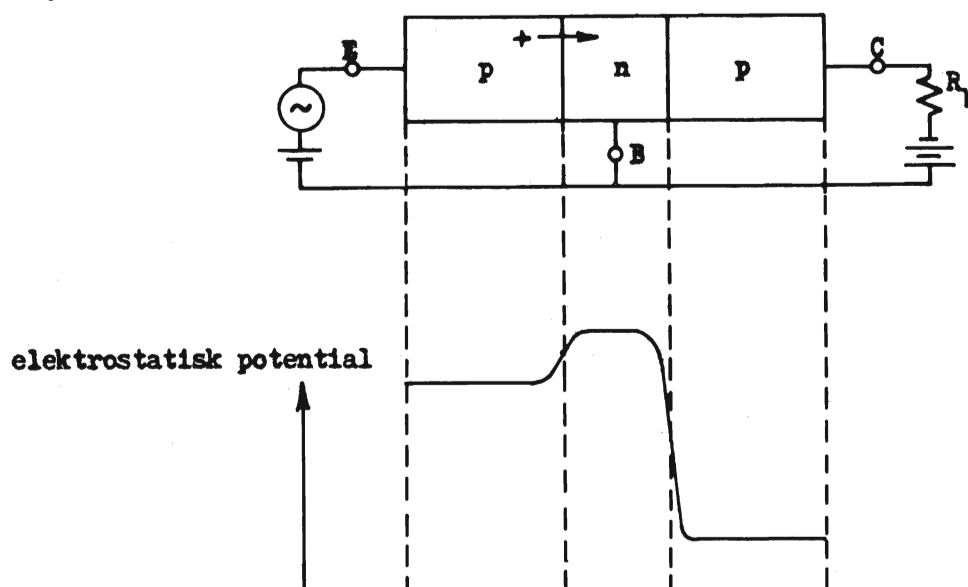
fig. 1.4



Det ses, at den indeholder to p-n-overgange, altså to dioder, og vi skal nu se på, hvilke forspændinger man giver fladetransistoren ved normal forstærkerdrift. Vi vil i det følgende nøjes med at gennemgå forholdene for p-n-p flade-

transistoren, da forholdene for n-p-n fladetransistoren er ganske analoge, når man blot vender forspændingernes polaritet.

fig. 1.5

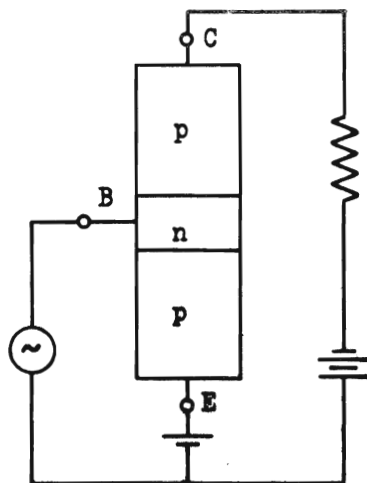


Som det fremgår af fig. 1.5 er emitter-basis dioden forspændt i gennemgangsretningen, og da man sørger for, at emitterområdet har en langt større ledningsevne end basisområdet, vil strømmen fra emitter til basis næsten udelukkende blive båret af huller. Antallet af huller, der passerer fra emitter- ind i basisområdet, er bestemt af forspændingen over emitter-basisdioden, og som det ses af fig. 1.5, vil disse huller i basisområdet bevæge sig i et næsten feltfrit område. Det vil sige, at de bevæger sig ved ren diffusion. Gøres basisområdet tilstrækkeligt smalt, kan man opnå, at langt størsteparten af de indsendte huller når over til kollektorgrænsen uden at rekombinere med en elektron i basisområdet. Ved kollektorgrænsen vil det stærke felt straks trække dem ind i kollektorområdet, og man kan således opnå, at for eksempel 98 % af emitterstrømmen går ud gennem kollektorelektroden. Forholdet mellem udgangs- og indgangsstrømmen for kortsluttet kollektor (kortslutningsstrømforstærkningen) kaldes α og er, som vi senere skal se, en vigtig størrelse til karakterisering af transistoren.

Da indgangsmodstanden af transistoren er meget lille, og udgangsmodstanden stor, kan man derfor opnå en væsentlig spændingsforstærkning i denne kobling, selvom man ikke kan få nogen strømforstærkning.

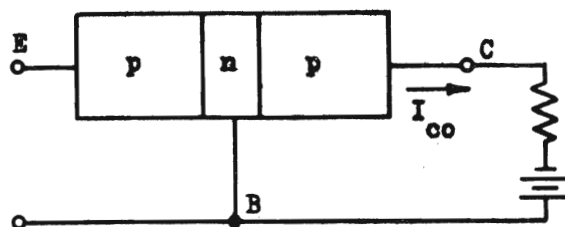
Som vi så, ville en vis emitter- og kollektorstrøm kun give anledning til en meget mindre basisstrøm (måske 2 % heraf), og det er derfor muligt at opnå en strømforstærkning ved at benytte basiselektroden som indgangselektrode:

fig. 1.6



Vi vender tilbage til den basis-jordede kobling og ser på forholdene i kollektorkredsen, når emitterkredsen er afbrudt:

fig. 1.7



Der vil da gå en vis kollektorstrøm I_{co} svarende til spærrestømmen gennem basis-kollektordioden. Som allerede nævnt, er denne stærkt afhængig af temperaturen, og for germanium kan man nogenlunde regne med følgende udtryk:

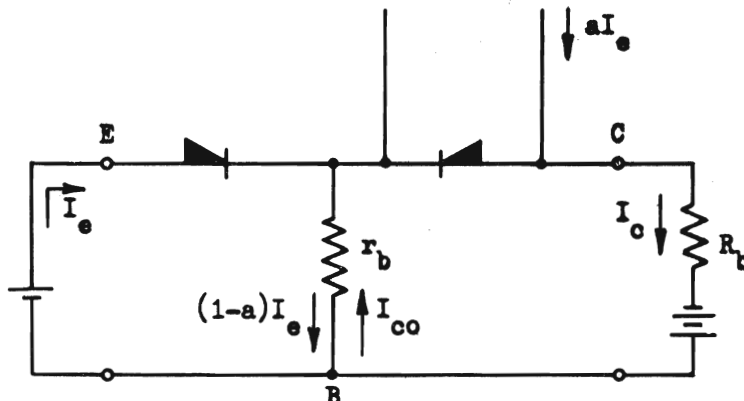
$$I_{co} = I_s e^{0,1 t}$$

1.2

hvor I_s er spærrestømmen ved 0°C . og t er temperaturen i Celcius grader. Som vi skal komme tilbage til, giver denne temperaturafhængighed af I_{co} anledning til en del vanskeligheder ved praktiske transistorforstærkere.

Ved kvalitative overvejelser kan det ofte være nyttigt at benytte ækvivalentdiagrammet fig. 1.8, hvor de to dioder svarer til de allerede omtalte basis-emitter og basis-kollektor dioder, medens r_b repræsenterer den ohmske spredningsmodstand i basisområdet:

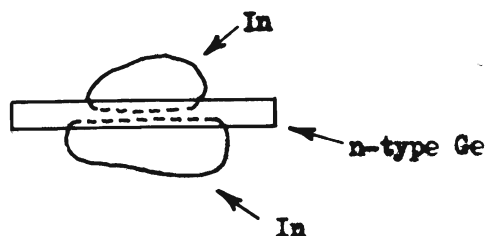
fig. 1.8



2. Eksempel på den praktiske udførelse af en fladetransistor.

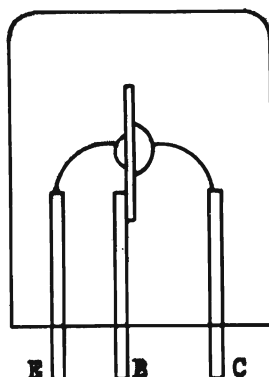
Som eksempel på den praktiske konstruktion af en fladetransistor skal vi først vise, hvorledes man kan fremstille de to p-n-overgange:

fig. 2.1



Man udskærer en lille plade af n-type germanium (f.eks. med et overfladeareal på $1 \times 3 \text{ mm}^2$ og en tykkelse på $0,1 \text{ mm}$) og anbringer to klumper af akceptorurenheden In på denne. Ved en passende opvarmningsproces kan man opnå at få en legering af In og Ge, således at der opstår to p-n-overgange. Denne type kaldes legerede fladetransistorer og er i øjeblikket den mest anvendte. Det er vigtigt at beskytte den færdige transistor mod fugt og andre forureninger, og dette gøres ved at indkapsle hele germaniumkrystallen, således som det er vist på følgende figur:

fig. 2.2

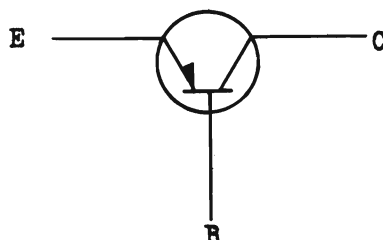


Kapslen kan være af metal, glas eller plastic, og sædvanligvis er elektrodeudførelserne foretaget således, at basiselektroden ligger imellem de to andre, men nærmest ved emitterelektroden. Vi skal iøvrigt ikke gå nærmere ind på den praktiske konstruktion men henvise til litt. 2 og 4.

3. Signaturer.

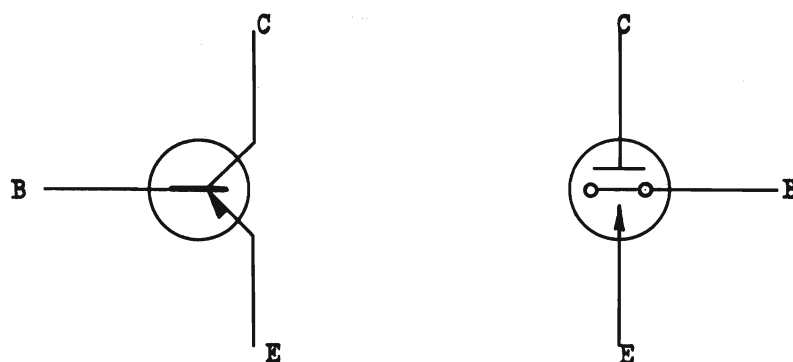
Internationale vedtægter vedrørende signaturer eller symboler for transistorer foreligger endnu ikke. En vis praksis er dog ved at fæstne sig, og i de efterfølgende figurer gives eksempler på nogle af de mest anvendte symboler.

fig. 3.1



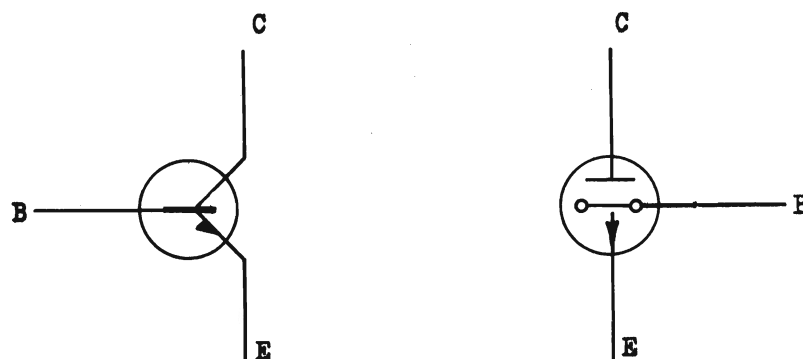
Figur 3.1 viser det af Bell laboratorierne indførte og stadig benyttede almindelige symbol for transistorer. Symbolet er tydeligvis inspireret af punkttransistorens opbygning, men anvendes også for fladetransistorer. Ønsket om i et strømskema at kunne se forskel på punkttransistorer og fladetransistorer har dog ført til fremkomsten af særlige signaturer for fladetransistorer, og figur 3.2 viser eksempler herpå.

fig. 3.2



Ligeledes ønsker man at kunne skelne mellem transistorer af henholdsvis pnp- og npn-type. Dette kan gøres ved som vist i figur 3.3 at vende pilsignaturen for emitterelektroden, idet pilretningen tænkes at angive gennemgangsstrømretningen.

fig. 3.3



Nogle forfattere foretrækker at undlade den på figurerne viste cirkel, men strømskemaernes overskuelighed forringes som regel derved, og en tilsvarende praksis for elektronrørssymboler er derfor også forlængst forladt.

De tre elektroder i transistoren betegnes på dansk henholdsvis emitter, basis (ikke base) og kollektor. Kollektor bør på dansk staves med 2 k'er, hvori- mod c bør benyttes som bogstavbetegnelse for kollektorelektroden.

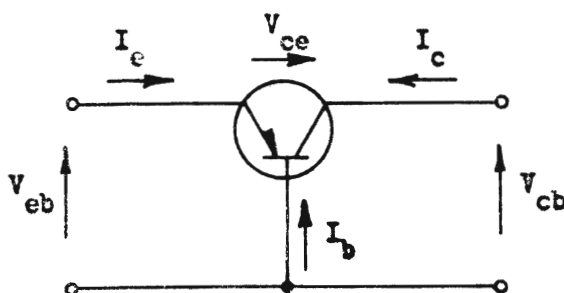
4. Karakteristikker.

For at kunne beregne transistorens forhold i et ydre elektrisk kredsløb, må vi kende sammenhængen mellem de strømme, der går til transistorens elektroder og de spændingsforskelle, som hersker mellem elektroderne. Idet transistoren kan betragtes som en elektrisk trepol, vil det være tilstrækkeligt at angive to strømme og to spændinger, f.eks. emitterstrømmen I_e og kollektorstrømmen I_c , samt to spændinger, f.eks. emitterens og kollektorens spændinger i forhold til basis, henholdsvis V_{eb} og V_{cb} , se figur 4.1. Den tredje strøm I_b og den tredje spændingsforskel V_{ec} vil da kunne bestemmes ved ligningerne:

$$I_e + I_c + I_b = 0 \quad 4.1$$

$$V_{eb} - V_{cb} + V_{ce} = 0 \quad 4.2$$

fig. 4.1



Strømmene er her alle regnet positive i retning ind mod transistoren, og spændingen regnes positiv, dersom elektroden med første indeks er positiv i forhold til elektroden med andet indeks.

Ved stationære eller tilstrækkeligt langsomt varierende strømme kan transistorens ydre elektriske forhold karakteriseres ved to indbyrdes uafhængige funktioner af to variable, f.eks.

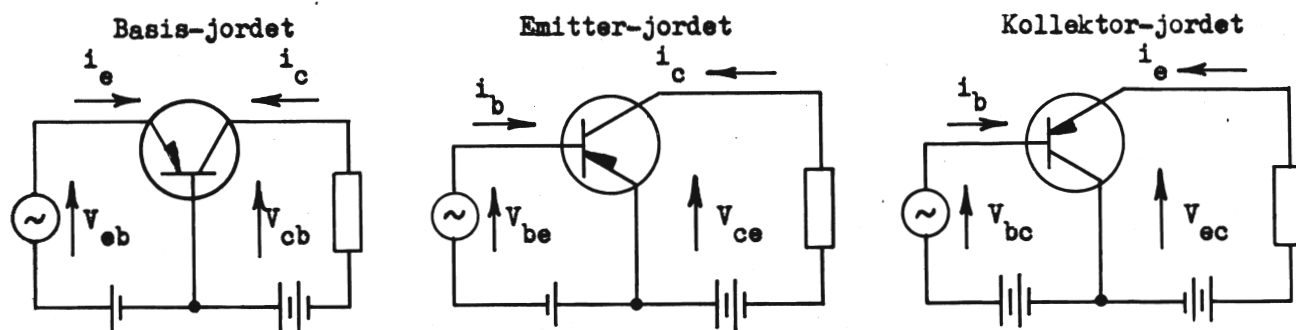
$$I_e = f(V_{eb}, V_{cb}) \quad 4.3$$

$$I_c = g(V_{eb}, V_{cb}) \quad 4.4$$

Disse funktioner afbildes hyppigst i form af to sæt kurver i et retvinklet koordinatsystem, hvor den afhængige variable afbildes som funktion af den ene af de uafhængige variable med den anden uafhængige variable som parameter. De ialt seks forekommende variable giver mulighed for et stort antal forskellige karakteristikker, og spørgsmålet bliver da, hvilke der er mest hensigtsmæssige at anvende i praksis.

Når transistoren benyttes som forstærker vil de to af elektroderne som regel kunne henføres til henholdsvis indgangs- og udgangskreds, medens den tredje elektrode er fælles for de to kredse, jfr. figur 4.2.

fig. 4.2



Idet den fælles elektrode ofte er forbundet direkte til stel eller jord betegnes de i figur 4.2 angivne tre koblingsmåder for transistoren henholdsvis som den basisjordede, den emitterjordede og den kollektorjordede kobling.

For en given kobling vil det være naturligt at benytte det sæt karakteristikker, der direkte indeholder koblingens indgangs- og udgangs størrelser som variable. Disse er f.eks. i den emitterjordede kobling størrelserne I_b , V_{be} , I_c og V_{ce} .

Man står dernæst overfor valget af uafhængige variable. Vi skal her afstå fra en systematisk gennemgang af de forskellige muligheder og blot nævne, at man kan skelne mellem indgangs-, udgangs- og overføringskarakteristikker, således som det vil fremgå af de følgende eksempler. Det bør også bemærkes, at man ud fra et givet sæt af karakteristikker for en af de tre transistor-koblinger umiddelbart kan konstruere et vilkårligt ønsket sæt karakteristikker for de to andre koblinger ved anvendelse af lign. 4.1 - 4.2.

I figur 4.3 og 4.4 er afbildet udgangs- og indgangskarakteristikker for en typisk basisjordet pnp-fladetransistor.

Fig. 4.3 Udgangskaraktistikker for basisjordet flade-transistor: $I_c = f(V_{cb})_{I_e \text{ konst.}}$

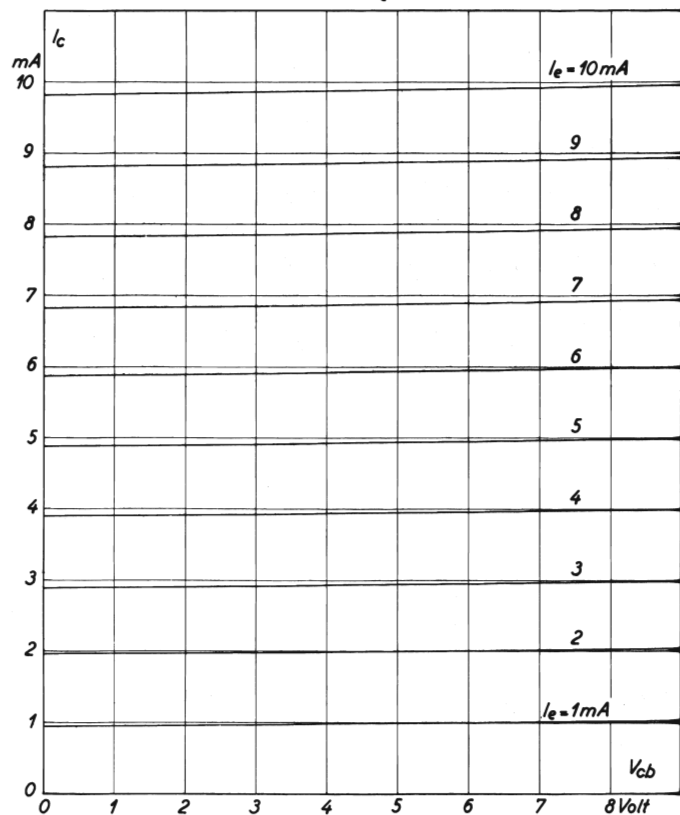


Fig. 4.4 Indgangskaraktistikker for basisjordet flade-transistor: $V_{eb} = g(I_e)_{V_{cb} \text{ konst.}}$

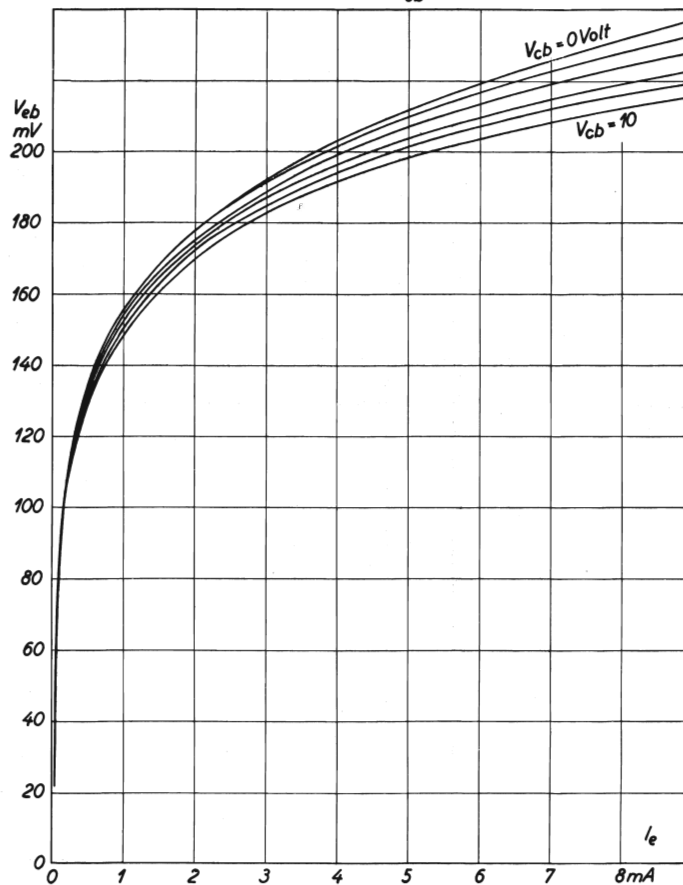


Fig. 4.5 Udgangskaraktistikker for basisjordet flade-transistor: $I_c = f(I_e)_{V_{cb} \text{ konst.}}$

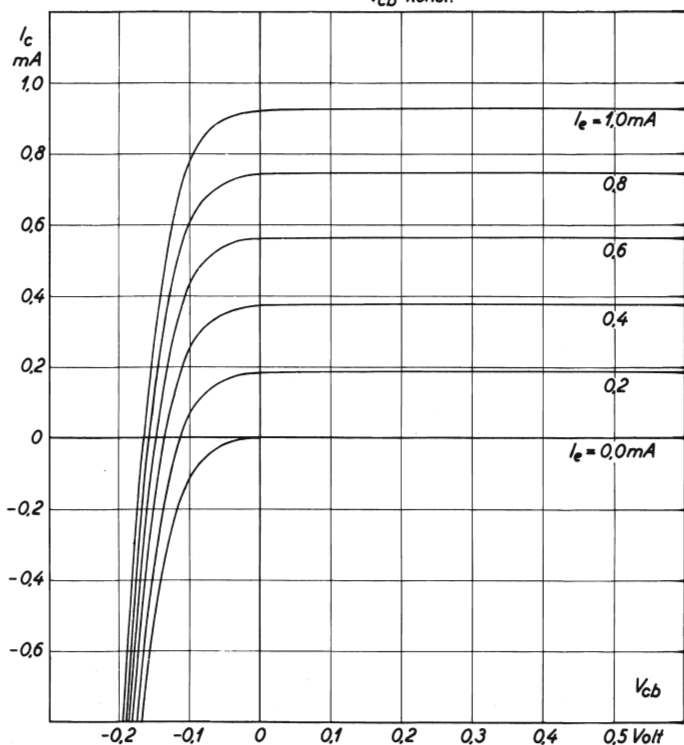
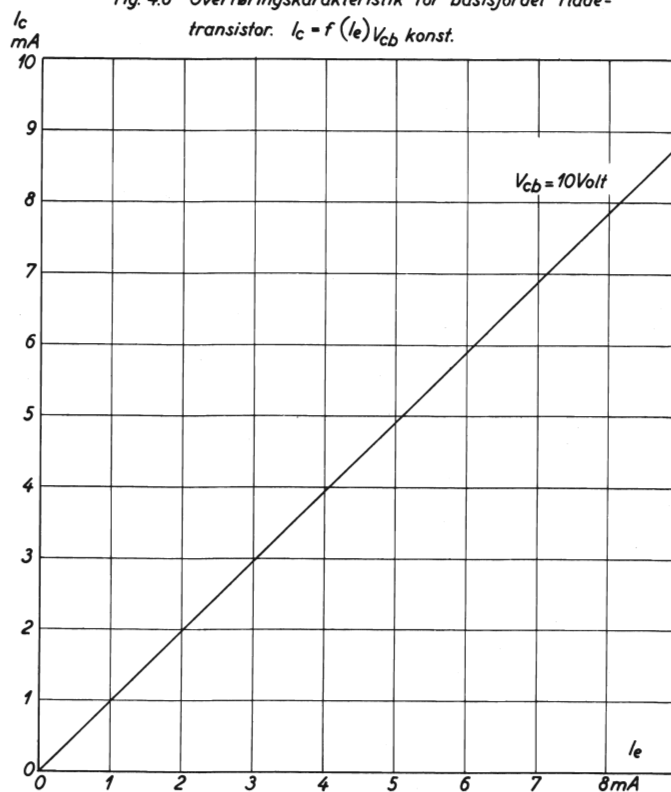


Fig. 4.6 Overføringskaraktistik for basisjordet flade-transistor: $I_c = f(I_e)_{V_{cb} \text{ konst.}}$



Udgangskarakteristikkerne $I_c = f(V_{cb}) I_e$ konstant er ligesom det tilsvarende karakteristikkfelt $I_a = f(V_a) V_g$ konstant for elektronrøret særlig egnet til bestemmelse af arbejds punkt og optimal belastningsmodstand ved hjælp af arbejds-linier.

Man bemærker karakteristikkernes næsten ideelle "pentode-karakter", der - som det fremgår af det forstørrede udsnit af karakteristikkfeltet i figur 4.5 - er gældende også for meget små strøm- og spændingsværdier; som følge heraf er transistoren i stand til at fungere selv for ganske små arbejds spændinger og -strømme.

Kollektorstrømmen I_c er næsten uafhængig af kollektorspændingen, hvilket betyder, at kollektoren har en meget høj indre modstand. I_c afhænger lineært af emitterstrømmen I_e , hvilket fremgår mere direkte af det i figur 4.6 viste overføringskarakteristikkfelt $I_c = f(I_e) V_{cb}$ konstant, som praktisk taget udgøres af en enkelt ret linie, hvis hældning meget nær er 1, svarende til en strømforstærkningsfaktor omtrent lig 1.

Af overføringskarakteristikkerne fremgår også, at basisstrømmen I_b ifølge lign. 4.1 er en lille brøkdel af emitter- eller kollektorstrømmen.

Indgangskarakteristikkerne $V_{eb} = f(I_e) V_{cb}$ konstant i figur 4.4 viser, at der hersker en ulinear sammenhæng mellem emitterspænding og -strøm. Emitterens vekselstrømsmodstand er lille og aftager med voksende emitterstrøm. Spændingsfaldet fra emitter til basis er så lille, at man i mange tilfælde kan sætte det lig nul. Karakteristikken er svagt afhængig af kollektorspændingen, hvilket viser tilstedeværelsen af en vis tilbagevirkning fra udgangskreds til indgangskreds.

På grund af indgangskarakteristikkens krumliniede forløb bliver kollektorstrømmen ikke lineært afhængig af emitterspændingen, hvilket ved lavohms generatorimpedanser og stor udstyring giver anledning til ikke-lineær forvrængning.

nnp-fladetransistorens karakteristikkfelter svarer principielt ganske til pnp-transistorens blot med den forskel, at spændinger og strømme har modsatte fortegn.

Figur 4.7 til 4.10 viser karakteristikkfelter for den emitterjordede pnp-fladetransistor. Ved sammenligning med de tilsvarende karakteristikker for den basisjordede transistor bemærker man følgende forskelle: Kollektorstrømmen I_c er ikke i samme grad uafhængig af kollektorspændingen V_{ce} ; kollektormodstanden er her væsentlig mindre. Overføringskarakteristikken $I_c = f(I_b) V_{ce}$ konstant viser, at der er en betydelig strømforstærkning. Indgangskarakteristikken udviser samme ikke-lineære forløb som for den basisjordede transistor; vekselstrømsmodstanden er dog betydeligt højere.

Fig. 4.7 Udgangskaraktistikker for emitterjordnet flade-transistor: $I_c = f(V_{ce})_{I_b \text{ konst.}}$

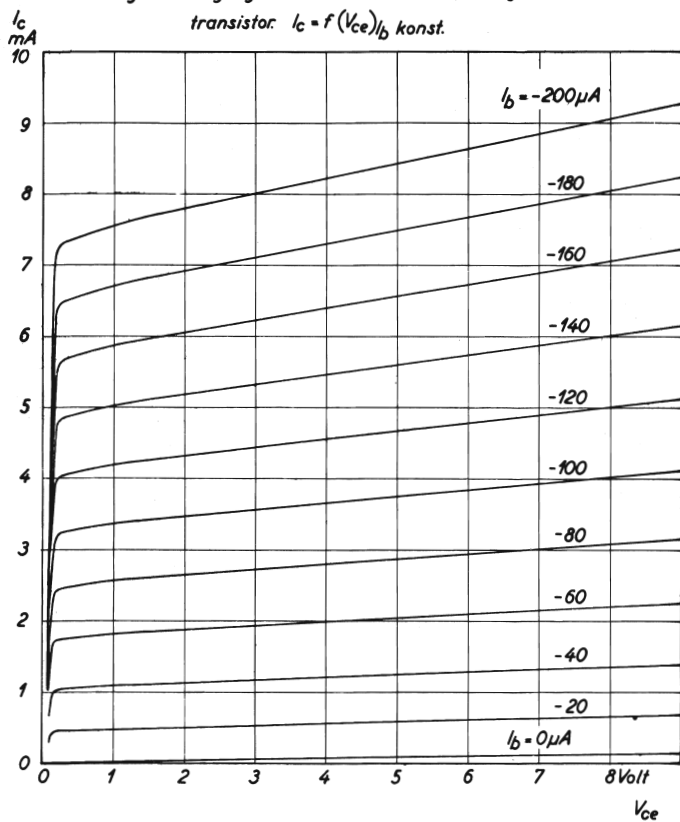


Fig. 4.8 Indgangskaraktistikker for emitterjordnet flade-transistor: $V_{be} = f(I_b)_{V_{ce} \text{ konst.}}$

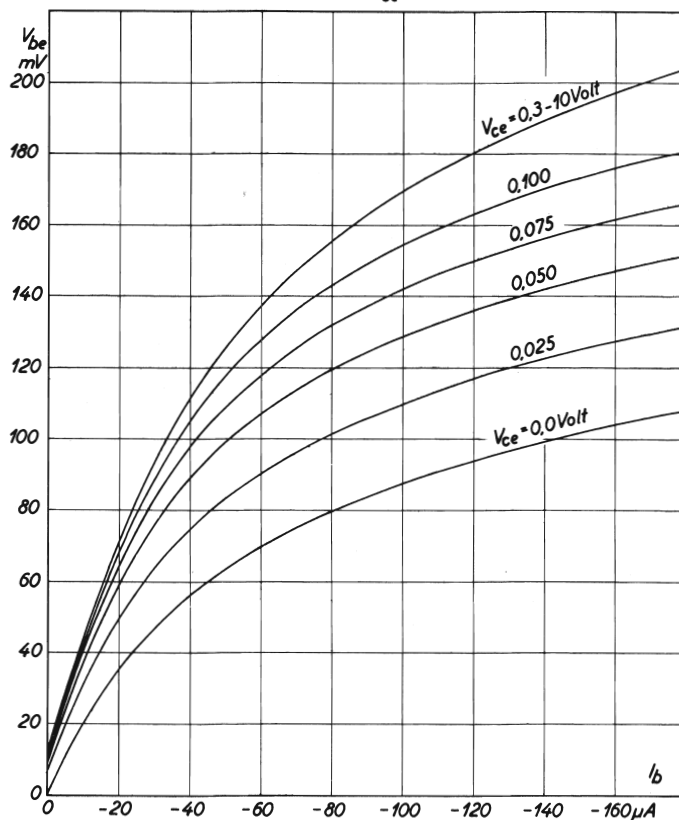


Fig. 4.9 Udgangskaraktistik for emitterjordnet flade-transistor: $I_c = f(V_{ce})_{I_b \text{ konst.}}$

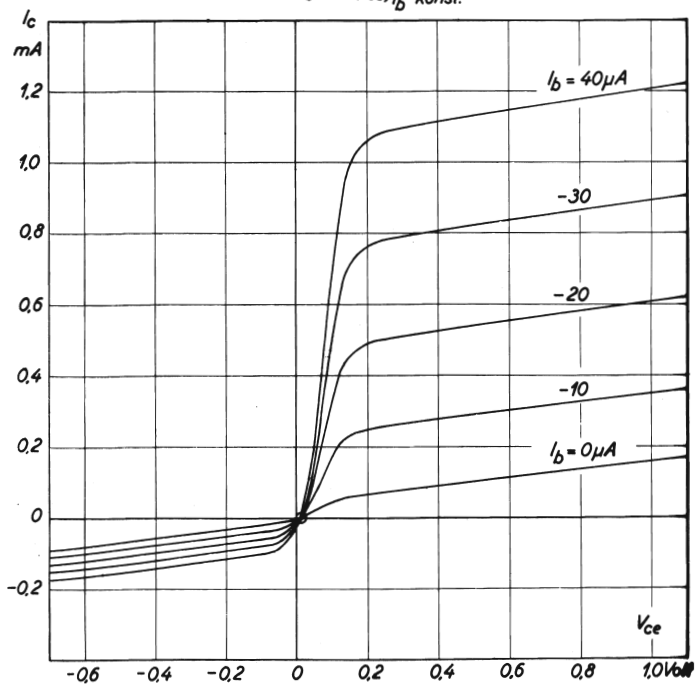
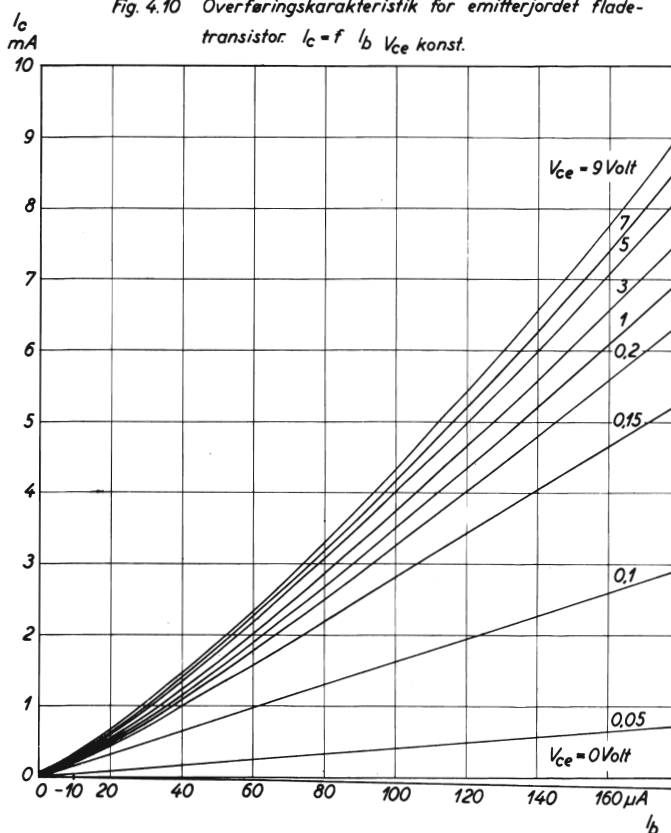


Fig. 4.10 Overføringskaraktistik for emitterjordnet flade-transistor: $I_c = f(I_b)_{V_{ce} \text{ konst.}}$



Karakteristikker for den kollektorjordede transistor kan - ligesom karakteristikkene for den basisjordede transistor - let konstrueres ud fra den emitterjordede transistors karakteristikker, som er de, der har størst praktisk interesse og derfor hyppigst angives i firmaernes datablade. Det er dog forholdsvis sjældent, at man har brug for den kollektorjordede transistors karakteristikker, og de skal derfor ikke anføres her.

5. Grænsedata for transistorer.

Ligesom for elektronrøret gælder for transistoren visse grænsedata for elektrodestrømme og -spændinger, som af hensyn til transistorens levetid og funktion ikke må overskrides. For kollektorspændingen $V_{cb} \approx V_{ce}$ gælder det således, at for høje værdier fører til en art gennemslag af kollektor-basis-overgangen, der ytrer sig ved, at kollektorstrømmen - når kollektorspændingen overskrider en vis kritisk værdi - pludseligt vokser meget kraftigt op, uafhængigt af emitter- eller basisstrøm. Det må dog bemærkes, at gennemslaget ikke behøver at være destruktivt, dersom strømmen blot begrænses tilstrækkeligt af det ydre kredsløb.

Kollektorstrømmens tilladelige maksimalværdi bestemmes i praksis af den jævnstrømseffekt $P_c = I_c \cdot V_{cb}$, der afsættes i kollektorelektroden i form af varme. Hvis dette tab bliver for stort, stiger kollektorelektrodens temperatur så meget, at transistoren ødelægges. For transistorer af den legerede type sker dette i praksis ved temperatur omkring 100° . Specielt for krafttransistorer vil parametren a dog falde så kraftigt med stigende kollektorstrøm, at det ofte i praksis bliver denne effekt, der sætter den øvre grænse for jævnstrømmen.

Temperaturstigningen afhænger foruden af den tilførte effekt af varmeafledningen fra kollektorelektroden, som det derfor ved transistorer for større effekter er vigtigt at gøre så effektiv som mulig. Ligeledes spiller naturligvis omgivelsernes temperatur ind og er medbestemmende for det maksimalt tilladelige kollektortab. I datablade angives dette således ofte som funktion af omgivelsestemperaturen, eller man angiver den maksimalt tilladelige temperatur af kollektorelektroden tilligemed dennes temperaturstigning i $^\circ\text{C}$ pr. mW tilført effekt.

Allerede ved en temperatur, som ligger væsentlig under den, hvor transistoren ødelægges, sker der en betydelig ændring i transistorens karakteristikker, og det er i virkeligheden dette forhold, som sætter grænsen for den maksimalt tilladelige temperatur.

I kollektorkarakteristikkerne for den basisjordede transistor viser en temperaturstigning sig ved en parallelforskydning af hele karakteristikkfeltet mod større kollektorstrøm.

Kollektorkarakteristikfeltet kan med god tilnærmelse udtrykkes analytisk ved funktionen

$$I_c = \alpha I_e + I_{co} \quad 5.1$$

hvor α er temperaturuafhængig, medens I_{co} vokser eksponentielt med temperaturen efter funktionen

$$I_{co} \approx I_o \cdot e^{kt} \quad 5.2$$

t er temperaturen i $^{\circ}\text{C}$, og k er en konstant, der normalt har værdier omkring 0,07 - 0,1. Dette betyder, at I_{co} -værdien fordobles for hver $7\text{--}10^{\circ}$ temperaturstigning.

I_o (eller I_{co} ved en given temperatur, f.eks. 20°C) er derfor en vigtig karakteristisk størrelse for transistoren, og ved anvendelser, hvor transistorer antager højere temperaturer, er det vigtigt, at I_o er så lille som mulig. For en germanium-transistor af typen OC 72 er I_o af størrelsesordenen $1\text{ }\mu\text{A}$, og I_{co} er ved henholdsvis 20° og 70° temperatur ca. $5\text{ }\mu\text{A}$ og ca. $200\text{ }\mu\text{A}$.

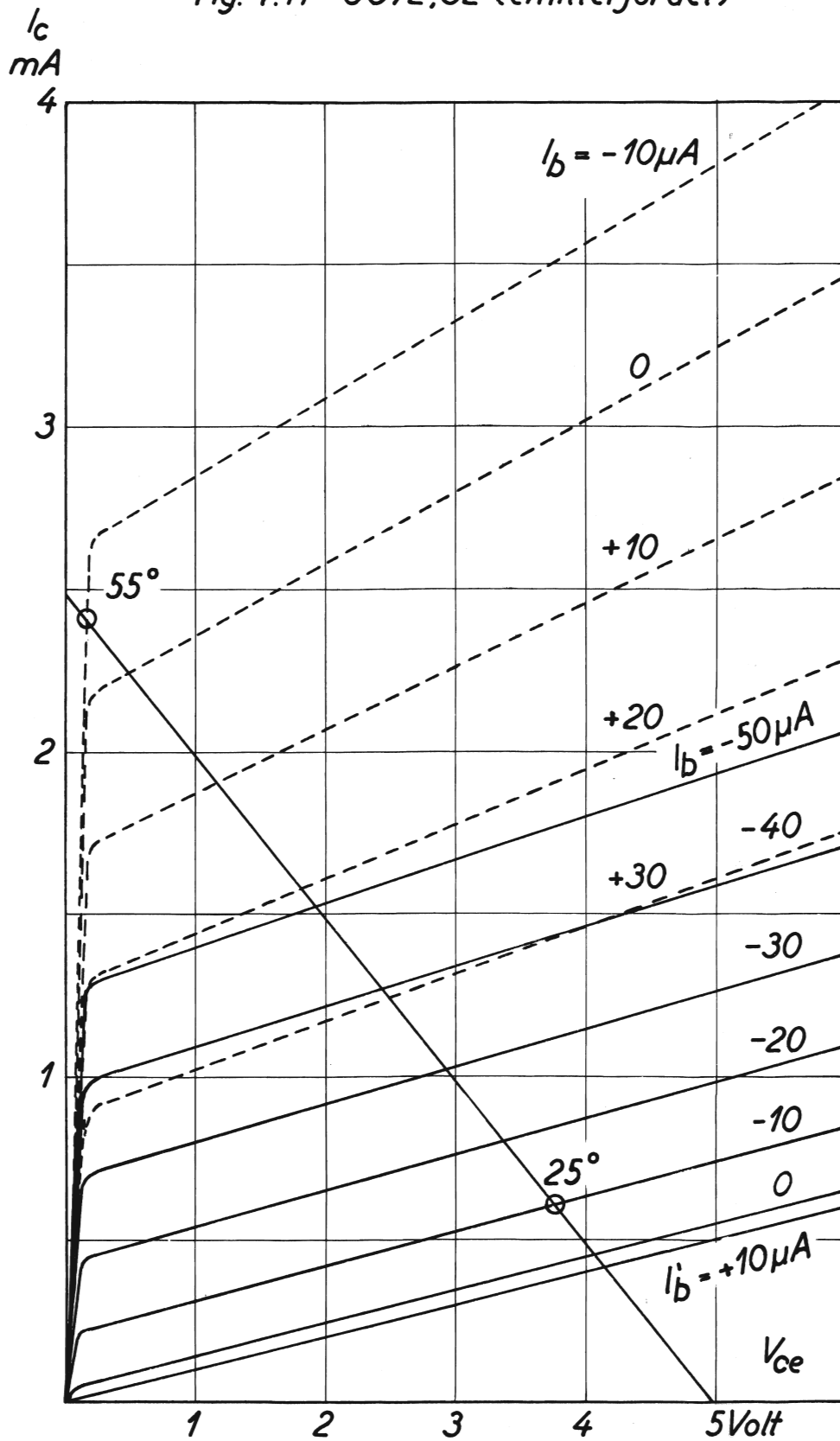
Idet en stigning af kollektorstrømmen giver større kollektortab, som atter medfører en højere temperatur af kollektor-basis-kontakten, hvorved kollektorstrømmen stiger yderligere, kan der opstå en ustabil tilstand, der sluttelig fører til ødelæggelse af transistoren.

Temperaturindflydelsen kommer endnu tydeligere frem i kollektorkarakteristikkerne for den emitterjordede transistor, således som det ses af de på figur 4.11 viste karakteristikker. De fuldt optrukne kurver gælder for 20°C , medens de punkterede kurver gælder for 55°C . I karakteristikfeltet er endvidere indtegnet en arbejdslinie svarende til en kollektorbelastningsmodstand på $2\text{ k}\Omega$. Antages basisjævnstrømmen at være konstant, f.eks. $-10\text{ }\mu\text{A}$, fås de to på figuren markerede arbejds punkter, som viser en meget betydelig forskydning som følge af temperaturstigningen.

6. Transistorens småsignal-parametre.

Ved en lang række praktiske anvendelser af transistoren vil de spændinger eller strømme, der påtrykkes transistoren, kunne opfattes som sammensat af en konstant komponent, hvilespændingen eller -strømmen, hvis størrelse er givet ved det valgte arbejds punkt, og en tidsvarierende komponent, signalet, der ofte er lille i sammenligning med hvilestørrelsen. Betragter vi som eksempel den basis-jordede kobling,

Fig. 4.11 OC72,32 (emitterjordet)



$t_1 = 25^\circ\text{C}$

$t_2 = 55^\circ\text{C}$

jfr. figur 4.1, kan de fire bestemmelsesstørrelser skrives på formen

$$\begin{aligned} V_{eb} &= V_{oeb} + v_{eb}, & I_e &= I_{oe} + i_e \\ V_{cb} &= V_{ocb} + v_{cb}, & I_c &= I_{oc} + i_c \end{aligned} \quad 6.1$$

hvor de med indeks 0 kendetegnede størrelser er hvilestørrelserne, medens de med små bogstaver angivne størrelser er signalet.

Forudsættes det, at signalstørrelserne er tilstrækkeligt langsomt varierende, vil sammenhængen mellem V_{eb} , I_e , V_{cb} og I_c være givet ved transistorens statiske karakteristikker, der kan udtrykkes analytisk ved to funktioner, f.eks.

$$V_{eb} = f(I_e, V_{cb}) \quad 6.2 \text{ a}$$

$$I_c = g(I_e, V_{cb}) \quad 6.2 \text{ b}$$

Vi er interesserede i at finde sammenhængen mellem de tilsvarende fire signalstørrelser v_{eb} , i_e , v_{cb} og i_c . Til dette formål udvikles funktionerne (6.2) efter Taylors formel, hvilket giver

$$v_{eb} = \left(\frac{\partial V_{eb}}{\partial I_e} \right) i_e + \left(\frac{\partial V_{eb}}{\partial V_{cb}} \right) v_{cb} + \text{led af højere orden} \quad 6.3 \text{ a}$$

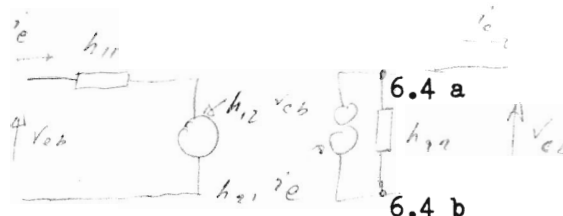
$$i_c = \left(\frac{\partial I_c}{\partial I_e} \right) i_e + \left(\frac{\partial I_c}{\partial V_{cb}} \right) v_{cb} + \text{led af højere orden} \quad 6.3 \text{ b}$$

De partielle afledede skal tages i det valgte arbejds punkt (I_{oe} , V_{ocb}) og vil i almindelighed afhænge af dette samt af temperaturen. Dersom i_e og v_{cb} er tilstrækkelig små, kan vi bortkaste leddene af højere orden og får derved en lineær sammenhæng mellem de fire signalstørrelser.

De fire partielle afledede i (6.3) betegnes ofte h_{11} , h_{12} , h_{21} og h_{22} , således at (6.3) kan skrives på formen

$$v_{eb} = h_{11} i_e + h_{12} v_{cb}$$

$$i_c = h_{21} i_e + h_{22} v_{cb}$$



eller på matrixform

$$\begin{bmatrix} v_{eb} \\ i_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} i_e \\ v_{cb} \end{bmatrix}$$

Størrelserne h , der for et givet arbejds punkt er konstante, d.v.s. uafhængige af i_e og v_{cb} , kaldes h-parametrene, og den tilsvarende matrice kaldes h-matricen.

Ligning (6.4) viser, at transistoren for små signaler kan behandles som en lineær (aktiv) firpol, og transistorens forhold i et ydre kredsløb kan derfor beregnes ved hjælp af teorien for den lineære firpol. Dette vil blive demonstreret i et senere eksempel.

Størrelsen af h-parametrene kan på grundlag af deres definition som partielle afledede bestemmes direkte ud fra karakteristikkene. Således kan f.eks.

$h_{11} = \partial V_{eb} / \partial I_e$ findes som hældningen af indgangskararakteristikken (6.2 a) i det givne arbejds punkt.

En nøjagtigere bestemmelse fås ved vekselstrømsmålinger. Antages signalet sinusformet, indses det umiddelbart af lign. (6.4), at h-parametrene kan tillægges følgende betydning, idet det vedføjede øvre indeks b for h-parametrene tjener til at angive, at det drejer sig om h-parametrene for den basisjordede transistor.

$$h_{11}^b = \left[\frac{v_{eb}}{i_e} \right]_{v_{cb} = 0} = \text{indgangsimpedansen ved vekselstrømsmæssigt kortsluttet udgang.}$$

$$h_{12}^b = \left[\frac{v_{eb}}{v_{cb}} \right]_{i_e = 0} = \text{tomgangs-spændingsforholdet ved transmission fra udgang til indgang.}$$

$$h_{21}^b = \left[\frac{i_c}{i_e} \right]_{v_{cb} = 0} = \text{kortslutnings-strømforholdet ved transmission fra indgang til udgang.}$$

$$h_{22}^b = \left[\frac{i_c}{v_{cb}} \right]_{i_e = 0} = \text{udgangsadmittansen ved vekselstrømsmæssigt åben indgang.}$$

Man kan definere analoge h-parametre for den emitterjordede og den kollektorjordede kobling.

For den emitterjordede kobling (fig. 6.1) gælder f.eks. følgende firpolligninger:

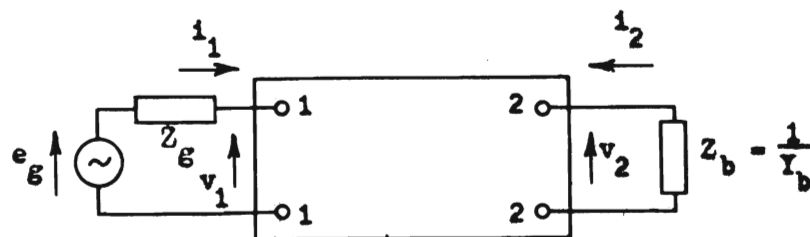
$$v_{be} = h_{11}^e i_b + h_{12}^e v_{ce} \quad 6.5 \text{ a}$$

$$i_c = h_{21}^e i_b + h_{22}^e v_{ce} \quad 6.5 \text{ b}$$

Disse ligninger kan afledes af firpolligningerne (6.4) for den basisjordede kobling ved anvendelse af de almenlydige relationer (4.1) og (4.2). Heraf følger, at der består en relation mellem h^b -, h^e - og h^c -parametrene, således at man af det ene sæt kan beregne de to andre og omvendt. Forudsætningen er dog, at arbejdsunktet er det samme i begge tilfælde, og det må i denne forbindelse huskes, at V_{cb} normalt ikke er lig V_{ce} . Sammenhængen mellem h -parametrene for de tre transistorkonfigurationer er givet i tillæggets tabel T.3.3.

Vi skal nu til illustration give et enkelt eksempel på, hvorledes transistorens h -parametre kan anvendes til løsning af et kredsløbsproblem, idet vi vil bestemme transistorens egenskaber som forstærker ved givne værdier Z_g og Z_b af henholdsvis generator- og belastningsimpedans. Vi repræsenterer transistoren ved den i figur 6.2 viste firpol, hvor vi - for ikke at være bundet til en bestemt transistorkonfiguration - har indført betegnelserne v_1 , v_2 , i_1 og i_2 i stedet for f.eks. v_{eb} , v_{cb} , i_e og i_c i den basisjordede kobling.

fig. 6.2



For transistorfirpolen gælder ligningen (6.4), som vi med de ændrede betegnelser skriver på formen:

$$v_1 = h_{11} i_1 + h_{12} v_2 \quad 6.6$$

$$i_2 = h_{21} i_1 + h_{22} v_2$$

For indgangskredsen og udgangskredsen har man:

$$e_g - v_1 = Z_g i_1$$

6.7

$$-v_2 = Z_b i_2$$

Af disse fire ligninger kan vi finde v_1 , i_1 , v_2 og i_2 udtrykt ved e_g . Det sker mest overskueligt ved at opskrive ligningerne på matrixform, f.eks. således:

$$\begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ e_g \\ 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & -1 & h_{11} & h_{12} \\ -1 & 0 & h_{21} & h_{22} \\ 0 & 1 & Z_g & 0 \\ Z_b & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} i_2 \\ v_1 \\ i_1 \\ v_2 \end{vmatrix} \quad 6.8$$

og løse denne ved hjælp af determinanter.

Man finder da følgende løsning:

$$i_2 = \frac{h_{21}}{\Delta} \cdot e_g, \quad v_1 = \frac{\Delta_h Z_b + h_{11}}{\Delta} \cdot e_g \quad 6.9$$

$$i_1 = \frac{1 + h_{22} Z_b}{\Delta} \cdot e_g \quad v_2 = \frac{-h_{21} Z_b}{\Delta} \cdot e_g$$

hvor

$$\Delta = Z_b \left[\Delta_h + \frac{h_{11}}{Z_b} + h_{22} Z_g + \frac{Z_g}{Z_b} \right]$$

og. $\Delta_h = h_{11} h_{22} - h_{12} h_{21}$

Heraf kan vi nu finde en række af de størrelser, som karakteriserer transistoren som forstærker under de givne belastningsforhold, således:

$$\text{indgangsimpedansen } Z_i = \frac{v_1}{i_1} = \frac{h_{11} + \Delta_h \cdot Z_b}{1 + h_{22} Z_b} \quad 6.10$$

$$\text{spændingsforstærkningen } A_v = \frac{v_2}{v_1} = \frac{-h_{21} \cdot Z_b}{h_{11} + \Delta_h \cdot Z_b} \quad 6.11$$

$$\text{str mforst rkningen } A_i = \frac{i_2}{i_1} = \frac{h_{21}}{1 + h_{22}Z_b} \quad 6.12$$

Udgangsimpedansen Z_u findes lettest som forholdet mellem tomgangssp nding v_{2t} og kortslutningsstr m i_{2k} , der f s af (6.9) ved at s tte $Z_b = \infty$ henholdsvis $Z_b = 0$

$$v_{2t} = \frac{-h_{21}}{\Delta_h + h_{22}Z_g} e_g, \quad i_{2k} = \frac{h_{21}}{h_{11} + Z_g} e_g$$

$$Z_u = -\frac{v_{2t}}{i_{2k}} = -\frac{h_{11} + Z_g}{\Delta_h + h_{22}Z_g} \quad 6.13$$

(Bem rk minustegnet i (6.13), der skyldes den valgte indadg ende pilretning for i_2).

Vi kan endvidere finde firpolimpedanserne $Z_{f1} = \sqrt{Z_{k1} \cdot Z_{t1}}$ og $Z_{f2} = \sqrt{Z_{k2} \cdot Z_{t2}}$:

$$Z_{k1} = Z_i(Z_2 = 0) = h_{11}, \quad Z_{t1} = Z_i(Z_2 = \infty) = \frac{\Delta_h}{h_{22}}$$

$$Z_{k2} = Z_u(Z_1 = 0) = \frac{h_{11}}{\Delta_h}, \quad Z_{t2} = Z_u(Z_2 = \infty) = \frac{1}{h_{22}}$$

6.14

hvorefter

$$Z_{f1} = \sqrt{\frac{h_{11}}{h_{22}} \cdot \Delta_h} \quad \text{og} \quad Z_{f2} = \sqrt{\frac{h_{11}}{h_{22}} \cdot \frac{1}{\Delta_h}} \quad 6.15$$

Driftsforst rkningen S_d ved transmission fra klemmepar 1 til klemmepar 2 bestemmes af

$$S_{d12} = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{v_2^2}{Z_b} \cdot \frac{4 Z_g}{e^2} \right| = \ln \left| \frac{2v_2}{e} \cdot \sqrt{\frac{Z_g}{Z_b}} \right|$$

hvor

$$\frac{v_2}{e} = \frac{-h_{21}Z_b}{\Delta} = \frac{-h_{21}}{\Delta_h + \frac{h_{11}}{Z_b} + h_{22}Z_g + \frac{Z_g}{Z_b}}$$

$$\text{d.v.s.} \quad S_{d12} = \ln \frac{2 h_{21}}{\Delta_h \cdot \sqrt{\frac{Z_b}{Z_g}} + \frac{h_{11}}{\sqrt{Z_g Z_b}} + h_{22} \cdot \sqrt{Z_g Z_b} + \sqrt{\frac{Z_g}{Z_b}}} \quad 6.16$$

Indsættes i (6.17) $Z_b = Z_{f2}$ og $Z_g = Z_{f1}$ findes firpolforstærkningen

$$S_{f12} = \ln \frac{h_{21}}{\sqrt{\Delta_h} + \sqrt{h_{11} h_{22}}} \quad 6.17$$

Vi vil nu benytte de fundne formler til at beregne de karakteristiske størrelser for tre forskellige transistorforstærkere, idet vi vil sammenligne egenskaberne af den basisjordede, den emitterjordede og den kollektorjordede kobling af en og samme transistor.

Som eksempel vælges en lav-effekt transistor, Philips type OC 71. I databladene findes h-parametrene opgivet for såvel den basisjordede som den emitterjordede kobling og for samme arbejds punkt i begge tilfælde, nemlig $V_{oc} = 2$ volt, $I_{oc} = 3$ mA. Parameterværdierne er gengivet i nedenstående tabel 6.1. (Det bemærkes, at man i litteraturen ofte finder betegnelserne h , h' og h'' i stedet for henholdsvis h^b , h^e og h^c).

I tabel 6.1 er også angivet h-parametrene for den kollektorjordede kobling, idet disse er beregnet udfra h^e -parametrene ved hjælp af den tidligere omtalte tabel T.3.3 i tillægget.

Tabel 6.1

h-parametre for OC 71; $(V_{oc}, I_{oc}) = (2 \text{ V}, 3 \text{ mA}), 25^\circ \text{ C}$

	basis-j.	emitter-j.	kollektor-j.
h_{11}	16 Ω	800 Ω	800 Ω
h_{12}	$740 \cdot 10^{-6}$	$540 \cdot 10^{-6}$	1
h_{21}	- 0,980	49	- 50
h_{22}	1,6 μS	80 μS	80 μS
Δ_h	$751 \cdot 10^{-6}$	0,0375	50

I tabel 6.2 er angivet de på grundlag af ovenstående typiske h-parametre beregnede firpolparametre, d.v.s. de to firpolimpedanser Z_{f1} og Z_{f2} , firpolforstærkningen S_{f12} samt tomgangs- og kortslutningsimpedanserne Z_{t1} , Z_{t2} , Z_{k1} og Z_{k2} .

Tabel 6.2

Firpolparametre for transistorforstærker

	basis-j.	emitter-j.	kollektor-j.
Z_{k1}	16 Ω	800 Ω	800 Ω
Z_{f1}	87 "	610 "	22.500 "
Z_{t1}	470 "	470 "	625.000 "
Z_{k2}	21.300 Ω	21.300 Ω	16 Ω
Z_{f2}	116.000 "	16.300 "	450 "
Z_{t2}	625.000 "	12.500 "	12.500 "
S_{f12}	29,7 dB	40,8 dB	16,7 dB

Ved studium af tabel 6.2 bemærker man følgende:

Firpolforstærkningen - der er den maksimale forstærkning, og som opnås, når transistoren er tilsluttet impedanser, der er lig de ohmske firpolimpedanser - er størst i den emitter-jordede kobling og mindst i den kollektor-jordede.

Indgangsimpedanserne er mindst i den basisjordede kobling og størst i den kollektor-jordede, medens det omvendte er tilfældet med udgangsimpedanserne.

Ind- og udgangsimpedanserne er afhængige af de impedanser, som tilsluttes det andet klemmepar af transistoren. Dette forhold er særligt udtalt for den kollektor-jordede kobling og gør sig kun i ringe grad gældende for den emitter-jordede kobling.

Alt i alt må den emitter-jordede kobling siges at være den fordelagtigste, idet den dels giver størst forstærkning, og dels udviser ind- og udgangsimpedanser af hensigtsmæssige størrelser og ringe belastningsafhængighed.

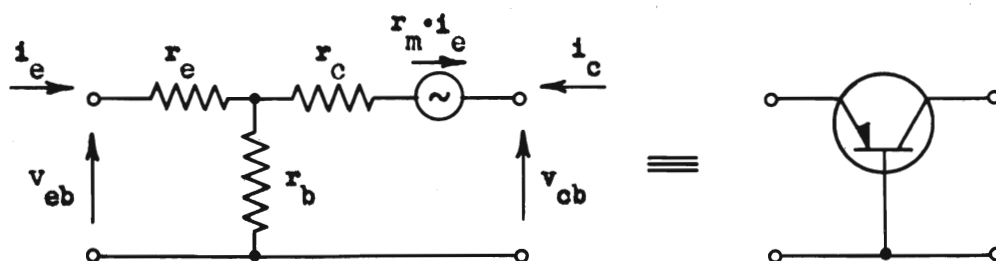
7. Transistorens ækvivalente T-leder

7.1 Den basisjordede transistor.

Medens enhver lineær, passiv firpol kan ækvivaleres med en T- eller π -leder opbygget af tre indbyrdes uafhængige, passive impedans-topoler, må ækvivalensskemaet for en aktiv firpol indeholde fire indbyrdes uafhængige elementer, hvoraf mindst een aktiv, f.eks. i form af en generator, hvis EMK er proportional med en af firpolens ydre spændinger eller strømme.

Et eksempel på et sådant ækvivalensskema for en aktiv firpol er vist i figur 7.1, der er et af de almindeligt benyttede ækvivalensskemaer for transistoren.

fig. 7.1



Transistoren er her karakteriseret ved de fire størrelser r_e , r_b , r_c og r_m , som vi kalder transistorens T-leder-parametre. De har alle dimensionen ohm og er i transistorens lavfrekvensområde reelle størrelser. I det følgende skal vi bestemme relationerne mellem h-parametre og T-leder-parametre.

Vi opstiller først maskeligningerne for T-léderskemaet:

$$v_{eb} = (r_e + r_b)i_e + r_b \cdot i_c$$

7.1

$$v_{cb} - r_m \cdot i_e = r_b i_e + (r_c + r_b)i_c$$

Dernæst løser vi disse to ligninger med hensyn til v_{eb} og i_c , hvilket giver:

$$v_{eb} = \left[(r_e + r_b) - \frac{r_b(r_b + r_m)}{r_c + r_b} \right] i_e + \frac{r_b}{r_c + r_b} \cdot v_{cb}$$

7.2

$$i_c = - \frac{r_b + r_m}{r_c + r_b} i_e + \frac{1}{r_c + r_b} \cdot v_{cb}$$

Ligningsystemet (7.2) svarer ganske til ligningerne (6.4), hvor transistoren er karakteriseret ved h-parametrene. Betingelsen for, at T-lederen figur 7.1 ækvivalerer transistoren, må da være den, at koefficientmatricerne for (6.4) og (7.2) er identiske, hvilke umiddelbart giver de søgte relationer:

$$h_{11} = r_e + r_b - \frac{r_b(r_b + r_m)}{r_c + r_b}, \quad h_{12} = \frac{r_b}{r_c + r_b}$$

7.3

$$h_{21} = -\frac{r_b + r_m}{r_c + r_b}, \quad h_{22} = \frac{1}{r_c + r_b}$$

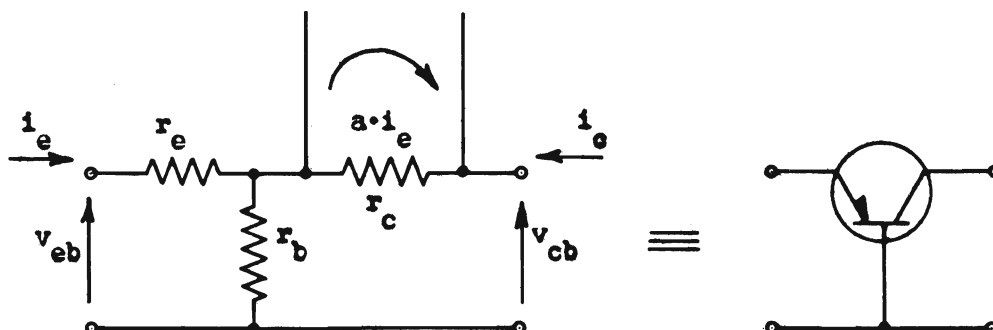
De omvendte relationer fås ved at løse ligningerne (7.3) med hensyn til r_e , r_b , r_c og r_m , hvorefter

$$r_e = h_{11} - \frac{h_{12}}{h_{22}} (1 + h_{21}), \quad r_b = \frac{h_{12}}{h_{22}},$$

7.4

$$r_c = \frac{1 - h_{12}}{h_{22}}, \quad r_m = -\frac{h_{12} + h_{21}}{h_{22}}$$

Ved anvendelse af Mayer-Norton's sætning kan ækvivalensskemaet figur 7.1 omformes til den i figur 7.2 viste, hvor den styrede generator er af konstantstrømtyperen fig. 7.2



Man ser let, at

$$a = \frac{r_m}{r_c} = -\frac{h_{12} + h_{21}}{1 - h_{12}}$$

7.5

Idet man sædvanligvis har $|h_{12}| \ll |h_{21}|$ og $h_{12} \ll 1$ gælder

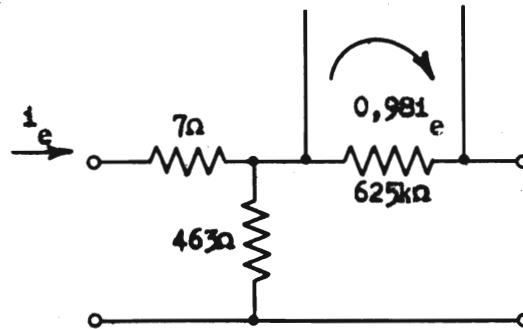
$$a \approx -h_{21}$$

6.6

d.v.s. a er med god tilnærmelse lig den basisjordede transistors kortslutningsstrømförstærkning.

Et indtryk af T-leder-parametrene størrelse fås ved i (7.4) at indsætte de i tabel 6.1 angivne typiske værdier for h^b -parametre, hvorved fås de i figur 7.3 påskrevne værdier for T-leder-parametrene.

fig. 7.3

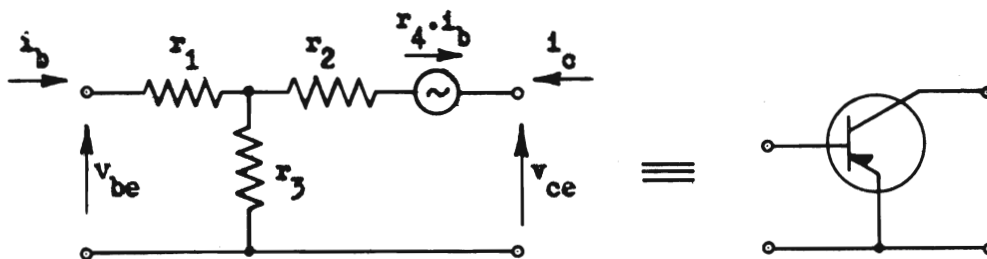


7.2 Den emitterjordede transistor

For den emitterjordede transistor kan vi udlede et T-leder ækvivalensskema på ganske tilsvarende måde og bestemme relationerne mellem T-leder-parametre og h^e -parametre. På grundlag af relationerne mellem h^b - og h^e -parametrene kan vi også opstille relationer mellem T-leder-parametrene for den emitterjordede og den basisjordede transistor.

Disse sidste relationer kan imidlertid findes mere direkte ved hjælp af de almen-gyldige relationer (4.1) og (4.2) på følgende måde.

fig. 7.4



Figur 7.4 er det ønskede T-leder-skema for den emitterjordede transistor. For dette gælder ligningerne

$$v_{be} = (r_1 + r_3)i_b + r_3 i_c$$

7.6

$$v_{ce} - r_4 i_b = r_3 i_b + (r_2 + r_3) i_c$$

Ved hjælp af relationerne (4.1) og (4.2) indfører vi heri v_{cb} og i_e i stedet for v_{ce} og i_b og får derved, idet yderligere $v_{eb} = -v_{be}$, de to nye ligninger (7.7) med samme variable som (7.1):

$$v_{eb} = (r_1 + r_3) i_e + r_1 i_c$$

7.7

$$v_{cb} + r_4 \cdot i_e = r_1 \cdot i_e + (r_1 + r_2 - r_4) i_c$$

Da disse ligninger skal være identiske med (7.1) fås

$$r_1 + r_3 = r_e + r_b, \quad r_1 = r_b$$

7.8

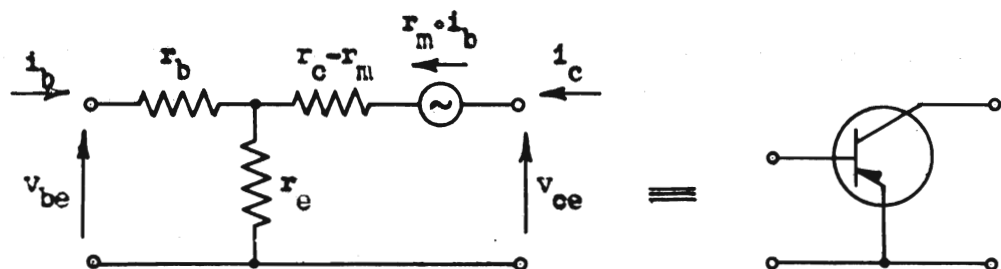
$$r_4 = -r_m, \quad r_1 + r_2 - r_4 = r_c + r_b$$

hvoraf

$$r_1 = r_b, \quad r_2 = r_c - r_m, \quad r_3 = r_e \quad \text{og} \quad r_4 = -r_m \quad 7.9$$

T-leader-skemaet for den emitterjordede transistor antager derfor udseendet figur 7.5.

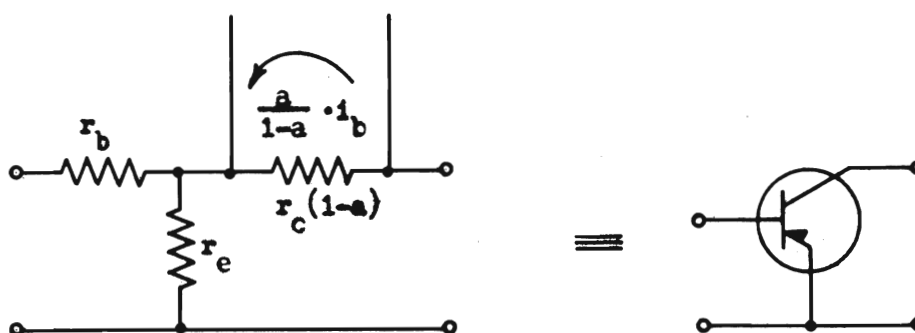
figur 7.5



Det bemærkes, at pilretningen for EMK'en er vendt i forhold til figur 7.4, idet fortegnet for r_4 samtidigt er skiftet.

Ved anvendelse af Mayer-Norton's sætning og indførelse af a ifølge lign. (7.5) fås endelig skemaet figur 7.6.

fig. 7.6



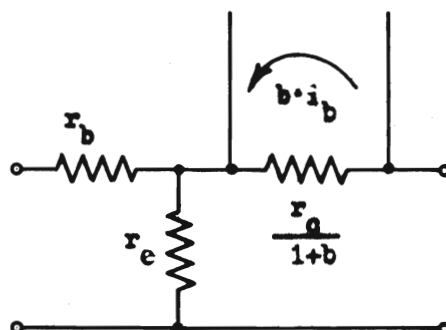
Størrelsen $\frac{a}{1-a}$, der ofte betegnes med bogstavet b (eller a'), er med god tilnærmelse lig den emitterjordede transistors kortslutningsstrømforstærkning, d.v.s. omtrent lig h_{21}^e .

Indføres

$$b = \frac{a}{1-a} \quad \text{eller} \quad a = \frac{b}{1+b} \quad 7.10$$

i skemaet, fås figur 7.7

fig. 7.7



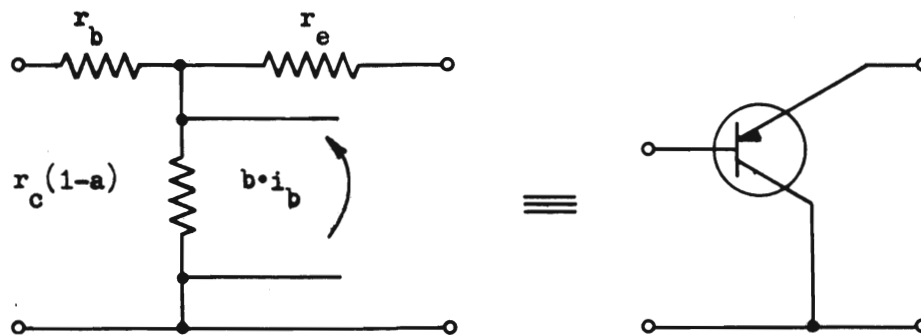
Med det tidligere anvendte taleksempel som grundlag fås:

$$b = \frac{a}{1-a} = 49, \quad \text{og} \quad \frac{r_c}{1+b} = \frac{r_c}{50} = 12,5 \text{ k}\Omega.$$

7.3 Den kollektorjordede transistor

Også for den kollektorjordede transistor kan der naturligvis opstilles et T-leder ækvivalensschema. Af fysiske grunde vil det også her være naturligt at anbringe det aktive element i kollektorgrenen af skemaet, således at dette får udseendet figur 7.8 med de anførte elementværdier, som her gives uden bevis.

fig 7.8

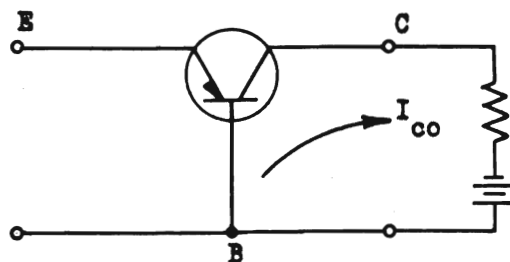


8. Fastlæggelse af arbejds punkt for det emitterjordede trin.

I det følgende skal gennemgås en del af de vigtigste spørgsmål vedrørende lineære lavfrekvensforstærkere, og da man i praksis i de fleste tilfælde anvender emitterjordede trin i disse forstærkere, vil denne kobling også blive benyttet som eksempel i det følgende.

Vi vil starte med at indføre størrelsen I_{co} , således som det er vist på figur 8.1:

fig. 8.1



I_{co} er bestemt gennem antallet af termisk dannede huller i basis-området og termisk dannede elektroner i kollektorområdet, men da det sidste i reglen har en større ledningsevne end basisområdet, vil der blive færre elektroner end huller til rådighed, således at hullerne får hovedansvaret for spærrestrommen I_{co} . Antallet af huller i basisområdet afhænger eksponentielt af temperaturen, og det samme bliver således tilfældet for I_{co} , som for germanium med tilnærmelse kan skrives:

$$I_{co} \approx I_s \exp(0,1 t)$$

8.1

hvor t er temperaturen i celciusgrader, og I_s er spærrestrommen ved 0°C .

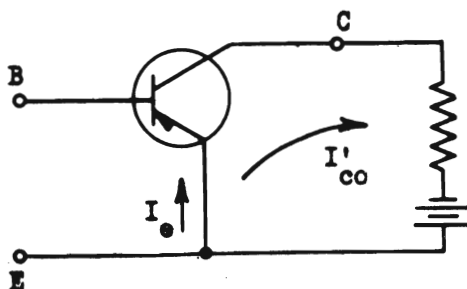
Heraf findes:

$$\frac{\Delta I_{co}}{\Delta t} \cong 0,1 I_{co} \quad 8.2$$

således at spærrestrømmen med tilnærmelse stiger 10 % pr. grads opvarmning.

Vi vil derefter gå over til at se på bestemmelsen af arbejds punktet for det emitterjordede trin:

fig. 8.2



I de følgende betragtninger vil vi gøre visse simplificerende forudsætninger, som ifølge størsteparten af den tekniske litteratur vil være tilstrækkeligt godt opfyldte for normale arbejds punkter:

1) Det forudsættes, at I_c og I_{co} er uafhængig af V_c 8.3

2) Det forudsættes, at $\alpha = \left| \left(\frac{\partial I_c}{\partial I_e} \right)_{V_c} \right|$ er uafhængig af I_e 8.4

3) Det forudsættes, at basis-emitter spændingsfaldet er så lille, at man i de følgende regninger kan se bort fra det. 8.5

Som det blev nævnt i afsnit 6 er $\alpha \cong a$ for normale transistorer, og vi vil af simpelhedss grunde benytte den sidste betegnelse i det følgende.

Af ovenstående forudsætninger findes følgende grundligning til bestemmelse af I_c :

$$I_c = I_{co} + a I_e \quad 8.6$$

Tænker vi os først, at basis-elektroden er afbrudt, findes kollektorstrømmen I'_{co} af:

$$I'_{co} = I_e = I_{co} + a I_e$$

d.v.s.

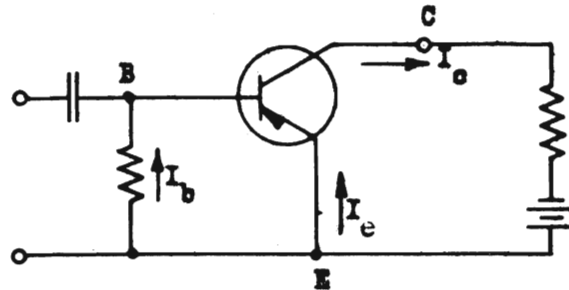
$$I'_{co} = \frac{I_{co}}{1-a} \equiv (b+1) I_{co}, \text{ når } b \equiv \frac{a}{1-a} \quad 8.7$$

For normale laveffektstransistorer er I_{co} ved stuetemperatur af størrelsesordenen

10 μA , medens b er af størrelsesordenen 50, således at I'_{co} bliver ca. 0,5 mA.

Ønsker man en lavere kollektorstrøm i sit arbejds punkt, forbindes basis til fæl-leselektroden gennem en passende modstand:

fig. 8.3

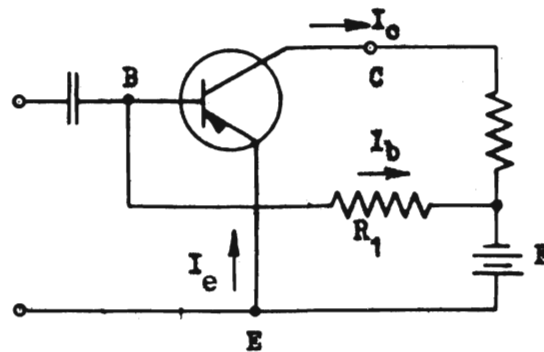


Ved hjælp af (8.6) og figur 8.3 fås:

$$I_c = a I_e + I_{co} = I_b + I_e \quad \text{hvoraf: } I_c = I'_{co} - b I_b$$

Ønsker man en større kollektorstrøm, forbindes basis gennem en modstand til batte-riets negative pol:

fig. 8.4



Ved hjælp af (8.6) og figur 8.4 fås:

$$I_c = I_{co} + a I_e = I_e - I_b ;$$

$$\text{hvoraf: } I_c = I'_{co} + b I_b \quad 8.8$$

$$\text{medens: } I_b \approx \frac{E}{R_1} \quad 8.9$$

Taleksempel: Givet en batterispænding på $E = 5$ volt, samt $b = 50$ og $I_{CO} = 10 \mu A$. Find modstanden R_1 , der giver en kollektorstrøm på 2 mA . Af (8.7) fås:

$$I'_{CO} = (b+1) I_{CO} \approx 0,5 \text{ mA. Derefter fås af (8.8)} \quad I_b = \frac{2,0 - 0,5}{b} = 30 \mu A \quad \text{og af}$$

$$(8.9) \quad I_b = E/R_1 = 30 \mu A. \text{ D.v.s. at } R_1 = 5/0,03 \approx \underline{160 \text{ k}\Omega}.$$

Altså en forholdsvis stor modstand.

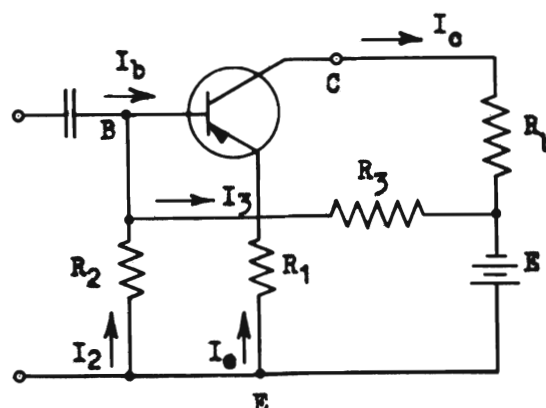
9. Temperaturstabilisering.

Det blev nævnt, at I_{CO} steg stærkt med temperaturen, således at man måtte regne med ca. 10% stigning pr. grad celcius, og dette kan forrykke værdien for I_C i den emitterjordede kobling ganske betydeligt, således som det fremgår af følgende udtryk, svarende til figur 8.4:

$$I_C \approx (b + 1) I_{CO} + b E/R_1 \quad 9.1$$

Her kan man se bort fra temperaturvariationen af alle de øvrige størrelser i forhold til variationen af I_{CO} , og vi ser, at en ændring i I_{CO} vil give anledning til en ændring i I_C , der er $(b + 1)$ gange så stor ved det anvendte forspændingsprincip. For at modvirke dette, udføres forspændingsnetværket ofte, som vist på figur 9.1:

fig. 9.1



Som vi skal se, kan man med dette kredsløb opnå en nedsættelse af variationen i I_c . Ved benyttelse af tilnærmelserne 8.3 til 8.5 finder man:

$$I_2 R_2 = I_e R_1 = E - R_3 I_3 ; \quad I_c = I_b + I_e ;$$

$$I_b = I_2 - I_3 ; \quad I_c = I_{co} + a I_e ;$$

Man ønsker at have I_c udtrykt ved I_{co} og de ydre komponenter, og ved elimination af I_e , I_b , I_2 og I_3 af de ovenstående fem ligninger findes:

$$I_c = \frac{I_{co} (1 + R_1/R_2 + R_1/R_3) + a E/R_3}{1 - a + R_1/R_2 + R_1/R_3} \quad 9.2$$

Det givne er, at en vis ændring i basis-kollektor overgangens temperatur giver en bestemt ændring ΔI_{co} i I_{co} , og vi vil undersøge, hvor stor den tilsvarende ændring i I_c bliver, idet vi går ud fra udtrykket (9.2):

$$\frac{\Delta I_c}{\Delta I_{co}} = S = \frac{1 + R_1(\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3})}{1 - a + R_1(\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3})} \quad 9.3$$

Udtrykket (9.3) for stabilitetsfaktoren S , som findes angivet i de fleste betydende værker om transistorer (f.eks. litt. 1 og 6) skal dog anvendes med en vis varsomhed, idet det under visse forhold kan give forkerte resultater. Unøjagtigheden stammer fra anvendelsen af tilnærmelsen (8.5), hvor basis-emitter spændingsfaldet ganske vist som oftest vil kunne regnes som værende meget lille, men hvor variationen af dette spændingsfald med temperaturen alligevel kan få betydning, og særlig vil gøre sig gældende ved små værdier af $R_2 || R_3$. Vi skal dog ikke komme nærmere ind på dette spørgsmål, blandt andet fordi man i langt de fleste tilfælde kan klare sig med udtrykket (9.3).

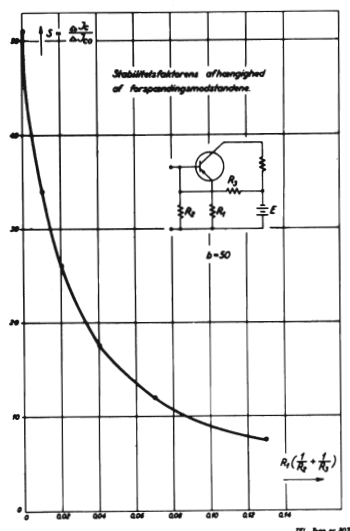
Til karakterisering af kompensationen er her indført den såkaldte stabilitetsfaktor S , og vi så før, at uden noget forsøg på at kompensere ville vi have:

$S = b + 1$, hvilket også fås ved at sætte $R_1 = 0$ i ovenstående udtryk.

Det bedste, man kan opnå, er $S = 1$, og det kræver, at $R_1(\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}) \gg 1$. Det vil sige, at R_1 skal være så stor som muligt, og $R_2 || R_3$ så lille som muligt. Ved opfyldelse af disse krav må man tage hensyn til to forhold, nemlig dels det øgede effekttab i stabiliseringsmodstandene og dels det forhold, at $R_2 || R_3$ vekselstrømmæssigt shunter transistorens indgang og derigennem nedsætter forstærkningen. Et lille S opnås altså

kun på bekostning af ekstra afsat effekt i stabiliseringsmodstandene, og hvis vi tænker os, at R_2 og R_3 indstilles fast på den tilladelige minimumsværdi, medens R_1 varierer, vil den afsatte stabiliseringseffekt variere proportionalt med R_1 , og man får et indtryk af, hvor dyrt det er at stabilisere ved at afbilde S som funktion af R_1 :

fig. 9.2



Ved transistorer ved højt effektniveau vil den indre opvarmning blive særlig stor, således at man må kræve ekstra god stabilisering.

Vi vil til illustrationen medtage et taleksempel:

Givet: $I_e = 10 \text{ mA}$, $V_c = 10 \text{ volt}$, $b = 50$, $R_2 || R_3 = 5 \text{ k}\Omega$. Man kræver $S = 9$.

Af figur 9.2 findes $R_1 \approx 500 \Omega$, således at der i R_1 afsættes jævnstrømseffekten:

$$P_j = R_1 I_e^2 = 500 \cdot 10^2 \cdot 10^{-3} \text{ mW} = \underline{50 \text{ mW}}$$

hvilket omtrent er lig med den maksimalt opnåelige vekselstrømseffekt i klasse A.

Temperaturinstabilitet.

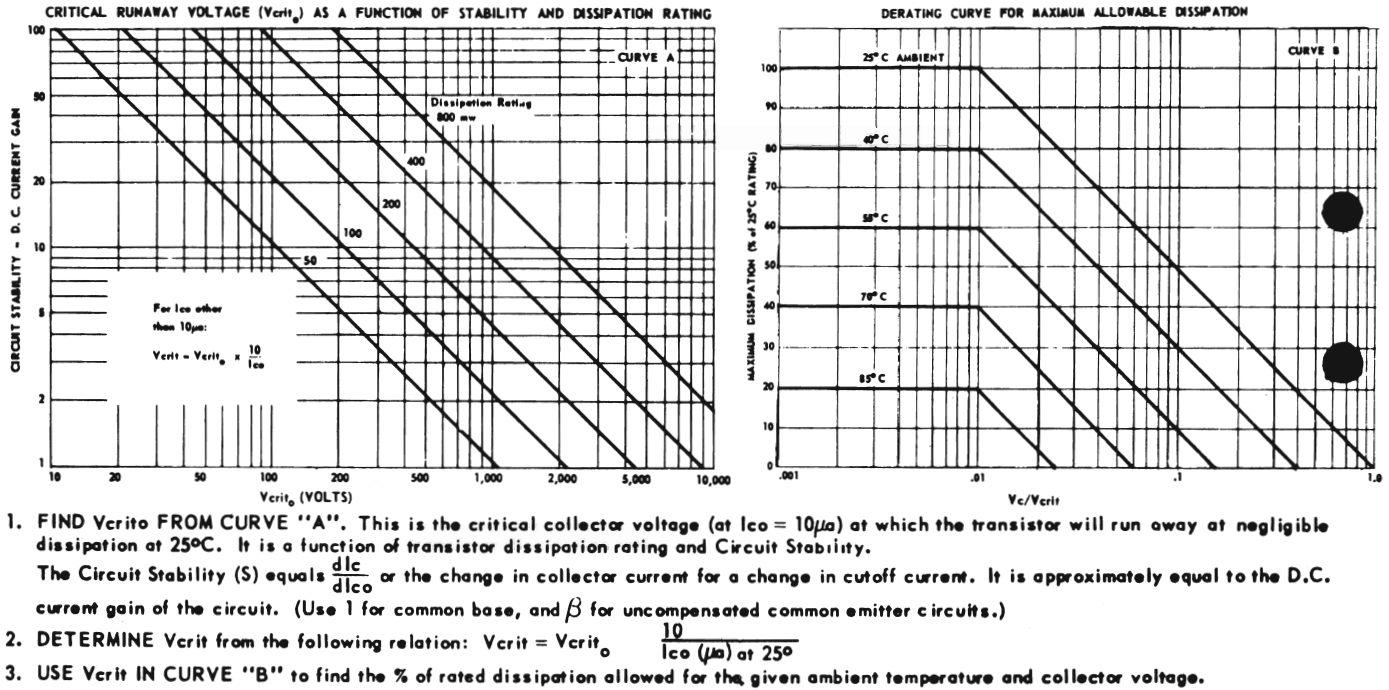
I reglen opgiver transistorfabrikanterne det maksimalt tilladelige kollektortab ved temperaturen 25°C ., men i de tilfælde, hvor man har højere temperaturer i forstærkeren, kan man ofte ikke tillade så store kollektortab, da man risikerer termisk instabilitet. Herved forstås, at den øgede effekt, $V_c \cdot \Delta I_c$, der afsættes i transistoren, når kollektorstrømmen stiger med ΔI_c , er i stand til at opvarme transistoren så meget, at I_c stiger yderligere og tilsidst medfører, at kollektortabet vokser ud over det tilladelige, så transistoren brænder af.

Det kollektortab, man kan tillade i drift, bliver således afhængigt af temperaturen, kollektorspændingen og af eventuelle stabiliseringsnetværk, d.v.s. af stabilitetsfaktoren.

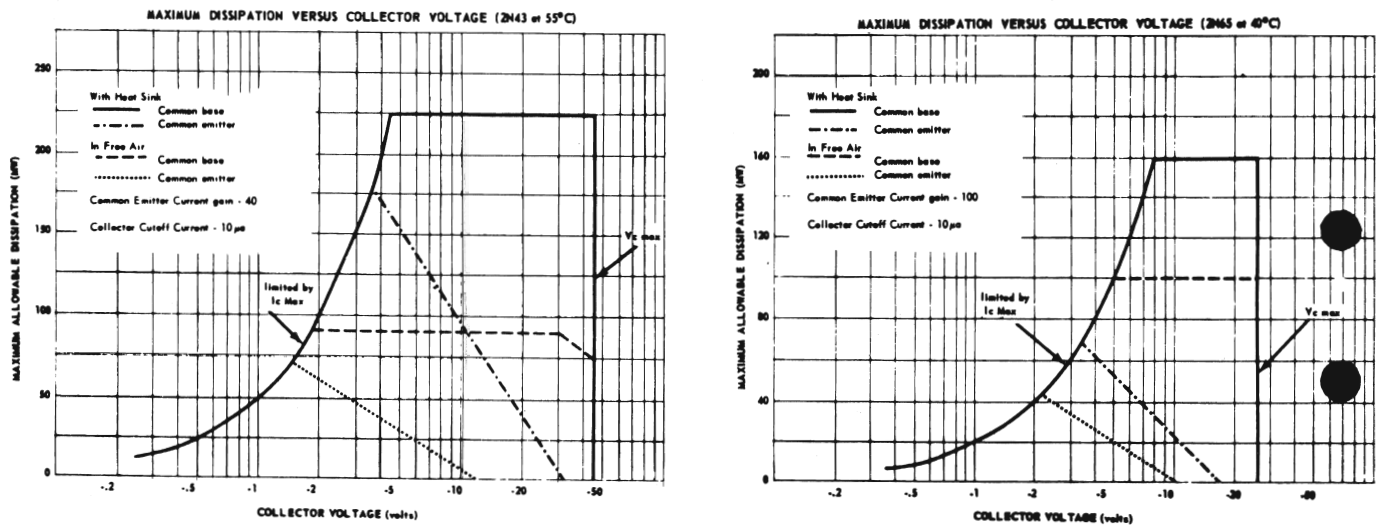
Vi skal ved hjælp af den følgende figur vise, hvorledes man kan bestemme det tilladelige kollektortab ved en bestemt temperatur og kollektorspænding, når man kender stabilitetsfaktoren og det tilladelige tab ved 25°C .

figur 9.3

The dissipation limits must be derated when the transistor is operated at elevated ambient temperatures. In addition, it is necessary to further reduce the allowable dissipation to prevent a condition known as "runaway". This condition, common to all germanium transistors, results when the dissipation, due to the product of V_c and ΔI_c is sufficient to increase I_c through self-heating rapidly enough to cause unstable equilibrium. The effect is a rapid build up of collector dissipation beyond the allowable limit. Curves "A" and "B" below permit a calculation of the maximum allowable dissipation for given ambient and operating conditions.



The following example curves showing dissipation limits for a typical operating condition have been prepared by the above procedure.



Som eksempel vil vi beregne det tilladelige kollektortab for en transistor ved 40°C, når kollektorspændingen er 10 volt.

Man kender følgende størrelser: $I_{co} = 10 \mu A$ og $P_{max} = 50 \text{ mW}$ ved 25°C.

Desuden haves $S = 10$.

Af den første kurve findes hjælpestørrelsen den kritiske spænding V_k :

$$V_k = 100 \text{ volt.}$$

Da kollektorspændingen er 10 volt, fås $v_c/v_k = 0,1$, hvorefter vi af næste kurve finder:

$$\underline{P_{40}} = 30\% \text{ af } P_{25} = 30\% \text{ af } 50 \text{ mW} = \underline{15 \text{ mW}}$$

For at undgå det store effekttab i stabiliseringsmodstanden kan man benytte den såkaldte TANDEMKOBLING, hvor et foregående trin leverer arbejdsstrøm til udgangstrinet. Det første trin giver desuden en effektforstærkning, og da det ligger på et lavere effektniveau, er det billigere at stabilisere fortrinets arbejdsstrøm.

fig. 9.4

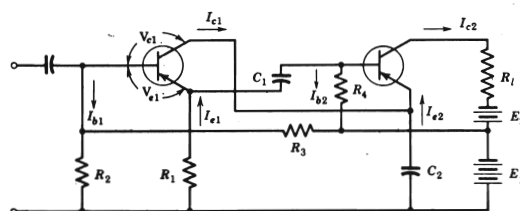
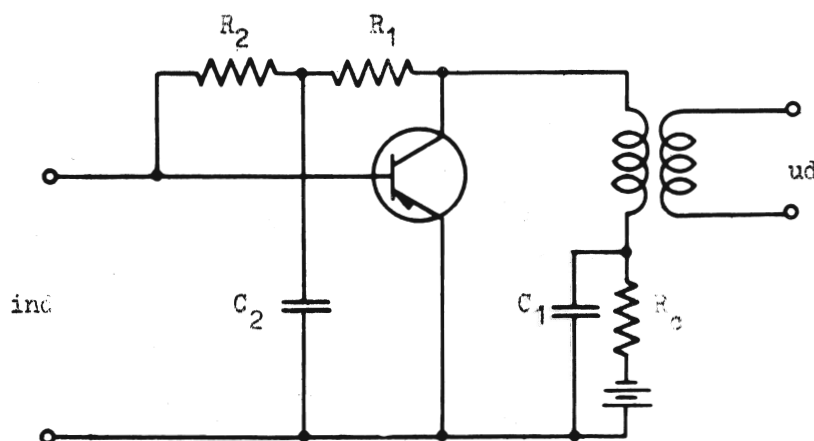


Fig. 6.5 Tandem amplifier.

Det skal nævnes, at der findes en hel del andre muligheder for temperaturstabilisering, og som eksempel er vist netværket på figur 9.5 (litt. 6):

fig. 9.5



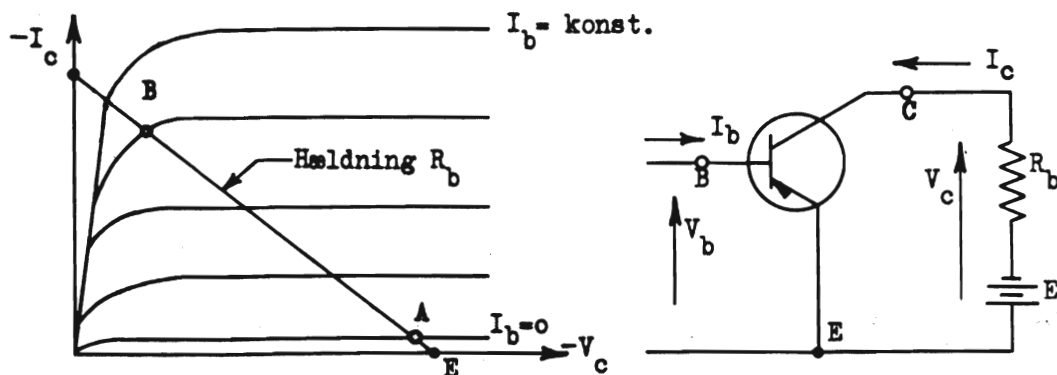
For at opnå en rimelig stabilisering må R_c ikke være alt for lille i forhold til $R_1 + R_2$. C_1 og C_2 er indsat for at give vekselstrømsmæssig afkobling.

Endelig kan man ofte opnå en god stabilisering ved benyttelse af temperaturafhængige forspændingsmodstande.

10. Klasse A forstærkere.

Vi vil se på forholdene vedrørende valg af arbejds punkt og arbejds linie samt bestemme virkningsgraden i en transistor klasse A forstærker. Kravet er, at en sin-formet indgangs strøm også med god tilnærmelse skal give en sin-formet udgangs strøm, og af følgende kollektorkarakteristikfelt indses let, at man ikke kan tillade sig at udstyre ud over punkterne A og B:

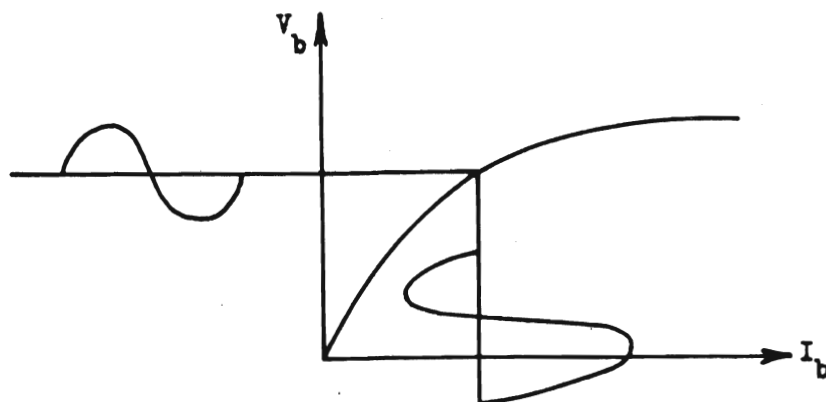
fig. 10.1



Selv ved mindre udstyringer vil man dog få ulineær forvrængning, idet de enkelt kurver i kollektorkarakteristikfeltet (ligesom i anodefeltet ved rør) ikke er retl nede og ækvidistante.

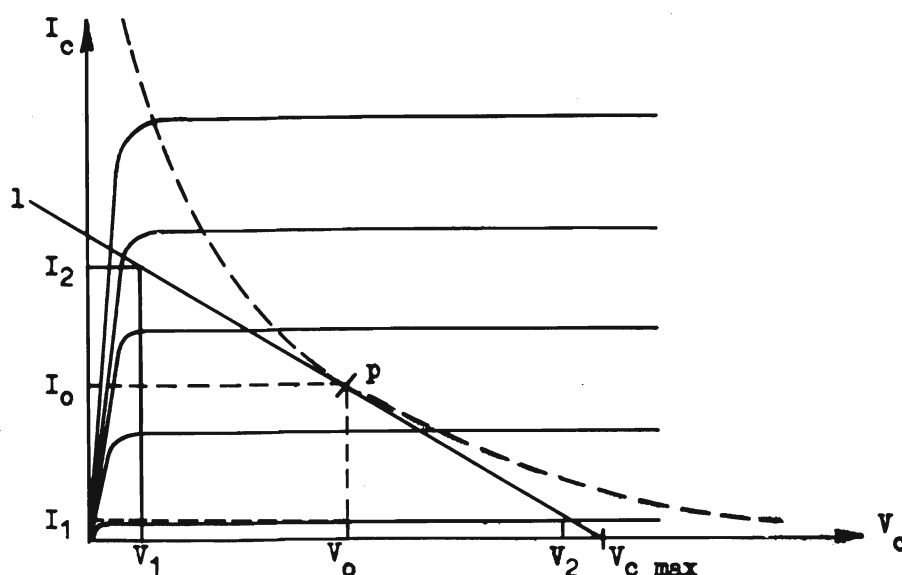
Ved transistorforstærkere vil også indgangskarakteristikken give anledning til ulineær forvrængning:

fig. 10.2



idet det fremgår af figur 10.2, at en sin-formet indgangsspænding ikke vil give en sin-formet indgangsstrøm. Dette kan korrigeres, hvis generatoren har en indre modstand R_g , der er stor i forhold til forstærkerens indgangsmodstand, men til gengæld nedsættes så effektforstærkningen grundet på mistilpasningen i indgangen. Sørger man for, at indgangsstrømmen er nogenlunde sin-formet, kan man bestemme de optimale udgangsforhold ud fra kollektorkarakteristikfeltet og de opgivne maksimale driftsdata for kollektorspænding og -strøm samt det maksimale kollektoreffekttab, som bestemmer den indtegnede effekthyperbel (se figur 10.3).

fig. 10.3



For at opnå fuld udnyttelse af forstærkeren lægges arbejdspunktet P på effekthyperbelen, og det kan f. eks. fastlægges som røringspunktet for den tangent til effekthyperbelen, som går igennem punktet $(V_{c \max}, 0)$. Når tangentpunktet benyttes som arbejdspunkt og den angivne linie 1 som arbejdslinie, er den optimale belastningsmodstand givet ved:

$$R_{bo} \approx V_o / I_o$$

10.1

Dette gælder med god tilnærmelse, selvom karakteristikkene i det enkelte tilfælde kan være sådan beskafne, at man kan opnå en lidt større udstyring ved at

forskyde V_o lidt i den ene eller anden retning.

Kollektortabet P_k får størrelsen: $P_k = I_o V_o$

medens den maksimalt opnåelige vekselstrøms effekt bliver:

$$P_v = \frac{1}{2} (V_o - V_1)(I_o - I_1) = \frac{1}{2} V_o I_o \left(1 - \frac{V_1}{V_o}\right) \left(1 - \frac{I_1}{I_o}\right)$$

Virkningsgraden fås da til:

$$\eta = \frac{P_v}{P_k} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{V_1}{V_o}\right) \left(1 - \frac{I_1}{I_o}\right) \quad 10.2$$

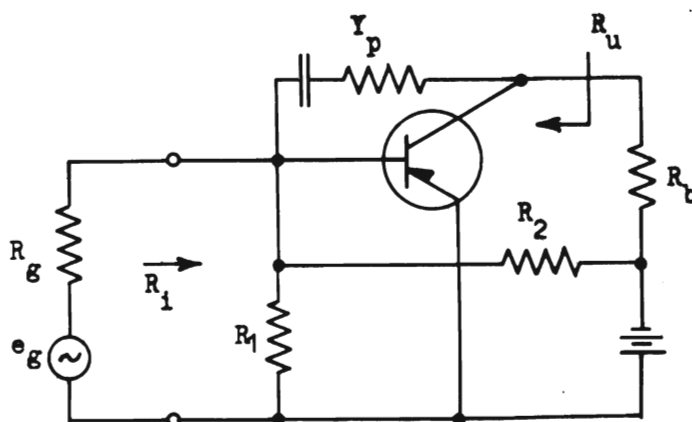
Ved den basisjordede kobling opnår man i praksis η -værdier helt op til ca. 49 %, medens η for den emitterjordede kobling ligger lidt lavere.

11. Modkobling.

Ved indførelse af modkobling i transistorforstærkere opnås ligesom ved elektronrørsforstærkere visse betydningsfulde fordele, hvorefter skal fremhæves, at forstærkningen kan gøres mere uafhængig af ændringer i transistorernes parametre for eksempel stammende fra temperaturændringer, ændringer i strømforsyningen eller ændringer fremkommet ved udskiftning af transistorer. Desuden kan man opnå en nedsettelse af den ulineære forvrængning og af støjen samt en forbedring af frekvenskarakteristikken.

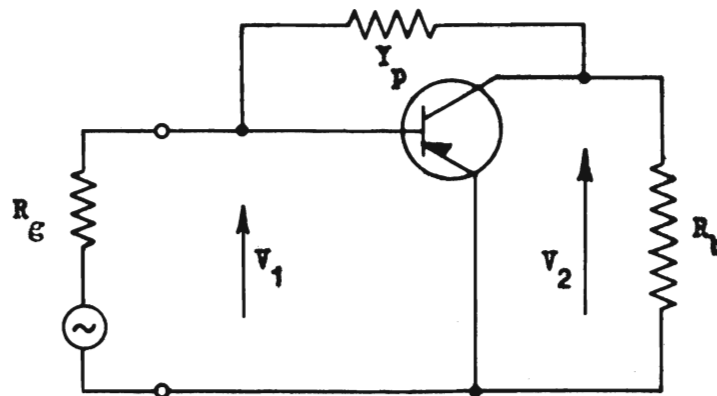
Vi skal i det følgende gennemregne et simpelt eksempel gældende for lave frekvenser på anvendelsen af modkobling i et enkelt emitterjordet trin. Som vist i den følgende figur, er anvendt tilbagekobling gennem Y_p , og da den emitterjordede konfiguration giver en fasedrejning på 180° , kan man opnå modkobling uden anvendelse af transformatorer:

fig. 11.1

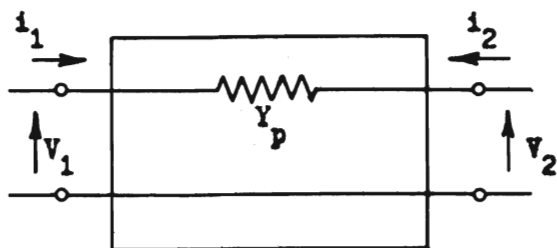


Vi vil nu beregne den modkoblede forstærkers indgangsimpedans og dens driftsforstærkning, samt vise hvorledes driftsforstærkningen er gjort mindre afhængig af parametervariationerne. Vekselstrømsmæssigt fås:

fig. 11.2



Man kan nu opfatte forstærkeren som to parallelkoblede firpoler, hvor den ene firpol er selve transistoren, medens den anden er modkoblingskredsløbet:



$$i_1 = Y_p V_1 - Y_p V_2$$

$$i_2 = -Y_p V_1 + Y_p V_2$$

For to parallelkoblede firpoler gælder den sætning, at den samlede firpols $\{y\}$ fås som summen af de to firpolers y -matricer. I vort tilfælde har vi:

$$\text{transistor: } \begin{bmatrix} y'_{11} & y'_{12} \\ y'_{21} & y'_{22} \end{bmatrix}$$

$$\text{modkobling: } \begin{bmatrix} Y_p & -Y_p \\ -Y_p & Y_p \end{bmatrix}$$

Det vil sige, at den samlede y -matrix bliver:

$$\begin{bmatrix} y \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y'_{11} + Y_p & y'_{12} - Y_p \\ y'_{21} - Y_p & y'_{22} + Y_p \end{bmatrix}$$

Fra tillægget, tabel T.2.3 fås da:

$$Z_{ip} = \frac{y_{22} + Y_b}{\Delta y + y_{11} Y_b} = \frac{y'_{22} + Y_p + Y_b}{\Delta'_y + Y_p (y'_{11} + y'_{22} + y'_{21} + y'_{12}) + y'_{11} Y_b + Y_p Y_b} \quad 11.1$$

$$G_p = \frac{4 |Z_g Y_b| (y_{21})^2}{\left| Z_g (\Delta y + y_{11} Y_b) + y_{22} + Y_b \right|^2} \\ = \frac{4 R_g Y_b (y'_{21} - Y_p)^2}{\left[R_g \left(\Delta'_y + Y_p (y'_{11} + y'_{22} + y'_{21} + y'_{12}) + (y'_{11} + Y_p) Y_b \right) + y'_{22} + Y_p + Y_b \right]^2} \quad 11.2$$

For almindelige fladetransistorer gælder:

$$y'_{21} \gg y'_{11} \gg y'_{22} \gg y'_{12} \quad 11.3$$

Desuden haves i praksis

$$Y_p \ll Y_b \quad \text{og} \quad Y_b \ll y'_{21} \quad 11.4$$

d.v.s.

$$\underline{Z_{ip}} \approx \frac{y'_{22} + Y_b}{\Delta'_y + Y_p y'_{21} + y'_{11} Y_b} = Z'_i \frac{1}{1 + \frac{Y_p y'_{21}}{\Delta'_y + y'_{11} Y_b}} \\ = Z'_i \frac{1}{1 + \frac{Y_p}{Y_b} A_i} \equiv \frac{Z'_i}{1 + \beta_i A_i} \quad 11.5$$

hvor Z'_i og A'_i er henholdsvis indgangsimpedansen og strømforstærkningen for transistoren uden modkobling, og $\beta_i = Y_p/Y_b$.

Ved hjælp af tilnærmelserne (11.3) og (11.4) kan man på tilsvarende måde simplificere udtrykket for driftsforstærkningen:

$$G_p \approx \frac{4 R_g Y_b (y'_{21})^2}{\left[R_g \left(\frac{\Delta'_y}{Y} + Y_p y'_{21} + y'_{11} Y_b \right) + Y_b + y'_{22} \right]^2}$$

$$= \frac{G'}{\left[1 + \frac{R_g}{R_g + Z'_i} \beta_i A'_i \right]^2} \quad 11.6$$

hvor G' er transistorens driftsforstærkning uden modkobling.

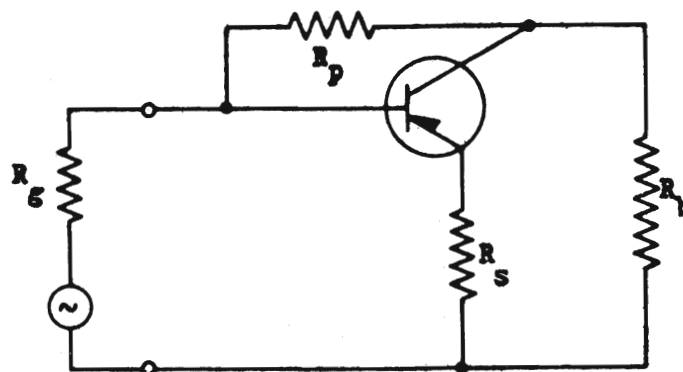
Ved hjælp af udtrykket (11.6) findes:

$$\frac{d G_p}{G_p} = \frac{d G'}{G'} \frac{1}{1 + \frac{R_g}{R_g + Z'_i} \beta_i A'_i} \approx \frac{1}{F_p} \frac{d G'}{G'} \quad 11.7$$

Det ses, at den relative variation i driftsforstærkningen er blevet F_p gange mindre med modkobling end uden, og at størrelsen F_p bliver størst for store værdier af R_g .

Tilsvarende kan man finde et udtryk for den kombinerede modkobling vist på figur 11.3:

fig. 11.3



Her findes:

$$G_k = \frac{G'}{F_k^2}$$

$$\text{hvor } F_k \approx 1 + \frac{R_g}{R_g + Z'_i} \beta_i A'_i + \frac{Z'_i}{R_g + Z'_i} \beta_v A'_v = 1 + \frac{A'_i}{R_g + Z'_i} [R_g \beta_i + R_b \beta_v] \quad 11.8$$

idet $\beta_v = \frac{R_s}{R_b}$, og A'_v er spændingsforstærkningen uden modkobling.

$$\text{Desuden fås: } \frac{dG_k}{G_k} = \frac{1}{F_k} \frac{dG'}{G'} \quad 11.9$$

Det viser sig, at man for praktiske værdier af generator- og belastningsmodstande vil få den ulineære forvrængning nedsat med nogenlunde den samme reduktionsfaktor F_k , som allerede er angivet, ligesom det frekvensområde, hvor driftsforstærkningen er konstant, kan udvides med denne faktor.

Taleksempel:

$$A'_i = 50; \quad R_g = Z'_i = R_b = 1000 \, \Omega$$

$$\beta_i = \beta_v = 0,1$$

$$F_k = 1 + \frac{50}{2000} [1000 \cdot 0,1 + 1000 \cdot 0,1] = 6$$

$$G_k = \frac{G'}{6^2} = \frac{1}{36} G' \approx G' - 16 \, \text{dB}$$

$$\text{hvor } G' \approx 2500 \approx 34 \, \text{dB}$$

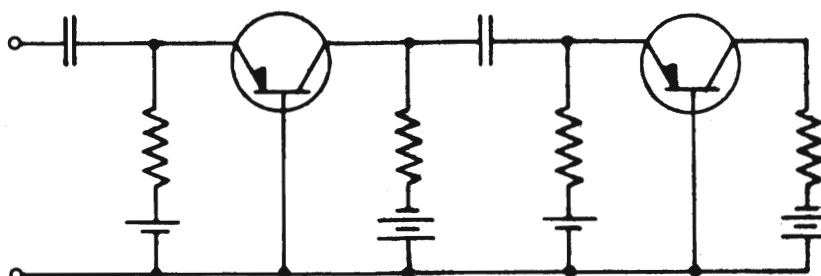
12. Flertrinsforstærkere.

Ved flertrinsforstærkere benytter man ligesom ved elektronrør oftest RC-kobling eller transformator kobling mellem de enkelte trin.

1) RC kobling.

Det bør måske først nævnes, at man ikke opnår noget ved at koble en række basisjordede trin i kaskade med RC koblinger mellem trinene:

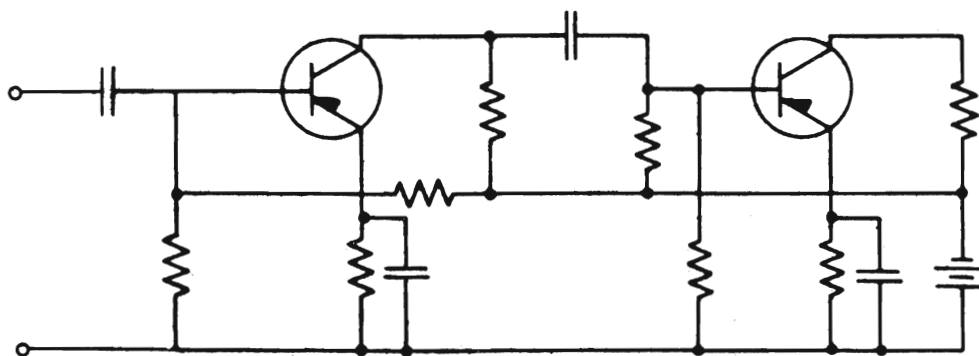
fig. 12.1



Strømførstærkningen pr. trin ligger jo lidt under 1, således at man ikke opnår større forstærkning, end man kan opnå med eet trin alene.

Derimod er RC koblingen nyttig ved emitterjordede trin:

fig. 12.2



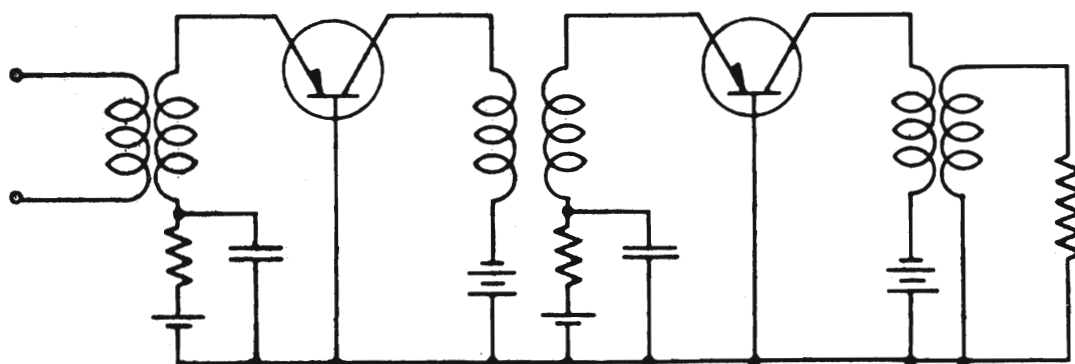
hvor der kan opnås en strømførstærkning på ca. 50 gange pr. trin.

Som allerede gennemgået, medvirker modstandene i emitterledningerne til en temperaturstabilisering, medens de er afkoblet vekselstrømsmæssigt for at undgå en utilsigtet modkobling. Af stabilitetsgrunde kan det endvidere blive nødvendigt at afkoble batteriet. Udgangsimpedansen af et emitterjordet trin er af størrelsesordenen $10\text{ k}\Omega$, medens indgangsimpedansen er ca. $1000\text{ }\Omega$, hvoraf indses, at man også ved emitterjordede trin kan bringe effektforstærkningen i vejret ved at anvende tilpasningstransformatorer.

2) Transformatorkobling.

Ved basisjordede trin er størrelsesordenen for udgangs- og indgangsimpedansen henholdsvis $100\text{ k}\Omega$ og $25\text{ }\Omega$, således at man for at få nogenlunde tilpasning må op på omsætningsforhold på omkring 50. Af hensyn til den ulineære indgangsforvrængning er man dog i reglen tilfreds med noget mindre omsætningsforhold.

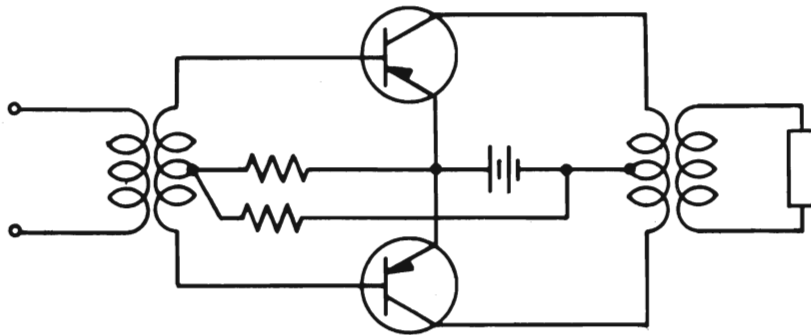
fig. 12.3



Klasse A push-pull.

Fordelen ved klasse A push-pull er den samme som ved rørforstærkere, at man får dobbelt så stor tilladelig udgangseffekt, og i tilgift får man udbalanceret de lige harmoniske, således at man for en given tilladelig forvrængning kan udstyre forstærkeren kraftigere, end man kan tillade med de to transistorer i parallel:

fig. 13.1

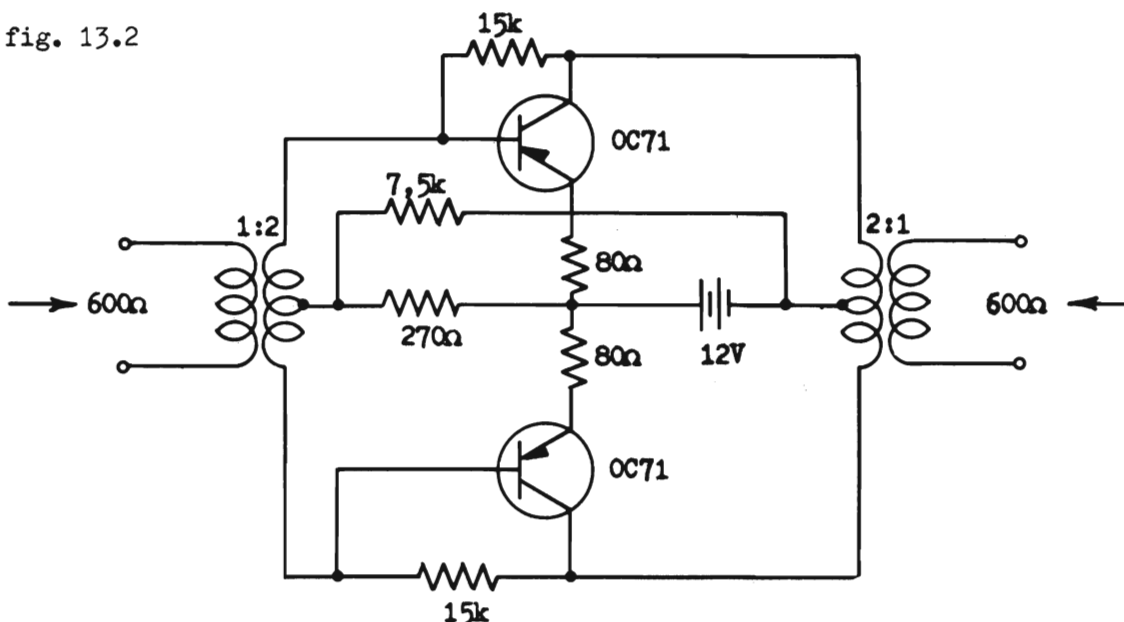


Det bemærkes, at udbalanceringen af de lige harmoniske opretholdes også ved højere frekvenser, hvor transistorens parametre begynder at blive komplekse, hvis de to trins frekvenskarakteristikker er ens - i modsat fald forsvinder compensationen ved de høje frekvenser.

Arbejdslinien bestemmes på samme måde som for et enkelt trin i klasse A.

Praktisk eksempel:

fig. 13.2



De vigtigste data for netværket på figur 13.2 er:

Driftsforstærkning: 18 dB

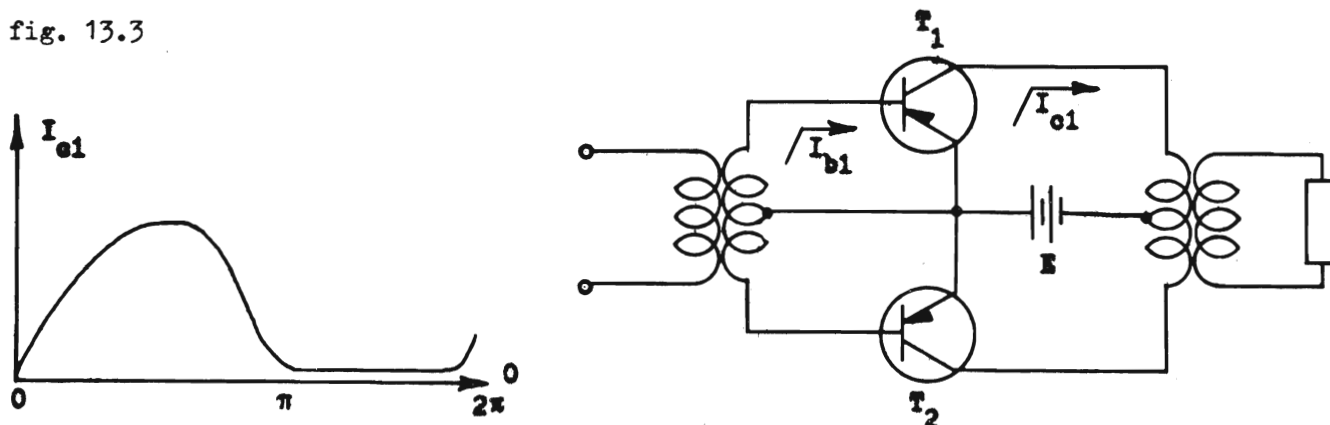
Modkoblingsfaktor: 14 dB

Maksimal udgangseffekt: 50 mW.

Klasse B push-pull.

Ønsker man at få mere effekt ud af en transistorforstærker, end det er muligt ved klasse A forstærkning, går man ligesom ved rør over til at anvende modtaktsskoblinger, hvor de to transistorer drives i klasse B. Det vil sige, at hver transistor afgiver en pulserende strøm bestående af en halv sin-bølge:

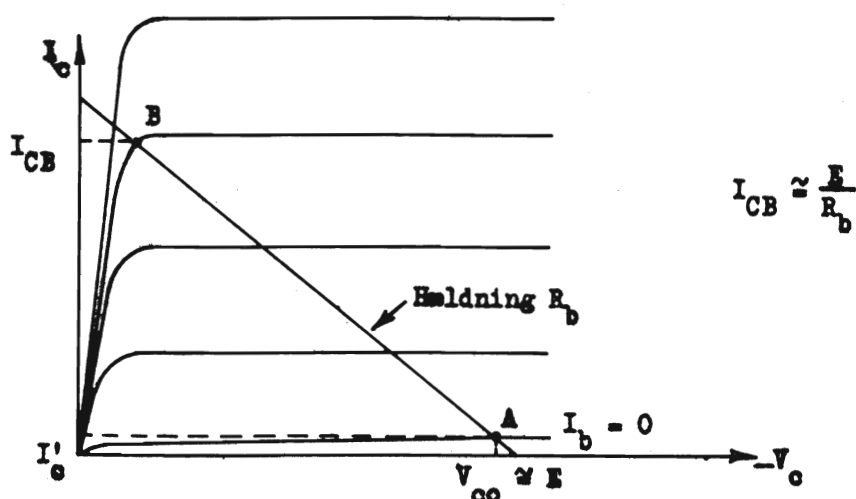
fig. 13.3



Den samlede strøm i udgangstransformatoren bliver med god tilnærmelse sin-formet, hvis man vælger arbejdsforholdene korrekt, således som det gennemgås i det følgende.

De to transistorers forspændinger skal være således, at de er spærrede for en indgangsstrøm i den ene retning, men giver normal forstærkning for strøm i den anden retning. Arbejdspunktet kan derfor vælges enten i punkt A eller i B på det viste karakteristikkfelt (figur 13.4), men af hensyn til opnåelse af det mindste energiforbrug i hviletilstanden vælger man punktet A. R_b er den overkoblede belastningsmodstand:

fig. 13.4



Det bør bemærkes, at ved fuld udstyring vil den maksimale kollektorspænding for

hver af transistorerne blive to gange så stor som hvilespenningen, således at denne højst må sættes til $0,5 V_{c \max}$. Da hvilespenningen omtrent er lig med batterispændingen, er dennes maksimumsværdi herigennem fastsat.

Vi vil nu gå over til at beregne den maksimalt opnåelige effekt og bestemme den dertil svarende arbejdslinie.

Vi tænker os, at de to trin er næsten ens, og ser på forholdene for et enkelt trin T_1 . Dette vil føre strøm for I_{b1} mindre end nul, og skal man undgå kraftig forvrængning, må trinet ikke styres ud over punktet B på figur 13.4. Amplituden af den fremkomne halve sinbølge bliver ved udstyring til værdien I_c :

$$I_c - I'_c$$

således at den samlede jævnstrøm gennem transistor 1 bliver:

$$I'_c + \frac{1}{\pi} (I_c - I'_c)$$

Heraf fås for den jævnstrøms effekt, som batteriet leverer til T_1 :

$$P_j = \frac{E}{\pi} [I_c + I'_c (\pi - 1)] \quad 13.1$$

Samtidig giver transistor 1 et bidrag til vekselstrøms effekten, der med tilsærmelse kan skrives:

$$P_v = \frac{1}{4} R_b (I_c - I'_c)^2 \quad 13.2$$

hvor R_b er den effektive belastningsmodstand for transistor 1 (svarende til den indlagte arbejdslinie).

Kollektortabet P_c må ved enhver udstyring være givet som forskellen mellem P_j og P_v , således at vi får:

$$P_c = \frac{E}{\pi} [I_c + I'_c (\pi - 1)] - \frac{1}{4} R_b (I_c - I'_c)^2 \approx \frac{E I_c}{\pi} - \frac{1}{4} R_b I_c^2 \quad 13.3$$

idet $I'_c \ll I_c$.

Maksimum af P_c ved variation af I_c fås for:

$$\frac{d P_c}{d I_c} = \frac{E}{\pi} - \frac{1}{2} R_b I_{cm} = 0 \quad \text{d.v.s.} \quad I_{cm} = \frac{2 E}{\pi R_b} \quad 13.4$$

Den største værdi for P_v fås ved fuld udstyring, d.v.s. $I_c = I_{cB}$, hvortil svarer:

$$P_{vB} \approx \frac{1}{4} R_b I_{cB}^2 \approx \frac{1}{4} \frac{E^2}{R_b} \quad 13.5$$

Sættes batterispændingen E fast lig med $0,5 V_{c \max}$, kan vi få den største udgangseffekt, når R_b er så lille, som mulig, og den nedre grænse for R_b sættes af, at det dertil svarende $P_{c \max}$ ikke må overskride det tilladelige kollektortab P'_c :

$$\begin{aligned} P_{c \max} &\approx \frac{E}{\pi} I_{cm} - \frac{1}{4} R_b I_{cm}^2 = \frac{E}{\pi} \frac{2}{\pi} \frac{E}{R_b} - \frac{1}{4} R_b \left(\frac{2}{\pi} \frac{E}{R_b} \right)^2 \\ &= \frac{2}{R_b} \frac{E^2}{\pi^2} - \frac{1}{R_b} \frac{E^2}{\pi^2} = \frac{E^2}{\pi^2} \frac{1}{R_b} \leq P'_c \end{aligned}$$

Heraf fås den optimale belastningsmodstand til:

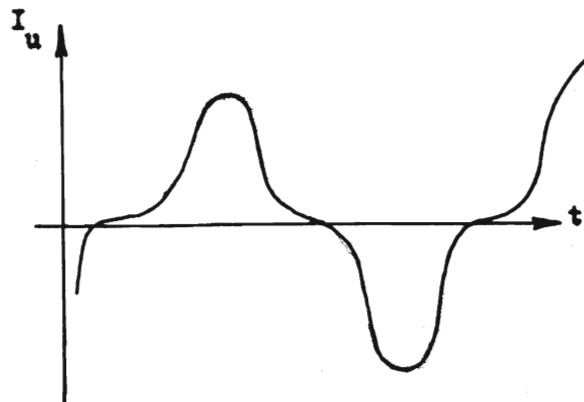
$$\underline{\underline{R_{b \text{ opt}} \approx \frac{E^2}{\pi^2 \cdot P'_c}}} \quad 13.6$$

$$\text{og} \quad \underline{\underline{P_{v \max} \approx \frac{1}{4} \frac{E^2}{R_{b \text{ opt}}} = \frac{1}{4} \frac{E^2 \pi^2}{E^2} P'_c = \frac{\pi^2}{4} P'_c \approx 2,5 P'_c}}} \quad 13.7$$

pr. transistor.

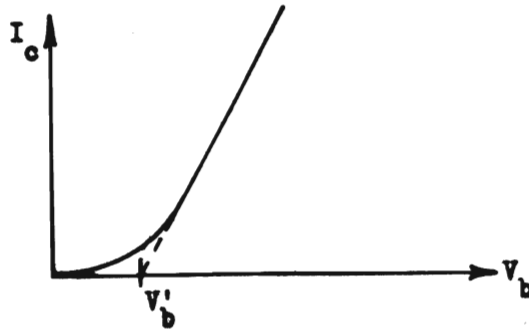
I virkeligheden kan man på grund af den medfølgende forvrængning ikke tillade sig at drive de to udgangstrin i ren klasse B svarende til hvilearbejds punktet A på figur 13.4. Benyttes arbejds punktet A fås nemlig kurver af følgende form for den samlede udgangsstrøm:

fig. 13.5



At dette bliver tilfældet kan indses ud fra transistor karakteristikkene, og på følgende figur har vi vist en typisk overføringskarakteristik, der angiver sammenhængen mellem kollektorstrømmen og basisspændingen for en given arbejdsmodstand:

fig. 13.6



Vælges hvilearbejds punktet svarende til $V_b = 0$ (og dermed også $I_b \approx 0$) forstås, at man netop må få et vandret trin på kurven for udgangsstrømmen, når indgangsspændingen varierer sin-formet. Hvor denne forvrængning ikke kan tillades, vælges derfor en hviles pænding V'_b , der er større end 0, og som en passende værdi kan f.eks. benyttes den værdi, man kommer til ved forlængelse af karakteristikkens tilnærmet retlinede del til skæring med V_b -aksen.

14. Eksempler på forstærkere

1. eksempel: Tre-trins tunghøre forstærker. (fig. 14.1).

De tre trin er transformator koblede for at få den størst mulige forstærkning ud af forstærkeren. Derved har man også kunnet tillade en modkobling over de to sidste trin.

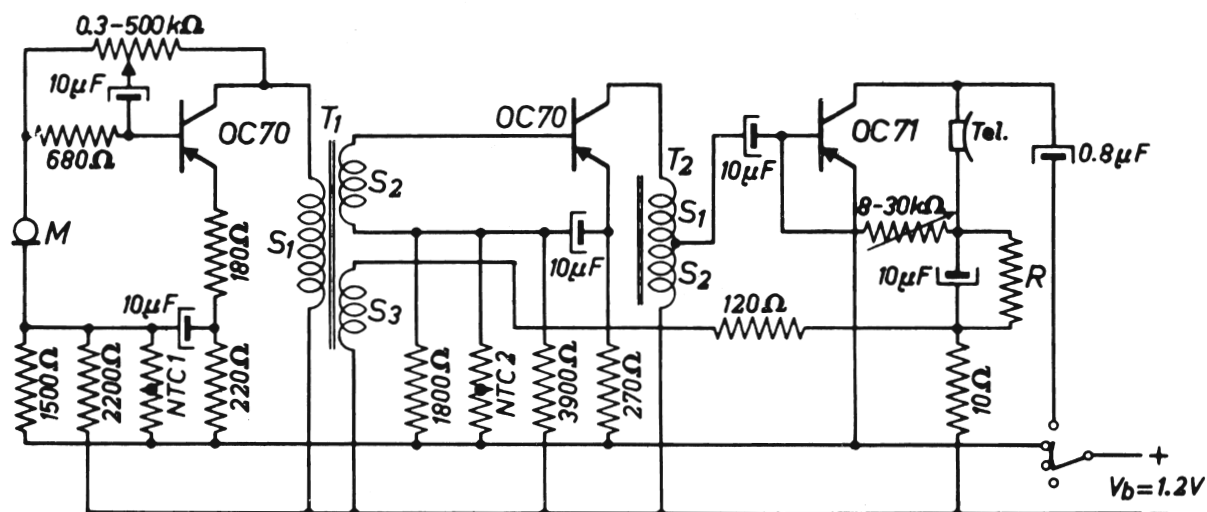
De to første trin er temperaturstabiliserede gennem de to temperaturafhængige modstande NTC 1 og NTC 2.

De to første trin har en kollektorjævnstrøm på ca. 0,5 mA, og udgangstrinet har $I_c = 3$ mA. Det samlede strømforbrug opgives til ca. 5 mA.

Den maksimale udgangseffekt opgives til 1,2 mW ved 5 % klir.

Volumenkontrollen foretages ved hjælp af modkoblingen i det første trin, som kan varieres med det angivne 500 k Ω potentiometer.

fig. 14.1



Components

NTC 1	Resistance at 25 °C	2200 Ω
	Temperature coefficient	-3.7 %/°C at 25 °C
	Tolerance at 25 °C	10 %
NTC 2	Resistance at 25 °C	1500 Ω
	Temperature coefficient	-3.4 %/°C at 25 °C
	Tolerance at 25 °C	10 %
Transformer T ₁	Primary S ₁	2700 turns
	Inductance of S ₁	7.2 H at 0.5 mA
	D.c. resistance of S ₁	860 Ω
	Tolerance	20 %
	Secondary S ₂	600 turns
	D.c. resistance of S ₂	300 Ω
Transformer T ₂	Tertiary S ₃	6 turns
	Auto-transformer	
	Winding S ₁	2178 turns
	Winding S ₂	622 turns
	Inductance of S ₁ + S ₂	8.6 H at 0.5 mA
	D.c. resistance of S ₁	650 Ω
	D.c. resistance of S ₂	130 Ω
	Tolerance	20 %

Microphone	Magnetic	
	D.c. resistance	200 Ω
	Tolerance	20 %
	Impedance	1000 Ω at 1 kc/s
Telephone	Magnetic	
	D.c. resistance	90 Ω
	Tolerance	20 %
	Impedance	270 Ω at 1 kc/s
Resistors	All resistors are of the 5 % tolerance type	
	Clip-in resistor R for decreasing the output power W _o	
	R (Ω)	W _o max (mW)
	0	1.2
	120	0.5
	390	0.2
	1000	0.05
Transformer wire. Enamelled copper T ₁ S ₁ = 0.045 mm, T ₁ S ₂ = 0.040 mm, T ₁ S ₃ = 0.100 mm, T ₂ S ₁ = 0.045 mm, T ₂ S ₂ = 0.060 mm.		

Den samlede driftsforstærkning er ca. 80 dB, og spredningen på forstærkningerne for forskellige forstærkere ligger på ± 5 dB.

Der anvendes en elektromagnetisk mikrofon med en impedans på 1000 Ω ved 1 kHz. Da denne impedans overvejende er induktiv, stiger den med frekvensen, hvorfor man til forbedring af forstærkerens frekvenskarakteristik har indsat de 680 Ω i serie med indgangen.

Der anvendes også en elektromagnetisk telefon med en impedans på ca. 270 Ω ved 1 kHz (jævnstrømsmodstand 90 Ω).

Modstanden R indskydes til formindskning af den maksimale udgangseffekt. R = 0 svarer til de 1,2 mW.

Omsætningsforholdet for den første transformator $n_1/n_2 = 4,5$.

Omsætningsforholdet for autotransformatoren ca. 3 gange.

2. eksempel: Grammofonforstærker med fire transistorer.

fig. 14.2

AMPLIFIER FOR RECORD PLAYERS WITH FOUR TRANSISTORS

As an example of the application of the transistors 2 OC72 for audio frequency amplification purposes, fig. 2 shows the circuit of an amplifier for record players particularly suitable to be used for portable equipment. It has been designed for supply by means of a battery of 6 V thus offering the possibility of manufacturing a record player with only one relatively small battery which feeds both the amplifier and the motor of the turntable.

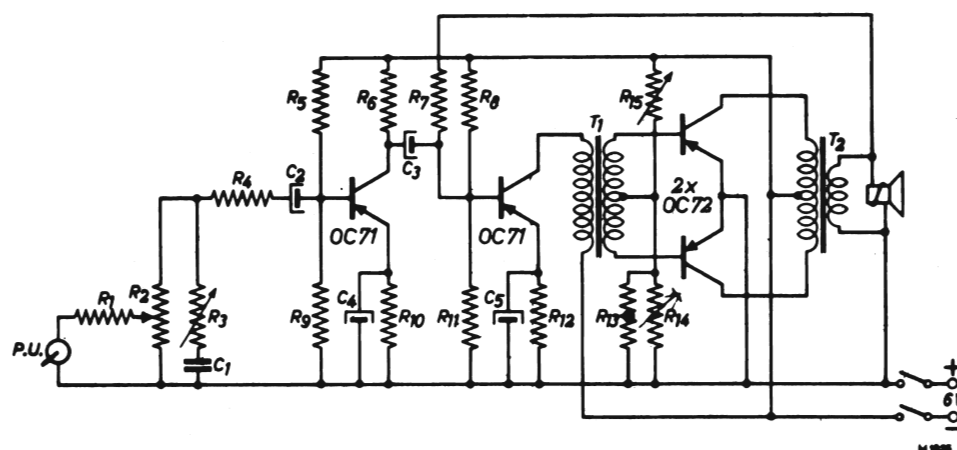
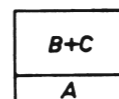
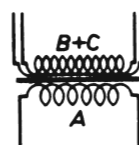


Fig.2. Amplifier for record players.

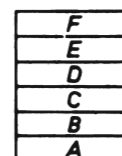
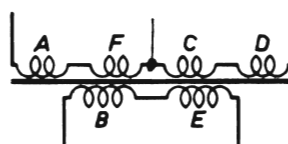
List of components

- $R_1 = 330 \text{ k}\Omega$, $\frac{1}{8} \text{ W}$
- $R_2 = 500 \text{ k}\Omega$, pot. meter
- $R_3 = 100 \text{ k}\Omega$, pot. meter
- $R_4 = 15 \text{ k}\Omega$, $\frac{1}{8} \text{ W}$
- $R_5 = 82 \text{ k}\Omega$, " "
- $R_6 = 5.6 \text{ k}\Omega$, " "
- $R_7 = 100 \text{ k}\Omega$, " "
- $R_8 = 39 \text{ k}\Omega$, " "
- $R_9 = 15 \text{ k}\Omega$, " "
- $R_{10} = 1.8 \text{ k}\Omega$, " "
- $R_{11} = 18 \text{ k}\Omega$, " "
- $R_{12} = 470 \Omega$
- $R_{13} = \text{resistance at } 25^\circ \text{C,}$
 $75 \Omega \text{ (B} = 3300^\circ \text{K)}$
- $R_{14} = 120 \Omega$, pot. meter
- $R_{15} = 3 \text{ k}\Omega$, pot. meter
- $C_1 = 12 \text{ nF}$ ceramic
- $C_2 = 10 \mu\text{F}$, 3 V
- $C_3 = 32 \mu\text{F}$, 3 V
- $C_4 = 16 \mu\text{F}$, 12.5 V
- $C_5 = 100 \mu\text{F}$, 3 V

Transformer T₁

M 1006

Winding A enamelled copper 0.09 mm, 2100 turns.
d.c. resistance 300 Ω .
Winding B + C enamelled copper 0.18 mm, 600
turns (bifilar), d.c. resistance 28 + 28 Ω .
Core dimensions 31 x 25 x 8 mm.

Transformer T₂

M 1007

Winding A enamelled copper 0.28 mm, 228 turns
Winding B enamelled copper 0.60 mm, 69 turns
Winding C enamelled copper 0.28 mm, 228 turns
Winding D enamelled copper 0.28 mm, 228 turns
Winding E enamelled copper 0.60 mm, 69 turns
Winding F enamelled copper 0.28 mm, 228 turns
d.c. resistance A + F + C + D = 9.8 Ω
d.c. resistance B + E = 0.65 Ω
Core dimensions 40 x 32 x 10.5 mm.

Forstærkeren tænkes forbundet med en krystalpick-up, således at det har været nødvendigt at indsætte ca. $0,5 \text{ M}\Omega$ i serie med forstærkerens indgangsimpedans, som jo kun er af størrelsesordenen $1 \text{ k}\Omega$.

Det første trin er temperaturstabiliseret gennem modstanden R_{10} og spændingsdelingen R_9 og R_5 , som giver en stabilitetsfaktor på ca. 7.

Mellem trin 1 og trin 2 er anvendt RC kobling, hvor $R_6 = 5,6 \text{ k}\Omega$ og $C_3 = 32 \text{ }\mu\text{F}$. Trin 2 er også temperaturstabiliseret med $S = 12$.

Transformatoren T_1 har et omsætningsforhold $n_1/n_2 = 3,5/1+1$, hvilket svarer til en effektiv belastningsmodstand på ca. $3 \text{ k}\Omega$ for trin 2.

Sluttrinet består af 2 x OC 72, der leveres i par, som er udvalgt således, at deres egenskaber ikke afviger ret meget fra hinanden. Disse transistorer drives i klasse B, hvor de dog af hensyn til forvrængningen gives en vis basisforspænding svarende til en kollektorstrøm på $1,5 \text{ mA}$.

Forvrængningen nedsættes desuden noget gennem den anvendte modkobling over de to sidste trin på ca. 6 dB.

Øvrige data:

Samlede driftsforstærkning (med modkobling): $G \approx 65 \text{ dB}$.

Udgangseffekt $\approx 200 \text{ mW}$ ved 5 % klir.

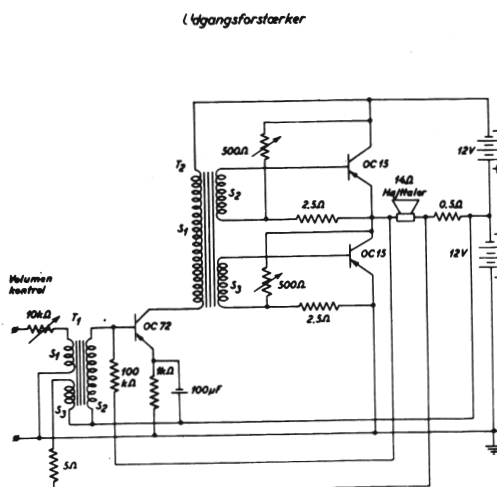
Samlede strømforbrug: 30 mA ved normal musik svarende til 200 mW maksimaleffekt.

En indgangsspænding på ca. $0,3 \text{ volt}$ er tilstrækkelig til at udstyre forstærkeren.

Frekvensområde: 100 Hz til 8 kHz (fladt område).

3.eksempel: Eksperimentel udgangsforstærker.

fig. 14.3



Der benyttes et fortrin bestående af en OC 72, hvis maksimale kollektortab opgives til ca. 50 mW, medens selve udgangstrinet består af to OC 15 i push-pull.^{x)} Disses maksimale kollektortab opgives til 2 W, den maksimale kollektorstrøm sættes til 2 A, og den maksimale emitter-kollektorspænding til 24 volt. Af hensyn til forvrængningen er udgangstrinet ikke kørt i ren klasse B, men der gives en basisfor-spænding på ca. 250 mV. Amplituden af kollektorstrømmen gennem de to transistorer bliver ca. 1 A ved fuld udstyring.

Hovedfordelen ved denne kobling er, at man sparer en udgangstransformator, idet kollektorstrømmene sendes direkte igennem højttaleren. Ved hjælp af de to 500 Ω potentiometre balanceres trinet, således at der ingen jævnstrøm går gennem højttaleren. For at denne betingelse skal kunne opretholdes, er det naturligvis af vigtighed, at de to transistorer er så ens, som muligt.

Det maksimale kollektortab pr. transistor bliver ca. 1,5 W.

Fortrinet er temperaturstabiliseret gennem de 1000 Ω i emitteren, medens udgangstrinet ikke er specielt temperaturstabiliseret. Derimod kræves der, at transistorerne monteres således, at der er god varmeafledning, og dette er tilsyneladende tilstrækkeligt.

Der er benyttet spændings-strøm-modkobling via de 100 k Ω og strøm-strøm-modkobling via S_3 .

Sluttrinet giver en driftsforstærkning på ca. 25 dB, medens det første trin giver ca. 40 dB.

Ulemper: Forspændingen for de to udgangstransistorer varierer i takt med udgangsspændingen, og desuden varierer forspændingen med amplituden af strømmen gennem basis-elektroderne.

Endelig kan det siges at være en ulempe, at man skal have to batterier, men det må understreges, at i en kobling med eet batteri skal dette levere den dobbelte strøm.

x) Denne transistortype er siden taget ud af fabrikation og vil blive erstattet med en tilsvarende type.

Litteraturfortegnelse:

- litt. 1: R.F.Shea, "Principles of Transistor Circuits". J. Wiley and Sons, 1953.
- litt. 2: A.Coblentz og H.L.Owens, "Transistors, Theory and Applications".
Mc Graw-Hill, New York. London 1955.
- litt. 3: W.Shockley, "Electrons and Holes in Semiconductors".
D.van Nostrand Co. 1953.
- litt. 4: N.Meyer, "Transistorer og deres anvendelse". Ingeniøren, 20, 14.maj 1955.
- litt. 5: Proceedings I.R.E., 40, 1952, November.
- litt. 6: A.W.Lo, R.O.Endres, J.Zawels, F.D.Waldhaver, C.Cheng, "Transistor Electronics". Prentice-Hall Incorp. 1955.

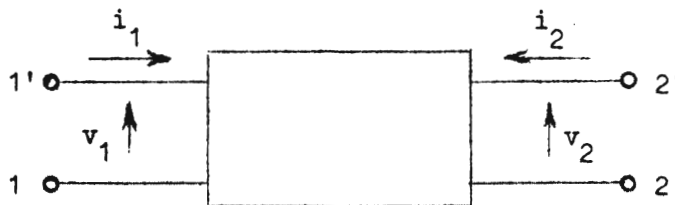
T I L L Æ G.

T.1. Definition af firpolmatricer.

De benyttede fortegnssretninger for strømme og spændinger fremgår af fig.

T.1.1:

fig. T.1.1



Der benyttes seks forskellige matrixformer, som er defineret ved følgende matrixligninger:

$$\begin{Bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{Bmatrix} \quad \text{T.1.1}$$

$$\begin{Bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{Bmatrix} \quad \text{T.1.2}$$

$$\begin{Bmatrix} v_1 \\ i_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} i_1 \\ v_2 \end{Bmatrix} \quad \text{T.1.3}$$

$$\begin{Bmatrix} i_1 \\ v_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} v_1 \\ i_2 \end{Bmatrix} \quad \text{T.1.4}$$

$$\begin{Bmatrix} v_1 \\ i_1 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} v_2 \\ -i_2 \end{Bmatrix} \quad \text{T.1.5}$$

$$\begin{Bmatrix} v_2 \\ i_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} v_1 \\ -i_1 \end{Bmatrix} \quad \text{T.1.6}$$

Mellem de angivne firpolmatricer findes følgende sammenhæng:

$$\{y\} = \{z\}^{-1} \quad \text{T.1.7}$$

$$\{h\} = \{g\}^{-1} \quad \text{T.1.8}$$

Det bør nævnes, at $\{a\}$ er forskellig fra $\{b\}^{-1}$.

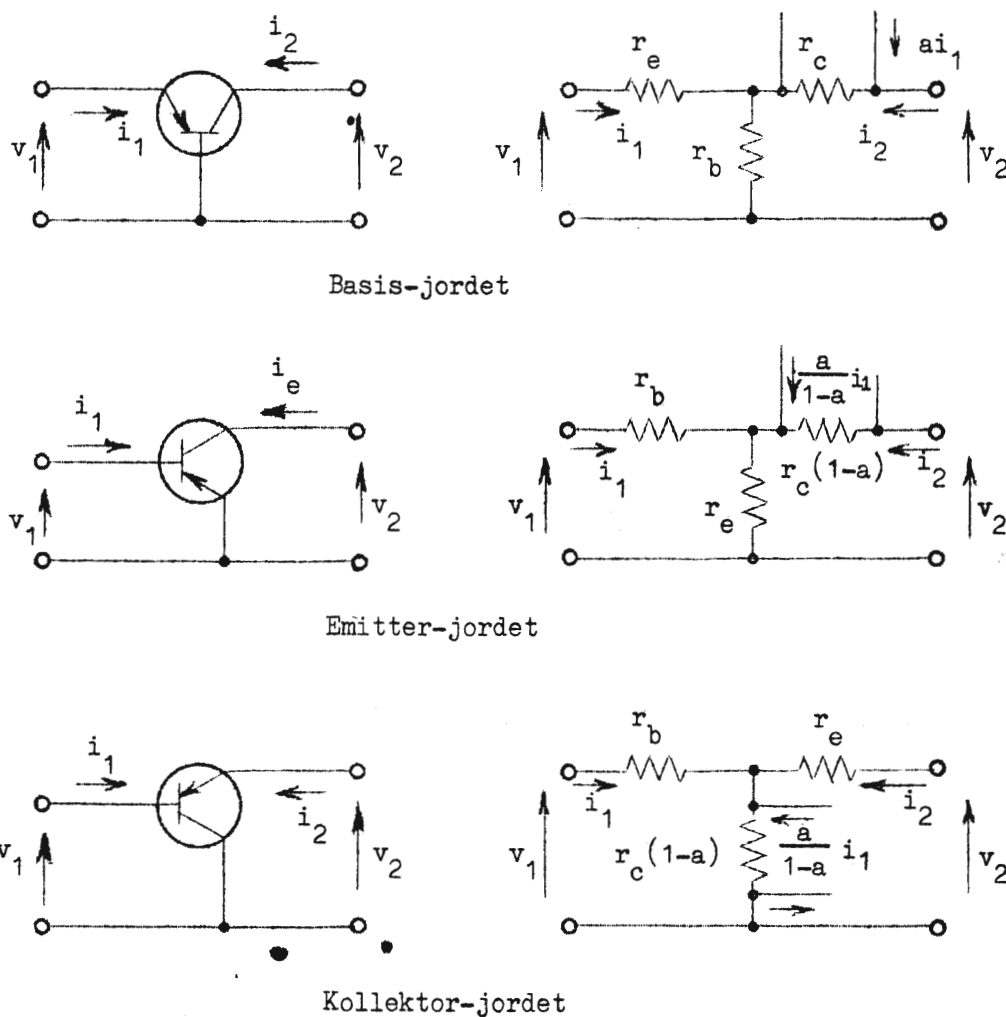
T.2 Alment gældende firpolmatrix-tabeller.

De i dette afsnit angivne tabeller er for størstepartens vedkommende omarbejdede og korrigerede udgaver af de tabeller, som findes i litt. 1. side 335 o.f.

T. 3. Sammenhæng mellem matrixparametre og T-lederparametre for de tre transistorkonfigurationer.

Det almindeligst anvendte ækvivalentdiagram for transistoren tager form af en T-leder, således som det er vist på fig.T.3.1 for de tre transistorkoblinger: basis-jordet, emitter-jordet og kollektor-jordet kobling.

fig. T.3.1



Hver af disse koblinger kan beskrives ved en vilkårlig af de i afsnit T.1 definerede firpolmatricer, og for at angive hvilken kobling en given matrix svarer til, er matrixelementerne tillagt et ekstra mærketegn foroven, således at mærketegnet b svarer til den basis-jordede, mærketegnet e til den emitter-jordede og mærketegnet c til den kollektor-jordede kobling. Som eksempel er nedenfor vist h-matricen svarende til den emitter-jordede kobling:

$$\begin{Bmatrix} h^e \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} h_{11}^e & h_{12}^e \\ h_{21}^e & h_{22}^e \end{Bmatrix}$$

Ved hjælp af de følgende tabeller i forbindelse med de i afsnit T.2 angivne almene firpoltabeller skulle det være muligt ud fra et vilkårligt opgivet sæt transistorparametre at regne om til det sæt parametre, som ved et forelagt problem vil give de simpleste regninger.

Det bemærkes, at vi har foretrukket at følge den almindelige skik og betegne impedanserne i T-lederækvivalentdiagrammet med bogstavet r med tilføjet indeks. Disse r-parametre vil ved lave frekvenser være rent ohmske, medens de ved højere frekvenser går over til at repræsentere vilkårlige impedanser.

Tabel T.2.1.

Sammenhæng mellem firpolmatricerne defineret i afsnit T.1.

Fra Til	$\{z\}$	$\{y\}$	$\{h\}$	$\{g\}$	$\{a\}$	$\{b\}$
$\{z\}$	$\begin{array}{cc} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{y_{22}}{\Delta_y} & \frac{-y_{12}}{\Delta_y} \\ \frac{-y_{21}}{\Delta_y} & \frac{y_{11}}{\Delta_y} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{\Delta_h}{h_{22}} & \frac{h_{12}}{h_{22}} \\ \frac{-h_{21}}{h_{22}} & \frac{1}{h_{22}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{1}{g_{11}} & \frac{-g_{12}}{g_{11}} \\ \frac{g_{21}}{g_{11}} & \frac{\Delta_g}{g_{11}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{a_{11}}{a_{21}} & \frac{\Delta_a}{a_{21}} \\ \frac{1}{a_{21}} & \frac{a_{22}}{a_{21}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{b_{22}}{b_{21}} & \frac{1}{b_{21}} \\ \frac{\Delta_b}{b_{21}} & \frac{b_{11}}{b_{21}} \end{array}$
$\{y\}$	$\begin{array}{cc} \frac{z_{22}}{\Delta_z} & \frac{-z_{12}}{\Delta_z} \\ \frac{-z_{21}}{\Delta_z} & \frac{z_{11}}{\Delta_z} \end{array}$	$\begin{array}{cc} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{1}{h_{11}} & \frac{-h_{12}}{h_{11}} \\ \frac{h_{21}}{h_{11}} & \frac{\Delta_h}{h_{11}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{\Delta_g}{g_{22}} & \frac{g_{12}}{g_{22}} \\ \frac{-g_{21}}{g_{22}} & \frac{1}{g_{22}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{a_{22}}{a_{12}} & \frac{-\Delta_a}{a_{12}} \\ \frac{-1}{a_{12}} & \frac{a_{11}}{a_{12}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{b_{11}}{b_{12}} & \frac{-1}{b_{12}} \\ \frac{-\Delta_b}{b_{12}} & \frac{b_{22}}{b_{12}} \end{array}$
$\{h\}$	$\begin{array}{cc} \frac{\Delta_z}{z_{22}} & \frac{z_{12}}{z_{22}} \\ \frac{-z_{21}}{z_{22}} & \frac{1}{z_{22}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{1}{y_{11}} & \frac{-y_{12}}{y_{11}} \\ \frac{y_{21}}{y_{11}} & \frac{\Delta_y}{y_{11}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{g_{22}}{\Delta_g} & \frac{-g_{12}}{\Delta_g} \\ \frac{-g_{21}}{\Delta_g} & \frac{g_{11}}{\Delta_g} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{a_{12}}{a_{22}} & \frac{\Delta_a}{a_{22}} \\ \frac{-1}{a_{22}} & \frac{a_{21}}{a_{22}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{b_{12}}{b_{11}} & \frac{1}{b_{11}} \\ \frac{-\Delta_b}{b_{11}} & \frac{b_{21}}{b_{11}} \end{array}$
$\{g\}$	$\begin{array}{cc} \frac{1}{z_{11}} & \frac{-z_{12}}{z_{11}} \\ \frac{z_{21}}{z_{11}} & \frac{\Delta_z}{z_{11}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{\Delta_y}{y_{22}} & \frac{y_{12}}{y_{22}} \\ \frac{-y_{21}}{y_{22}} & \frac{1}{y_{22}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{h_{22}}{\Delta_h} & \frac{-h_{12}}{\Delta_h} \\ \frac{-h_{21}}{\Delta_h} & \frac{h_{11}}{\Delta_h} \end{array}$	$\begin{array}{cc} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{a_{21}}{a_{11}} & \frac{-\Delta_a}{a_{11}} \\ \frac{1}{a_{11}} & \frac{a_{12}}{a_{11}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{b_{21}}{b_{22}} & \frac{-1}{b_{22}} \\ \frac{\Delta_b}{b_{22}} & \frac{b_{12}}{b_{22}} \end{array}$
$\{a\}$	$\begin{array}{cc} \frac{z_{11}}{z_{21}} & \frac{\Delta_z}{z_{21}} \\ \frac{1}{z_{21}} & \frac{z_{22}}{z_{21}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{-y_{22}}{y_{21}} & \frac{-1}{y_{21}} \\ \frac{-\Delta_y}{y_{21}} & \frac{-y_{11}}{y_{21}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{-\Delta_h}{h_{21}} & \frac{-h_{11}}{h_{21}} \\ \frac{-h_{22}}{h_{21}} & \frac{-1}{h_{21}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{1}{g_{21}} & \frac{g_{22}}{g_{21}} \\ \frac{g_{11}}{g_{21}} & \frac{\Delta_g}{g_{21}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{b_{22}}{\Delta_b} & \frac{b_{12}}{\Delta_b} \\ \frac{b_{21}}{\Delta_b} & \frac{b_{11}}{\Delta_b} \end{array}$
$\{b\}$	$\begin{array}{cc} \frac{z_{22}}{z_{12}} & \frac{\Delta_z}{z_{12}} \\ \frac{1}{z_{12}} & \frac{z_{11}}{z_{12}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{-y_{11}}{y_{12}} & \frac{-1}{y_{12}} \\ \frac{-\Delta_y}{y_{12}} & \frac{-y_{22}}{y_{12}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{1}{h_{12}} & \frac{h_{11}}{h_{12}} \\ \frac{h_{22}}{h_{12}} & \frac{\Delta_h}{h_{12}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{\Delta_g}{g_{12}} & \frac{-g_{22}}{g_{12}} \\ \frac{g_{11}}{g_{12}} & \frac{1}{g_{12}} \end{array}$	$\begin{array}{cc} \frac{a_{22}}{\Delta_a} & \frac{a_{12}}{\Delta_a} \\ \frac{a_{21}}{\Delta_a} & \frac{a_{11}}{\Delta_a} \end{array}$	$\begin{array}{cc} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{array}$
	$\Delta_z = z_{11}z_{22} - z_{12}z_{21}$	$\Delta_y = y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}$	$\Delta_h = h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}$	$\Delta_g = g_{11}g_{22} - g_{12}g_{21}$	$\Delta_a = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}$	$\Delta_b = b_{11}b_{22} - b_{12}b_{21}$

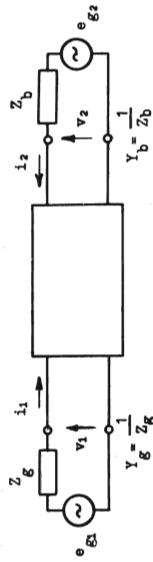
Tabel T.2.2.

Sammenhæng mellem matrixdeterminanterne.

Fra Til	Δ_z	Δ_y	Δ_h	Δ_g	Δ_a	Δ_b
Δ_z	Δ_z	$\frac{1}{\Delta_y}$	$\frac{h_{11}}{h_{22}}$	$\frac{g_{22}}{g_{11}}$	$\frac{a_{12}}{a_{21}}$	$\frac{b_{12}}{b_{21}}$
Δ_y	$\frac{1}{\Delta_z}$	Δ_y	$\frac{h_{22}}{h_{11}}$	$\frac{g_{11}}{g_{22}}$	$\frac{a_{21}}{a_{12}}$	$\frac{b_{21}}{b_{12}}$
Δ_h	$\frac{z_{11}}{z_{22}}$	$\frac{y_{22}}{y_{11}}$	Δ_h	$\frac{1}{\Delta_g}$	$\frac{a_{11}}{a_{22}}$	$\frac{b_{22}}{b_{11}}$
Δ_g	$\frac{z_{22}}{z_{11}}$	$\frac{y_{11}}{y_{22}}$	$\frac{1}{\Delta_h}$	Δ_g	$\frac{a_{22}}{a_{11}}$	$\frac{b_{11}}{b_{22}}$
Δ_a	$\frac{z_{12}}{z_{21}}$	$\frac{y_{12}}{y_{21}}$	$-\frac{h_{12}}{h_{21}}$	$-\frac{g_{12}}{g_{21}}$	Δ_a	$\frac{1}{\Delta_b}$
Δ_b	$\frac{z_{21}}{z_{12}}$	$\frac{y_{21}}{y_{12}}$	$-\frac{h_{21}}{h_{12}}$	$-\frac{g_{21}}{g_{12}}$	$\frac{1}{\Delta_a}$	Δ_b

Tabel 3.2.3.

Karakteristiske driftstørrelser for den afsluttede firpol.



	z	y	h	g	a	b
$A_1 = \begin{pmatrix} i_2 \\ i_1 \end{pmatrix} / e_2 = 0$	$\frac{-g_{21}}{z_{22} + Z_b}$	$\frac{y_{21}Y_b}{\Delta_y + y_{11}Y_b}$	$\frac{h_{21}Y_b}{h_{22} + Y_b}$	$\frac{-g_{21}}{\Delta_g + g_{11}Z_b}$	$\frac{-1}{a_{22} + a_{21}Z_b}$	$\frac{-b_0}{b_{11} + b_{21}Z_b}$
$A_y = \begin{pmatrix} v_2 \\ v_1 \end{pmatrix} / e_2 = 0$	$\frac{z_{21}Z_b}{\Delta_z + z_{11}Z_b}$	$\frac{-y_{21}}{y_{22} + Y_b}$	$\frac{-h_{21}Z_b}{h_{11} + h_{12}Z_b}$	$\frac{g_{21}Z_b}{g_{22} + Z_b}$	$\frac{Z_b}{a_{12} + a_{11}Z_b}$	$\frac{Z_b b_0}{b_{12} + b_{22}Z_b}$
$Z_1 = \begin{pmatrix} v_1 \\ i_1 \end{pmatrix} / e_2 = 0$	$\frac{\Delta_z + z_{11}Z_b}{z_{22} + Z_b}$	$\frac{y_{22} + Y_b}{\Delta_y + y_{11}Y_b}$	$\frac{h_{11} + h_{12}Y_b}{h_{22} + Y_b}$	$\frac{g_{22} + Z_b}{\Delta_g + g_{11}Z_b}$	$\frac{a_{11}Z_b + a_{12}}{a_{21}Z_b + a_{22}}$	$\frac{b_{22}Z_b + b_{12}}{b_{21}Z_b + b_{11}}$
$Z_u = \begin{pmatrix} v_2 \\ i_2 \end{pmatrix} / e_1 = 0$	$\frac{\Delta_z + z_{22}Z_g}{z_{11} + Z_g}$	$\frac{y_{11} + Y_g}{\Delta_y + y_{22}Y_g}$	$\frac{h_{11} + Z_g}{h_{12} + h_{22}Z_g}$	$\frac{\Delta_g + g_{22}Y_g}{g_{21} + Y_g}$	$\frac{a_{22}Z_g + a_{12}}{a_{21}Z_g + a_{11}}$	$\frac{b_{11}Z_g + b_{12}}{b_{21}Z_g + b_{22}}$
$G = \frac{4 Z_b ^2 i_2 ^2 Z_g ^2}{ e_{g1} ^2}$	$\frac{4 Z_bZ_g z_{21} ^2}{ Z_g(z_{22}+Z_b)+\Delta_z+z_{11}Z_b ^2}$	$\frac{4 Z_g^2b y_{21} ^2}{ Z_g(\Delta_y+y_{11}Y_b)+y_{22}+Y_b ^2}$	$\frac{4 Z_g^2b h_{21} ^2}{ Z_g(h_{22}+Y_b)+h_{11}+h_{12}Z_b ^2}$	$\frac{4 Z_g^2g g_{21} ^2}{ Z_g(\Delta_g+g_{11}Z_b)+g_{22}+Z_b ^2}$	$\frac{4 Z_g^2b }{ Z_g(a_{22}+a_{21}Z_b)+a_{11}Z_b+a_{12} ^2}$	$\frac{ Z_g^2b \Delta_b ^2}{ Z_b(b_{11}+b_{21}Z_b)+b_{22}Z_b+b_{12} ^2}$

Tabel T.3.1.

Matrixparametrene udtrykt ved T-lederparametrene

$$\Delta = r_e r_b + r_c \{r_e + r_b(1-a)\}$$

	Basis-jordet	Emitter-jordet	Kollektor-jordet
$\{z\}$	$\begin{bmatrix} r_e + r_b & r_b \\ r_b + ar_c & r_b + r_c \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_e + r_b & r_e \\ r_e - ar_c & r_e + r_c(1-a) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_b + r_c & r_c(1-a) \\ r_c & r_e + r_c(1-a) \end{bmatrix}$
$\{y\}$	$\frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} r_b + r_e & -r_b \\ -(r_b + ar_c) & r_e + r_b \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} r_e + r_c(1-a) & -r_e \\ -(r_e - ar_c) & r_e + r_b \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} r_e + r_c(1-a) & -r_c(1-a) \\ -r_c & r_b + r_c \end{bmatrix}$
$\{h\}$	$\frac{1}{r_b + r_c} \begin{bmatrix} \Delta & r_b \\ -(r_b + ar_c) & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{r_e + r_c(1-a)} \begin{bmatrix} \Delta & r_e \\ -(r_e - ar_c) & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{r_e + r_c(1-a)} \begin{bmatrix} \Delta & r_c(1-a) \\ -r_c & 1 \end{bmatrix}$
$\{g\}$	$\frac{1}{r_e + r_b} \begin{bmatrix} 1 & -r_b \\ r_b + ar_c & \Delta \end{bmatrix}$	$\frac{1}{r_e + r_b} \begin{bmatrix} 1 & -r_e \\ r_e - ar_c & \Delta \end{bmatrix}$	$\frac{1}{r_b + r_c} \begin{bmatrix} 1 & -r_c(1-a) \\ r_c & \Delta \end{bmatrix}$
$\{a\}$	$\frac{1}{r_b + ar_c} \begin{bmatrix} r_e + r_b & \Delta \\ 1 & r_b + r_c \end{bmatrix}$	$\frac{1}{r_e - ar_c} \begin{bmatrix} r_e + r_b & \Delta \\ 1 & r_e + r_c(1-a) \end{bmatrix}$	$\frac{1}{r_c} \begin{bmatrix} r_b + r_c & \Delta \\ 1 & r_e + r_c(1-a) \end{bmatrix}$
$\{b\}$	$\frac{1}{r_b} \begin{bmatrix} r_b + r_c & \Delta \\ 1 & r_e + r_b \end{bmatrix}$	$\frac{1}{r_e} \begin{bmatrix} r_e + r_c(1-a) & \Delta \\ 1 & r_e + r_b \end{bmatrix}$	$\frac{1}{r_c(1-a)} \begin{bmatrix} r_e + r_c(1-a) & \Delta \\ 1 & r_b + r_c \end{bmatrix}$

Firpoldeterminanterne udtrykt ved T-lederparametrene findes lettest ved hjælp af tabel T.2.2.

Tabel T.3.2.

T-lederparametrene udtrykt ved z-parametrene.

	$\{z^b\}$	$\{z^e\}$	$\{z^c\}$
r_e	$z_{11}^b - z_{12}^b$	z_{12}^e	$z_{22}^c - z_{12}^c$
r_b	z_{12}^b	$z_{11}^e - z_{12}^e$	$z_{11}^c - z_{21}^c$
r_c	$z_{22}^b - z_{12}^b$	$z_{22}^e - z_{21}^e$	z_{21}^c
a	$\frac{z_{21}^b - z_{12}^b}{z_{22}^b - z_{12}^b}$	$\frac{z_{12}^e - z_{21}^e}{z_{22}^e - z_{21}^e}$	$\frac{z_{21}^c - z_{12}^c}{z_{21}^c}$

Ønskes T-lederparametrene udtrykt ved et af de øvrige sæt matrixparametre, kan dette ske ved hjælp af tabel T.3.2 og tabel T.2.1.

Tabel T.3.3.

Sammenhæng mellem h-matricerne for de tre transistorkonfigurationer.

Fra Til	$\{h^b\}$	$\{h^e\}$	$\{h^c\}$
$\{h^b\}$	$\begin{matrix} h_{11}^b & h_{12}^b \\ h_{21}^b & h_{22}^b \end{matrix}$	$\begin{matrix} \frac{h_{11}^e}{D_e} & \frac{\Delta_h^e - h_{12}^e}{D_e} \\ \frac{-\Delta_h^e - h_{21}^e}{D_e} & \frac{h_{22}^e}{D_e} \end{matrix}$	$\begin{matrix} \frac{h_{11}^c}{\Delta_h^c} & \frac{\Delta_h^c + h_{21}^c}{\Delta_h^c} \\ \frac{-\Delta_h^c + h_{12}^c}{\Delta_h^c} & \frac{h_{22}^c}{\Delta_h^c} \end{matrix}$
$\{h^e\}$	$\begin{matrix} \frac{h_{11}^b}{D_b} & \frac{\Delta_h^b - h_{12}^b}{D_b} \\ \frac{-\Delta_h^b - h_{21}^b}{D_b} & \frac{h_{22}^b}{D_b} \end{matrix}$	$\begin{matrix} h_{11}^e & h_{12}^e \\ h_{21}^e & h_{22}^e \end{matrix}$	$\begin{matrix} h_{11}^c & 1 - h_{12}^c \\ -1 - h_{21}^c & h_{22}^c \end{matrix}$
$\{h^c\}$	$\begin{matrix} \frac{h_{11}^b}{D_b} & \frac{1 + h_{21}^b}{D_b} \\ \frac{-1 + h_{12}^b}{D_b} & \frac{h_{22}^b}{D_b} \end{matrix}$	$\begin{matrix} h_{11}^e & 1 - h_{12}^e \\ -1 - h_{21}^e & h_{22}^e \end{matrix}$	$\begin{matrix} h_{11}^c & h_{12}^c \\ h_{21}^c & h_{22}^c \end{matrix}$
	$\begin{matrix} D_b = 1 + \Delta_h^b + h_{21}^b - h_{12}^b \\ \Delta_h^b = h_{11}^b h_{22}^b - h_{12}^b h_{21}^b \end{matrix}$	$\begin{matrix} D_e = 1 + \Delta_h^e + h_{21}^e - h_{12}^e \\ \Delta_h^e = h_{11}^e h_{22}^e - h_{12}^e h_{21}^e \end{matrix}$	$\Delta_h^c = h_{11}^c h_{22}^c - h_{12}^c h_{21}^c$

For de øvrige matrixformer kan sammenhængen mellem til matrixer svarende til forskellige transistorkonfigurationer findes ved hjælp af tabellerne T.2.1 og T.3.3.