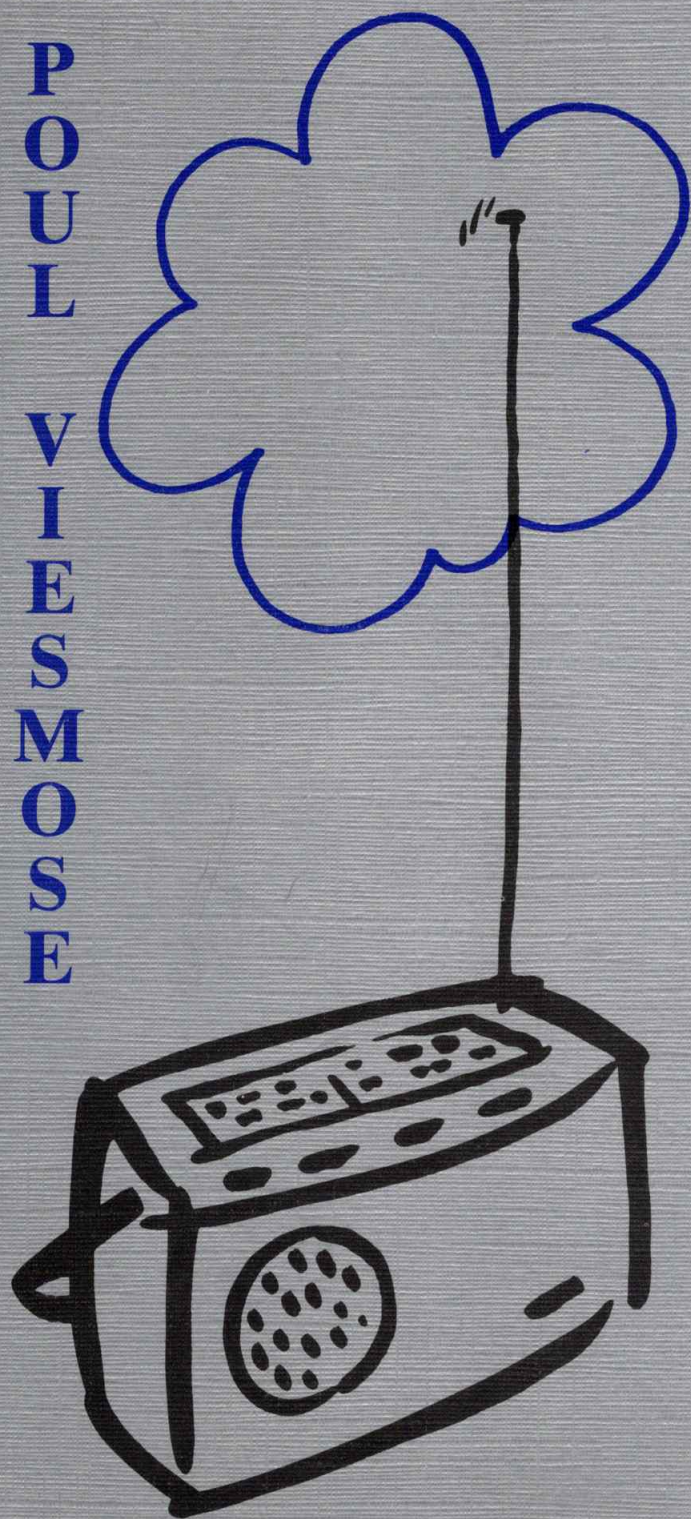


POUL
VIE
SMOSE



TRAN
SIS
TOR
HIS
TOR
IE
TRAN
SIS
TOR
RAD
IO

Poul Viesmose

Transistor Transistorradio Transistorhistorie

F & K Forlaget

Transistor
Transistorradio
Transistorhistorie

© F&K Forlaget
Slotsgade 2³
2200 København N.

Teknisk tegning: Tove Asmussen
Omslag: Mogens Otto Nielsen
Renskrift og tilrettelæggelse: Kai Gregersen

Tryk hos Budolfi Tryk, Aalborg
Mekanisk, fotografisk eller anden gengivelse
af denne bog eller dens enkelte dele er
ikke tilladt uden lovlig hjemmel.

ISBN 87-87229-13-7

1. udgave 1986

Forord

Denne bog er stort set lærebogsdelen af et didaktisk speciale lavet ved Fysisk Institut, Århus Universitet.

Bogen er bygget op i tre dele. Første del handler om fysikken bag transistoren. I andel del anvendes transistoren til opbygning af en simpel radio (opbygges trinvis på et sømbrædt), og i sidste del fortælles lidt om historien bag transistoren.

Da alle afsnit, der kræver specielle forudsætninger findes som appendiks, vil bogen udover at være velegnet som valgfrit emne på mF grenen, også være velegnet som et eksperimentelt forløb i l.g. Afsnit 1 og 3 kan læses uafhængigt af hinanden, medens afsnit 2 (opbygning af radioen) forudsætter kendskab til den terminologi, der anvendes i afsnit 1.

I den eksperimentelle del (opbygning af radioen) er der indlagt ekstra opgaver, således at eleverne kan arbejde i individuelt tempo.

Under udarbejdelsen af bogen har jeg fået uvurderlig hjælp og konstruktiv kritik fra mange enkeltpersoner. Specielt vil jeg gerne takke mange medarbejdere ved Fysisk Institut, Århus Universitet for megen hjælp og faglig ekspertise, Viby Amtsgymnasium og 2mF(1982), som stod model til første udkast, og endelig F & K forlaget uden hvis store hjælp ved udarbejdelsen, bogen aldrig var kommet længere end til skrivebordsskuffen.

Indhold

Indledning	5
Kapitel 1. Halvledere	7
Kapitel 2. Dioden	18
Kapitel 3. Transistoren	25
Kapitel 4. MB-radio	30
Kapitel 5. Transistorens historie	48
Appendiks 1. Løsrivelsesenergi	56
Appendiks 2. Ladningstransport i halvledere	59
Appendiks 3. Kondensatoren	60
Litteraturliste	63

Indledning

**Model;
hvorfor det?**

For at forstå, hvordan en transistor virker er det af to grunde nødvendigt at opbygge en model for, hvad der foregår inde i transistoren. Den ene grund er, at det er alt for kompliceret at regne præcist ud, hvad der foregår i en halvleder (det materiale en transistor er opbygget af). Selv med de største computere ville en sådan beregning være umulig. Det man kan gøre, er at lave nogle simplificeringer således, at man i hovedtræk kan udtale sig om, hvad der foregår.

Eksempel 1.

Vil du beregne, hvor lang tid, det tager, at køre fra Århus til München, er det umuligt at regne detaljeret på, hvad der foregår (hastighedsreguleringer, myldretid, stop for rødt lys osv. osv.). Kender du din gennemsnitsfart på langtur, f.eks. 70 km/t, kan du let opstille en model, der giver svar på spørgsmål som: "Hvor lang tid tager det at køre fra Århus til München"? En sådan model vil imidlertid være dårlig til at besvare spørgsmål som "Hvor lang tid tager det at køre gennem Hamburg"? Ved du, at gennemsnitsfarten i byer er 45 km/t og på landevej er 80 km/t, kan modellen let forfines til at besvare det sidste spørgsmål.

Vi har set, at vores model kun kan give svar på spørgsmål, den er bygget til at besvare, men at vi i princippet kan forfine modellen og få svar på en større gruppe spørgsmål. Den anden grund til, at det er nødvendigt at bruge en model, hænger sammen med, at vi ikke

kan kvantemekanik*. Når vi beskriver elektromagneternes opførsel, må vi bruge billeder, som støtter sig til resultater hentet fra kvantemekanikken. Sådanne billeder vil ikke altid beskrive korrekt den enkelte elektrons opførsel, men vil korrekt beskrive nettoresultatet.

Eksempel 2.

I eksempel 1 beskrev vi bilens bevægelse ved at sige, at den kørte med konstant fart. Et sådant billede giver ikke en korrekt beskrivelse af bilens bevægelse, men beskriver udmærket nettoresultaterne af disse bevægelser.

Når vi bruger forsimplede billeder, kan man ikke altid forfine modellen til at besvare en større gruppe af spørgsmål. I eksemplet kunne vi nok forfine modellen til at besvare spørgsmålet, hvor lang tid tager det at køre igennem Hamborg, men spørgsmål som, hvor mange gange vi har stoppet for rødt, vil modellen ikke kunne forfines til at besvare.

*) En teori, der beskriver, hvorledes atomare partikler opfører sig.

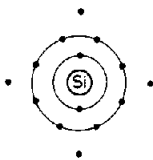
Kapitel 1

Halvledere.

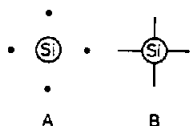
Opbygning af en model for halvledere.

Tabel 1.

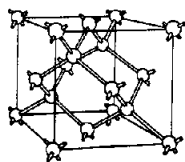
Silicium
Kemisk tegn: Si
Atomnummer: 14
4. hovedgruppe i det
periodiske system.
Atomvægt: 28.09 u
Massetæthed: 1,74 g/cm³.
Smeltepunkt: 1683 K =
1410 °C.
1 cm³ silicium indeholder
3,7 · 10²³ siliciumatomer
Silicium udgør 26% af
Jordskorpen.



Figur 2. Silicium atom.



Figur 3. Da det kun er de fire yderste elektroner, der er kemisk/elektrisk aktive, kan vi nøjes med at beskrive Si atomet ved A og B. Her bruges - for en elektron og · for en elektron, der indgår i en binding.



Figur 4. Strukturen af siliciumkrystal. Du skal forestille dig, at den viste kasse gentages, således at rummet udfyldes.

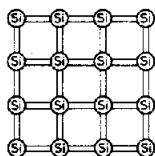
Vi vil i det følgende opstille en model for ladningstransport i halvledere. For at lette arbejdet vil vi konkret tænke på silicium (tabel 1). De resultater, vi kommer frem til, kan umiddelbart overføres til en hvilken som helst halvleder.

Silicium atomet kan beskrives som en positiv kerne omgivet af nogle kraftigt bundne elektroner i to lukkede skaller. Uden for disse er der 4 løst bundne elektroner (figur 2). Det er disse 4 elektroner, der kan vekselvirke med andre atomer, og de er derfor bestemmende for siliciums elektriske og kemiske egenskaber (se figur 3).

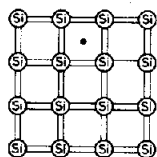
Under specielle betingelser vil flydende silicium, når det størkner, danne en stor sammenhængende krystal. Ved at se på refleksion af røntgenstråling fra en sådan krystal har man fundet ud af, at atomerne sidder i et velordnet gitter med samme gitterstruktur, man finder i diamant (figur 4). Hvert atom i gitteret er bundet til sine nærmeste naboer ved, at det med hver nabo deler to elektroner. Da atomerne i diamantstruktur har 4 nærmeste naboer, får det enkelte silicium atom del i 8 elektroner. Til en model af ladningstransporten har vi ikke brug for at beskrive de enkelte atomers placering i krystallen. Det eneste vi har brug for er elektronerne og deres bindinger til atomer. Vi kan derfor beskrive siliciumkrystallen ved hjælp af figur 5.

Elektron-hul par.

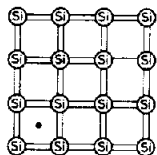
Hvis man ved $T = 0\text{K}$ bruger den komplette beskrivelse af elektronerne i vores krystal, finder man, at alle valenselektronerne bevæ-



Figur 5. Skematisk fremstilling af en siliciumkrystal.



Figur 6a.

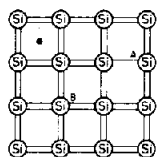


Figur 6b.

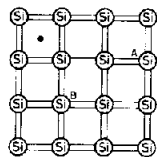
Figur 6. Krystal med et elektron-hul par.

ger sig hurtigt rundt mellem hverandre. Man kan vise, at denne bevægelse er ordnet på en sådan måde, at hvis der er en elektron med hastigheden v , er der også en med hastigheden $-v$, samt at bevægelsen er koordineret således, at der altid er $8/2 = 4$ valenselektroner omkring ethvert silicium atom. Ved $T = 0K$ gælder ovenstående også, selvom vi lægger et elektrisk felt hen over krystallen. Da der altid er $8/2$ elektroner omkring silicium atomet, og der ikke kan foregå nogen nettoladningstransport i krystallen, kan vi i beskrivelsen af ladningstransporten lige så godt beskrive de enkelte elektroner som værende stationært bundet til siliciumatomet*, se figur 5 ($T = 0K$). Ved $T = 0K$ er der i siliciumkrystallen ingen frie ladningsbærere, der kan transportere en elektrisk strøm. Med andre ord ved det absolutte nulpunkt er silicium en isolator. Ved stuetemperatur kan der overføres så meget energi til en enkelt elektron, at den bliver løsrevet fra sin bundne tilstand. Elektronen bliver til en fri elektron, som frit kan bevæge sig rundt i krystallen (figur 6a og 6b). Der hvor elektronen sad, er der en tom plads, et hul (figur 6b). Da der, før vi fjernede elektronen ($-1e$) var ladningsneutralitet (lige mange positive og negative ladninger), vil der

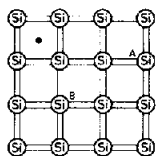
*) Ved at beskrive elektronerne som stationært bundne til silicium atomet får vi en simpel beskrivelse af nettoresultatet af elektronernes bevægelse. Til gengæld mister vi information om det konkrete hændelsesforløb, der fører frem til nettoresultatet. Dette svarer til, at vi i eksemplet med køreturen fra Århus til München beskrev turen ved at sige, at vi kom 70 km frem i timen. Dette er en simpel beskrivelse af nettoresultatet, men vi får med denne beskrivelse ingen information om det konkrete hændelsesforløb, hastighedsbegrænsning, rødt lys, osv. osv.



Figur 7a



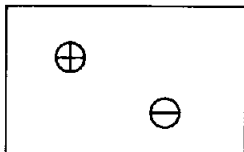
Figur 7b



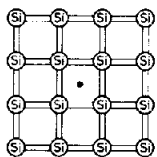
Figur 7c

Figur 7. Ved elektron-spring flyttes hullet fra A til B.

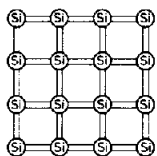
Koncentration af elektron-hul par.



Figur 8. Silicium med et elektron-hul par.



Figur 9a.



Figur 9b.

Figur 9. Rekombination af elektron-hul par.

i området omkring hullet være en positiv ladning i overskud. Vi kan altså tillægge hullet en positiv ladning på $+1e$.

Ved elektronernes bevægelse bliver hullet flyttet tilfældigt rundt i krystallen, se figur 7a, 7b og 7c. I stedet for at beskrive alle elektronbevægelserne kan vi lige så godt sige, at hullet har bevæget sig fra A til B. Det viser sig, at vi kan beskrive et hul som en positiv ladet partikel, der frit kan bevæge sig rundt i krystallen. (figur 8).

Hvis en fri elektron og et hul mødes vil de rekombinere, d.v.s. de vil opsluge hinanden (fig. 9a og b). Ved en fast temperatur vil de to følgende processer være i balance,

- A) Dannelse af elektron-hul par
- B) Rekombination.

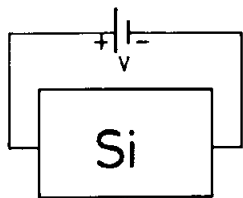
således, at koncentrationen af elektron-hul par er konstant. Ved måling eller beregning kan man vise, at koncentrationen af frie elektroner (og huller) er som vist i nedenstående tabel.

n_e er antallet af frie elektroner pr. cm^3
 n_h er antallet af huller pr. cm^3
 t er temperaturen målt i $^{\circ}\text{C}$

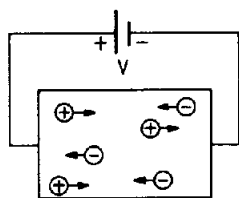
Koncentrationen af frie elektroner og huller i silicium

$t/^{\circ}\text{C}$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$\frac{n_e = n_h}{10^9 \text{ cm}^{-3}}$	0,92	2,2	5,1	11	23	45	86	160	280	480	800

Ladningstransport. Hvis vi sætter et elektrisk felt hen over krystallen (se figur 10) vil vi kunne få ladningstransport gennem halvlederen på to måder:



Figur 10. Silicium sat i serie med et batteri.



Figur 11. Ladningstransport i en siliciumkrystal.

1. Ved at elektronerne bevæger sig gennem krystallen fra - til +. Ladningstransporten foregår ved hjælp af negativt ladede partikler, elektroner. Denne strøm kaldes I_e (elektronstrømmen) (figur 11).

2. Ved at huller bevæger sig gennem krystallen fra + til -. Ladningstransporten foregår ved hjælp af positivt ladede partikler, huller. Denne strøm kaldes I_h (hulstrømmen) (figur 11).

Øvelse 1.

Argumenter for, at strømmene I_h og I_e går i samme retning.

Ved stuetemperatur er koncentrationen af elektron-hul par i silicium meget lille, så rent silicium er en dårlig leder.

Øvelse 2.

I kobber er der ca. en elektron pr. kobberatom. Dette svarer til

$$n_e = 8 \cdot 10^{22} \text{ elektroner/cm}^3$$

$$(n_h = 0 \text{ huller pr. cm}^3).$$

Udregn

$$n_e(\text{kobber}) / n_e(\text{silicium } 70^\circ\text{C})$$

$$n_e(\text{kobber}) / n_e(\text{silicium } 100^\circ\text{C})$$

Øvelse 3.

Man kan vise, at koncentrationen af frie elektroner i en halvleder med god tilnærmelse er

givet ved følgende formel

$$n_e = n_h = C \cdot \exp(-E_O/2k_B T)$$

hvor

C er en konstant med enheden cm^{-3}

E_O er løsrivelsesarbejdet (se senere)

$k_B = 8.6 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$ (Boltzmanns konstant)

T er den absolutte temperatur.

Der gælder, at ledningsevnen G^* er proportional med koncentrationen af ladningsbærere, dvs. ledningsevnen som funktion af temperaturen er givet ud fra følgende formel

$$G(T) = G_O \cdot \exp(-E_O/2k_B T)$$

hvor G_O er en konstant med enheden Ω^{-1} .

A) Hvis vi afbilder logaritmen til G som funktion af $1/T$ i et koordinatsystem, som det viste, hvilken sammenhæng får vi da?

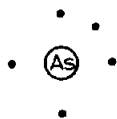
B) Hvad bliver hældningskoefficienten (stigningstallet) for den rette linie?

C) Diskuter i klassen, hvordan man kan lave et eksperiment, der kan bruges til at bestemme E_O .

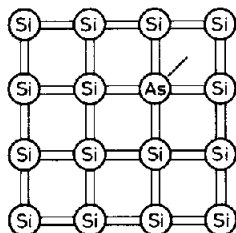
*) $G = 1/R$

G er ledningsevnen, R er resistansen.

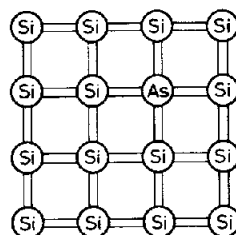
N-doped silicium.



Figur 12. Arsenatom med sine fem valenselektroner.



Figur 13. Siliciumkrystal med arsenatom.



Figur 14. Siliciumkrystal med joniseret arsenatom.

I det foregående så vi, at rent silicium er en meget dårlig leder. Vi skal i dette og det følgende afsnit se, hvorledes man ved at dope silicium med andre grundstoffer kan fremstille rimeligt gode ledere.

Hvis vi i en silicium krystal erstatter et siliciumatom med et atom, der har 5 valenselektroner, f. eks. arsen (figur 12), vil de 4 elektroner indgå på normal vis i bindinger. Den femte elektron er der ikke plads til i gitteret, og den bliver derfor meget løst bundet (figur 13). Ved stuetemperatur vil den ekstra elektron løsrive sig fra arsenatomet og blive til en fri elektron. Tilbage sidder det ioniserede arsenatom. Dette repræsenterer en fastsiddende positivt ladet partikel (figur 14).

Hvis vi doper siliciumkrystallen med en koncentration på 10^{14} - 10^{17} arsenatomer pr. cm^3 , opnår vi at gøre siliciumkrystallen til en forholdsvis god leder, og vi opnår desuden, at næsten hele ladningstransporten foregår ved hjælp af negativt ladede partikler (elektroner).

Dopingatomer med 5 valenselektroner kaldes donoratomer (de afgiver en elektron). En krystal dopet med donoratomer kaldes en N-dopet krystal (N for negative ladningsbærere).

Øvelse 4.

Find for en siliciumkrystal dopet med 10^{15} arsen atomer pr. cm^3 antallet af siliciumatomer pr. arsenatom. (Vink: brug tabel 1).

Sammenlign koncentrationen af arsenatomer med antallet af frie elektroner i en ren siliciumkrystal ved 10°C .

(Beregn n_e/n_{arsen}).

Koncentrationen af frie elektroner i en N-dopet krystal er lig med koncentrationen af

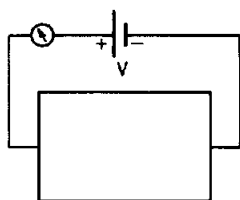
donoratomer (n_{donor}) plus koncentrationen af termisk dannede frie elektroner ($n_e(\text{termisk})$). Der gælder, at $n_{\text{donor}} \gg n_e(\text{termisk})$ (sammenlign øvelse 4). Derfor er koncentrationen af frie elektroner i en N-dopet krystal givet ved

$$n_e = n_{\text{donor}}$$

En N-dopet silicium krystal består næsten udelukkende af siliciumatomer (jfr. øvelse 4), så det er rimeligt at antage, at antallet af termisk dannede elektron-hul par pr. tidsenhed er uafhængigt af dopningen. I en N-dopet krystal vil et hul have meget større sandsynlighed pr. tidsenhed for at støde sammen med en elektron og rekombinere end et tilsvarende hul i en ren krystal. I en N-dopet krystal gælder der derfor

$$n_h(\text{N-dopet}) < n_h(\text{ren krystal})$$

Eksempel 3.



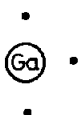
Figur 15. Ved hjælp af et batteri sendes strøm gennem en N-dopet siliciumkrystal.

I opstillingen vist på figur 15 sender vi strøm gennem en N-dopet siliciumkrystal. N-donor = 10^{15} atomer/cm³, $T = 20^\circ\text{C}$. Ved udregning kan man vise, at forholdet mellem hulstrøm I_h og elektronstrøm I_e er

$$I_h = 7 \cdot 10^{-12} \cdot I_e$$

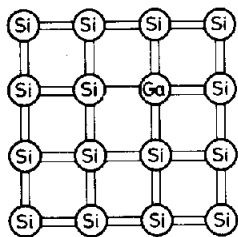
Vi ser, at i en N-dopet krystal bliver stort set hele strømmen båret af elektroner.

P-dopet silicium.

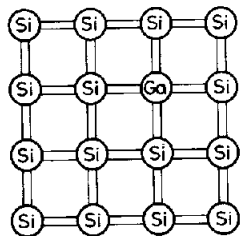


Figur 16. Gallium atom med sine tre valenselektroner.

Hvis vi i stedet for at dope med donor atomer, doper med atomer med 3 valenselektroner f.eks. gallium (figur 16), opnår vi, at der ikke er elektroner nok til de fire bindinger (figur



Figur 17. Silicium krystal med et galliumatom.



Figur 18. Siliciumkrystal med et galliumatom, der har en ekstra elektron.

17). En naboelektron til galliumatomet vil meget let hoppe over i den manglende binding, og vi får derved skabt et hul og et fastsiddende negativt ladet gallium atom (figur 18).

Hvis vi doper siliciumkrystallen med en koncentration på 10^{14} - 10^{17} gallium atomer pr.cm^3 , opnår vi at gøre krystallen til en forholdsvis god leder, og vi opnår, at næsten hele ladningstransporten foregår ved hjælp af positivt ladede partikler, huller.

Dopingatomer med 3 valenselektroner kaldes acceptoratomer (de accepterer, dvs. modtager en elektron). En krystal dopet med acceptoratomer kaldes en P-dopet krystal (P for positive ladningsbærere).

På lignende måde, som vist i afsnittet om N-dopet silicium, kan man vise, at der for en P-dopet krystal gælder

$$n_h = n_{\text{acceptor}}$$

$$n_e(\text{P-dopet}) < n_e(\text{ren krystal})$$

Bemærk, at en dopet krystal som helhed er elektrisk neutral. I en N-dopet krystal bliver de frie elektroners negative ladning præcist modsvaret af ladninger fra fastsiddende positivt ladede donoratomer. Tilsvarende i en P-dopet krystal bliver hullernes ladning modsvaret af den negative ladning fra de fastsiddende acceptoratomer.

I en N-dopet krystal er hullerne i mindretal, medens elektronerne i en P-dopet krystal er i mindretal. Ladningsbærere, der er i mindretal, kaldes under et for minoritetsbærere.

**P- og N-dopnings-
modellens gyldig-
hedsområde.**

Det er ikke muligt at fremstille helt rent silicium, der vil altid være en koncentration af fremmedatomer ($n_{\text{forurening}}$). Vi kan ikke sige, om forureningsatomerne optræder som donor- eller acceptoratomer. Kravet til N-forurening må være, at det kun giver en lille forstyrrelse af vores model dvs.

for rent silicium skal gælde

$$n_{\text{forurening}} \ll n_e = n_h$$

for N-dopet silicium skal gælde

$$n_{\text{forurening}} \ll n_e = N_{\text{donor}}$$

for P-dopet silicium skal gælde

$$n_{\text{forurening}} \ll n_h = N_{\text{acceptor}}$$

Øvelse 5.

Hvis vi med $A \ll B$ mener $A \leq B/100$, udregn da den maksimalt tilladelige forurening, når vores model skal gælde, i følgende tilfælde

a) Rent silicium ved 0°C

b) Rent silicium ved 100°C

c) P-dopet silicium med $n_{\text{acceptor}} = 10^{16}$
atomer/ cm^3

Øvelse 6.

Man kan fremstille kobber, der er 99,999% rent. Udregn $n_{\text{forurening}}$ for 99,999% rent kobber.
(1 cm^3 kobber indeholder $8,4 \cdot 10^{22}$ kobber atomer.)

Resumé.

Vi har i dette afsnit set, at vi ved at dope halvlederkrystaller kan fremstille to typer af relativt gode ledere:

1. En N-type, hvor ladningstransporten foregår ved hjælp af negativt ladede partikler (elektroner).

2. En P-type, hvor ladningstransporten foregår ved hjælp af positivt ladede partikler (huller).

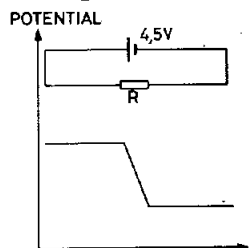
Øvelse 7.

Find antallet af frie elektroner i en N-dopet silicium krystal, hvor $n_{\text{donor}} = 10^{16}$ donoratomer/cm³ og $T = 300$ K.

Potentialdiagrammer.

I kapitel 2 og 3 får vi brug for at kikke på potentialdiagrammer. Vi vil derfor kort repetere brugen af disse.

Eksempel 4.



Figur 19. 4,5 V batteri forbundet til en resistor på 100 Ω .

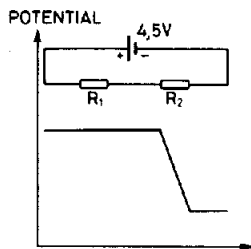
En resistor R med resistansen 100 Ω er forbundet til et 4,5 V batteri. Da der kun er den ene resistor vil hele potentialfaldet ligge over R (se figur 19).

Eksempel 5.

To resistorer er forbundet i serie med et 4,5V batteri (figur 20).

$$R_1 = 1 \Omega \quad R_2 = 1000 \Omega$$

Strømmen i kredsløbet beregnes ved hjælp af Ohm's lov



Figur 20. To resistorer ($R_1 = 1 \Omega$, $R_2 = 1000 \Omega$) forbundet i serie med et 4,5 V batteri.

$$I = 4,5V / (1\Omega + 1000\Omega) = 4,5 \text{ mA}$$

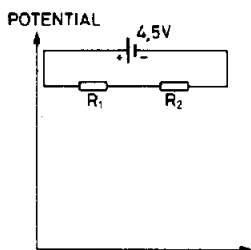
Potentialfaldene over R_1 og R_2 beregnes ud fra Ohm's lov

$$U_1 = 1\Omega \cdot 4,5\text{mA} = 4,5 \text{ mV}$$

$$U_2 = 1000\Omega \cdot 4,5\text{mA} = 4,5 \text{ V}$$

Ud fra ovenstående udregninger kan potentialdiagrammet tegnes (figur 20).

Øvelse 8.



Figur 21. To resistorer ($R_1 = 100 \Omega$, $R_2 = 200 \Omega$) forbundet i serie med et 4,5 V batteri.

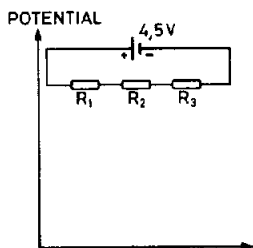
Skitser potentialdiagrammet for kredsløbet vist på figur 21.

$$R_1 = 100 \Omega$$

$$R_2 = 200 \Omega$$

$$U = 4,5 \text{ V}$$

Øvelse 9.



Figur 22. Tre resistorer ($R_1=R_3=10 \Omega$, $R_2=100 \text{ k}\Omega$) forbundet i serie med et 4,5 V batteri.

Skitser potentialdiagrammet for det på figur 22 viste kredsløb.

$$R_1 = R_3 = 10 \Omega$$

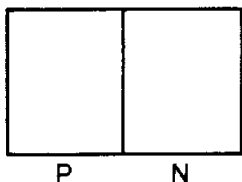
$$R_2 = 100 \text{ k}\Omega$$

$$U = 4,5 \text{ V}$$

Kapitel 2

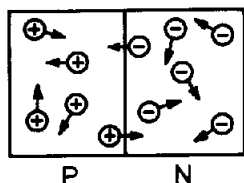
Dioden.

Dioden.

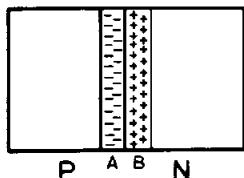


Figur 24. PN overgangen lige efter, at P- og N-lagene er "sammensmeltet".

Model for en PN overgang.



Figur 23. En PN overgang består af en halvlederkrystal, der i den ene side er P-dopet, og i den anden side er N-dopet.



Figur 25.

- Rumladningsområde bestående af fastsiddende negativt ladede acceptoratomer.
- Rumladningsområde bestående af fastsiddende positivt ladede donoratomer.

I elektroniske kredsløb har man tit brug for en komponent, der kun tillader strømme at passere i en retning. En sådan komponent kaldes for en ensretter eller en diode. Vi skal i dette kapitel se, at en P N overgang (se figur 23) kan fungere som ensretter.

Hvis vi tænker os, at vi kunne lave en PN overgang ved at sammensmelte et stykke P materiale med et stykke N materiale*, ville vi se, at der på to måder forsvinder huller fra P-laget (figur 24).

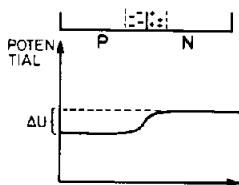
- Huller bevæger sig tilfældigt fra P-til N-laget(diffunderer).
- Elektronerne diffunderer ind fra N-til P-laget, og her rekombinerer med et hul (elektronen og hullet forsvinder, se side 6).

Når der forsvinder et hul fra P-laget, bliver der i dette lag et fastsiddende, negativt ladet acceptoratom i overskud.

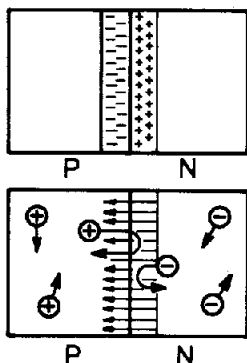
Efterhånden som der forsvinder mange huller fra P-laget, skabes der et smalt rumladningsområde, hvor acceptoratomernes negative ladning ikke modsvares af hullernes positive ladning (figur 25a).

Hver gang der forsvinder et hul fra P-laget, forsvinder der en elektron fra N-laget (overvej dette). Vi får derfor også i N-laget opbygget et smalt rumladningsområde, hvor donor-

*) En P N overgang kan ikke fremstilles på denne måde. Fabrikationsprocessen beskrives i kapitel 5.



Figur 26. Rumladningsområdet giver anledning til en potentialforskel mellem P- og N-laget.



Figur 27. Mellem de positive og negative rumladninger er der et E-felt (fra + til -). Ladbærere, der prøver at krydse grænselaget vil blive bremset af dette felt.

atomernes positive ladning ikke modsvares af elektronernes negative ladning (figur 25b). De voksende rumladningsområder giver anledning til en voksende potentialforskel, eller som vi skal se en potentialbarriere mellem P- og N-siden. Denne potentialbarriere (potentialforskel) kalder vi ΔU (figur 26).

Mellem de positive og negative rumladninger er der et elektrisk felt. Et hul, der prøver at krydse grænselaget fra P- til N-siden, vil blive bremset i dette felt, og hvis dets kinetiske energi er mindre end $e \cdot \Delta U$, vil det blive drevet tilbage til P-siden (figur 27). Tilsvarende vil en elektron, der prøver at krydse grænselaget fra N- til P-siden, blive drevet tilbage ($E_{kin} < e \cdot \Delta U$).

Potentialbarrieren mellem P- og N-laget (ΔU) vil vokse indtil, der ikke længere sker nogen nettoladningstransport hen over PN grænselaget. Ligevægtssituationen vil indstille sig på en meget lille brøkdel af et sekund. xx bliver typisk i størrelsesordenen 1 volt.

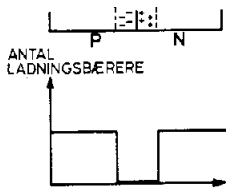
I halvlederkrystallen bliver der hele tiden termisk dannet elektron-hul par. Hvis en sådan termisk dannet elektron når PN grænselaget fra P-siden, vil den af det elektriske felt blive drevet over i N-laget. Tilsvarende vil huller, der når grænselaget fra N-siden, blive drevet over i P-laget. Elektroner fra P- til N-siden og huller den modsatte vej giver begge anledning til en strøm fra N- til P-siden. Denne strøm kaldes for I_{drift} . Drift fordi den drives af det elektriske felt.

I ligevægt bliver I_{drift} modsvaret af en lige så stor og modsat rettet strøm. Denne strøm skyldes, at de mest energirige huller i P-laget har energi nok til at overvinde potentialbarrieren og krydse grænselaget fra P- til N-siden. Tilsvarende vil de mest energirige e-

lektroner i N-laget kunne krydse grænselaget fra N- til P-siden. Huller fra P- til N-siden og elektroner den modsatte vej, giver begge anledning til en strøm fra P- til N-siden. Denne strøm kaldes $I_{\text{diffusion}}$. Diffusion fordi ladningsbærere "diffunderer" over grænselaget. I en PN overgang går der således to strømme:

- 1) I_{drift} , som er en strøm fra N- til P-siden. I_{drift} bæres af minoritetsbærere (elektroner fra P-siden, huller fra N-siden).
- 2) $I_{\text{diffusion}}$, som er en strøm fra P- til N-siden. $I_{\text{diffusion}}$ bæres af majoritetsbærere (huller fra P-siden og elektroner fra N-siden).

I ligevægt gælder der, at totalstrømmen igennem PN overgangen er lig med 0, dvs. at der gælder



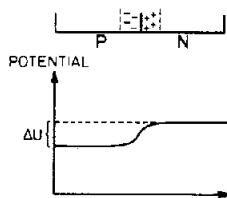
$$I = I_{\text{drift}} + I_{\text{diffusion}} = 0$$

Figur 28. Eventuelle ladningsbærere i PN grænselaget vil omgående af det elektriske felt blive drevet ud af grænselaget. Derfor er der næsten ingen ladningsbærere i rumladningsområdet (grænselaget).

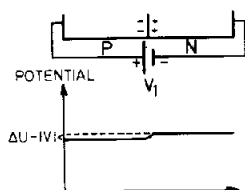
I PN grænselaget er der på grund af det elektriske felt stort set ingen frie ladningsbærere (figur 28). Derfor kaldes dette lag ofte for "det ladningsbærerfrie område". I appendix 1 vises det, at tykkelsen af "det ladningsbærerfrie område" ligger mellem 10^{-8} og 10^{-6} m eller udtrykt i atomare enheder, mellem 100 og 10.000 Å (1 Å = 10^{-10} m, typisk afstand mellem atomerne i en halvlederkrystal er 1 Å).

PN overgangen som ensretter

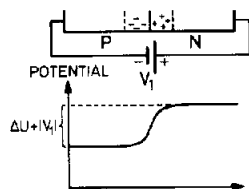
I det ladningsbærerfrie område er der, som navnet siger, næsten ingen ladningsbærere. Grænselaget kan derfor stort set ikke lede en elektrisk strøm. Da P og N materialerne begge er relativt gode ledere, og grænselaget har meget stor resistans, vil stort set hele po-



Figur 29. Potentialet for en PN overgang.



Figur 30. Potentialet for en PN overgang forbundet til et batteri med plus til P-laget og minus til N-laget.



Figur 31. Potentialet for en P-N overgang forbundet til et batteri med plus til N-laget og minus til P-laget.

I_{drift} som funktion af batterispændingen.

$I_{\text{diffusion}}$ som funktion af batterispændingen.

tentialfaldet fra en tilsluttet strømkilde ligge i grænselaget.

Forbindes PN overgangen med et batteri, får vi hævet eller sænket potentialbarrieren med batterispændingen U_B (se figur 30 og 31).

Vedtager vi at regne U_B positiv, når batteriet er forbundet som på figur 30 (plus til P-laget) får vi, at potentialbarrierens størrelse bliver lig med ΔU minus batterispændingen U_B .

$$\text{Potentialbarrieren} = \Delta U - U_B$$

Da det eneste, der sker, når vi forbinder PN overgangen med et batteri, er, at vi forandrer størrelsen af potentialbarrieren, har vi stadigvæk, at strømmen gennem PN overgangen består af driftsstrømmen plus diffusionsstrømmen

$$I = I_{\text{drift}} + I_{\text{diffusion}}$$

For at finde I som funktion af batterispændingen (U_B, I), skal vi undersøge, hvorledes I_{drift} og $I_{\text{diffusion}}$ forandrer sig med varierende batterispænding.

Termisk dannede elektroner, der når grænselaget fra P-siden vil uanset potentialbarrierens størrelse blive drevet over i N-laget (overvej), tilsvarende vil termisk dannede huller, der når grænselaget fra N-siden, blive drevet over i P-laget. Det vil sige, at størrelsen af I_{drift} er uafhængig af batterispændingen.

$$I_{\text{drift}}(U_B) = I_{\text{drift}}$$

Antallet af majoritetsbærere, huller fra P-siden og elektroner fra N-siden, der har energi nok til at overvinde potentialbarrieren,

er kraftigt afhængig af barrierens størrelse. Bliver potentialbarrieren større, er der næsten ingen majoritetsbærere, der kan overvinde barrieren ($I_{\text{diffusion}} \approx 0$). Bliver potentialbarrieren mindre, er der mange majoritetsbærere, der har energi nok til at overvinde potentialbarrieren ($I_{\text{diffusion}} \gg 0$). Man kan vise, at der gælder

$$I_{\text{diffusion}} = - I_{\text{drift}} \cdot \exp(eU_B/k_B T)$$

hvor e er elementarladningen, U_B batterispændingen, k_B Boltzmanns konstant og T den absolute temperatur.

Regner vi strømmen positiv fra plus til minus bliver totalstrømmen ($I_{\text{drift}} + I_{\text{diffusion}}$) lig med

$$I(U_B) = |I_{\text{drift}}| (\exp(eU_B/k_B T) - 1)$$

Ovenstående ligning kaldes for diodeligningen. For en siliciumdiode (PN overgang lavet af silicium) gælder, at I_{drift} er af størrelsesordenen 10^{-13} A.

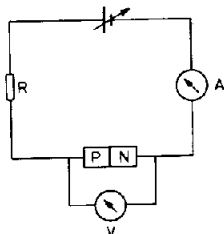
Øvelse 10.

Indtegn i et (U, I) koordinatsystem I som funktion af U for en siliciumdiode.

($I_{\text{drift}} = 10^{-13}$ A, $t = 20^\circ \text{C}$).

Øvelse 11.

Mål ved hjælp af opstillingen på figur 32 I som funktion af U for en silicium diode.



Figur 32.

$R = 1000\Omega$.

Strømforsyning 0 - 10 V

Milliamperemeter A.

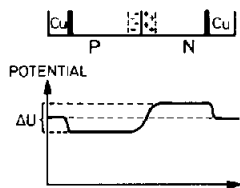
Voltmeter V.

Siliciumdiode P/N.

Som det fremgår af øvelserne er en PN overgang en komponent, der kan lede strømmen i den ene retning og spærre for strømmen i den anden.

Man siger, at PN overgangen (dioden) er forspændt henholdsvis i lederretningen (batteriets plus pol til P-laget) og i spærreretningen (minus til P-laget).

Dioden er ikke noget batteri.



Figur 33. Den totale potentialforskel gennem en diode med kontakter er 0 volt.

Diodeligningens gyldighedsområde.

Når man fremstiller en diode, skal man lave kontakter mellem halvledermaterialet og kobbertråden. Ved sådanne kontaktsteder opstår kontaktpotentialer, således at den totale potentialforskel mellem diodens ender præcis er 0V (figur 33).

Kontakterne har ingen indflydelse på strømmen gennem dioden, så i vores diodemodel kan vi "glemme", at de er der.

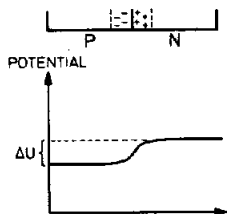
I modellen har vi ikke taget hensyn til, at der i selve grænselaget termisk dannes elektron-hul par. Da grænselaget er meget tyndt (typisk 1000 Å), er dette strømbidrag imidlertid negligerbart for diodestrømme større end 10^{-5} A.

Ved udregningerne antog vi, at hele potentialfaldet fra batteriet lå i grænselaget. Dette er en god approksimation for små strømme, men for store strømme må vi tage hensyn til potentialfaldene over N- og P-lagene. Ved store strømstyrker ($I > 10$ mA) får vi derfor en knap så stor strøm gennem dioden, som beregnet.

Resumé.

Vi har i dette afsnit set, at hvis man laver en PN overgang, bliver der en potentialbarriere mellem P-og N-laget (figur 34).

Sætter vi en spænding hen over PN overgangen, har vi set, at strømmen gennem dioden er givet ud fra diodeligningen



Figur 34. Potentialbarriere for en PN overgang.

$$I(U_B) = I_{\text{drift}} \cdot (\exp(eU_B/K_B T) - 1)$$

hvor I_{drift} for en silicium diode er så lille, at der ikke går nogen strøm af betydning gennem dioden, før U_B overstiger ca. 0,6 V.

Øvelse 12.

Indtegn i et (U,I) koordinatsystem I som funktion af U for en germanium diode.

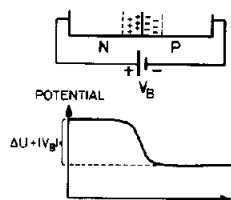
($I_{\text{drift}} = 10^{-7} \text{ A}$, $T = 300 \text{ K}$).

Kapitel 3

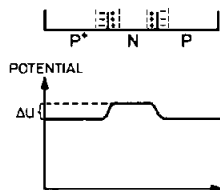
Transistoren.

Model for en PNP overgang.

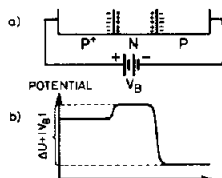
Transistoren.



Figur 35. Potentialdiagram for en diode forspændt i spærreretningen (bemærk det er en NP overgang).



Figur 36. Potentialdiagram for en P⁺NP transistor.



Figur 37.

- P⁺NP transistor sat i serie med et kraftigt batteri (5 - 25 V).
- Potentialdiagrammet for ovenstående transistor.

Til brug i forstærkerkredsløb er vi interesseret i at lave en komponent, hvormed vi med en lille strømstyrke kan styre størrelsen af en stor strøm.

Tager vi en diode og forspænder den i spærreretningen, går der ikke nogen strøm gennem dioden*, og potentialdiagrammet vil se ud som på figur 35. Kan vi få skabt huller i N-laget, vil disse blive drevet over i P-laget, og vi vil få en strøm gennem dioden, der er proportional med antallet af huller i N-laget. Vi skal i dette afsnit se, at vi ved at lave en PNP struktur på en smart måde kan få lokket huller ind i N-laget.

En PNP eller en NPN struktur kaldes en transistor. Da begge transistorer i princippet virker ens, kan vi nøjes med at beskrive PNP-transistoren. For at skelne mellem de to P-lag vil vi kalde det første for P⁺-laget, d.v.s. P⁺NP.

P⁺NP-transistoren indeholder to grænselag, P⁺N og NP grænselaget. Vi får, på samme måde som beskrevet under dioden, opbygget potentialbarrierer mellem de enkelte lag, og de to grænselag vil hver for sig virke som dioder (figur 36). Forbindes transistoren med et kraftigt batteri (figur 37a) med plus til P⁺ og minus til P, er P⁺N overgangen en diode forspændt i lederretningen, mens NP overgangen er en diode

*) I denne og de følgende udregninger negligerer vi driftstrømmen i forhold til diffusionsstrømmen, d.v.s. vi sætter strømmen i spærreretningen lig med 0A. Da driftstrømmen er i størrelsesordenen 10⁻¹³A, og de strømme, vi ellers arbejder med i kredsløbet, er i størrelsesordenen 10⁻³A, er dette en god approksimation.

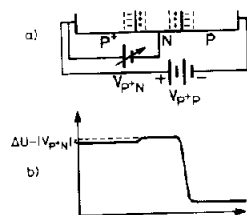
forspændt i spærreretningen. Hele potentialfaldet fra batteriet vil derfor falde over NP grænselaget (figur 37b), og der går ingen strøm i kredsen.

Elektroner fra N-laget, der prøver at krydse NP grænselaget, vil møde den store NP potentialbarriere (figur 37b) og vil blive drevet tilbage til N-laget. Eventuelle huller i N-laget, der møder NP grænselaget, vil derimod omgående blive drevet over i P-laget. Ideen bag transistoren er, at vi ved hjælp af et lille styrebatteri får lokket en masse huller ind i N-laget, hvorfra de så fortsætter over i P-laget. Vi forbinder derfor nu transistoren med et lille styrebatteri, med plus til P^+ og minus til N-laget (figur 38a). Dermed sænkes potentialbarrieren mellem P^+ og N-laget (figur 38b), og de mest energirige ladningsbærere vil da kunne krydse P^+N grænselaget.

Diffusionsstrømmen mellem P^+ og N-laget består af to delstrømme

1. En strøm af huller fra P^+ til N-laget.
2. En strøm af elektroner fra N til P^+ -laget.

Da vi kun er interesseret i hulstrømmen fra P^+ -laget til N-laget, gælder det om at gøre elektronstrømmen så lille som mulig og hulstrømmen så stor som mulig. Størrelsen af de to forskellige strømme er dels proportional med $\exp(eU/k_B T)$ (hvor U er potentialforskellen fra styrebatteriet), dels proportional med koncentrationen af ladningsbærere. Ved at dope P^+ -laget meget kraftigere end N-laget opnår vi, at koncentrationen af huller i P^+ -laget er meget større end koncentrationen af elektroner i N-laget, og dermed gør vi hulstrømmen meget større end elektronstrømmen. Typisk kan vi



Figur 38.

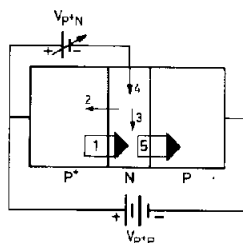
a) Transistor sat i serie med et kraftigt batteri (U_{P^+P}) og forbundet med et lille styrebatteri U_{P^+N} ($U_{P^+N} = 0,7V$).

b) Potentialdiagrammet for ovenstående transistor.

opnå at gøre hulstrømmen 200 gange større end elektronstrømmen.

De huller, vi på denne måde får lokket ind i N-laget, kan enten diffundere over til NP grænselaget og derfra blive drevet over i P-laget, eller de kan rekombinere med en elektron. Den forbrugte elektron erstattes så af en elektron fra vores styrebatteri.

Vi er interesseret i at gøre vores styrestrøm så lille som mulig, og vores styrede strøm, strømmen fra P^+ -laget til P-laget, så stor som mulig. Vi må derfor gøre sandsynligheden for at hullerne når frem til PN grænselaget størst mulig. Dette opnår vi ved



Figur 39.

1. Hulstrøm fra P^+ til N.
2. Elektronstrøm fra N til P^+ .

1 og 2 skyldes, at vi ved hjælp af styrebatteriet har sænket P^+N potentialbarieren.

3. Elektroner der bliver forbrugt ved rekombination med huller.
4. Strøm af elektroner fra styrebatteriet til erstatning for de elektroner, der går til 2 og 3.
5. Hulstrøm fra N til P.

Huller, der når NP grænselaget, bliver drevet over i P-laget.

1. At gøre N-laget tyndt, således at hullerne kun skal diffundere et kort stykke.

2. At gøre elektronkoncentrationen i N-laget lille (d.v.s. svag dopning), således at sandsynligheden for at hullet rammer en elektron og rekombinerer mindskes.

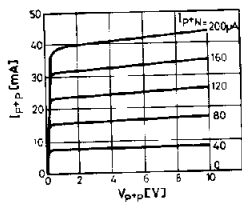
Ved at gøre dette, kan man typisk opnå, at for hver 200 huller, der kommer ind i N-laget, fortsætter 199 huller over i P-laget, og kun et hul forsvinder ved rekombination.

Vi har altså opnået, at for hver gang vi fra styrebatteriet sender to elektroner ind i N-laget, får vi sendt 199 huller fra P^+ til P-laget. Med andre ord har vi opnået en forstærkning af vores styrestrøm på 100 gange. Kalder vi denne forstærkning for f har vi transistorligningen

$$I_{P^+P} = f \cdot I_{P^+N}$$

Transistormodel- lens begrænsning.

I vores transistorligning indgår transistorens forstærkning f . Når man skal konstruere kredsløb, må man være klar over, at f ikke er konstant. Dels varierer f meget fra transistor til transistor (også selvom de er købt for at være ens), dels er f en funktion af følgende to ting



Figur 40. Diagram for en 2N2222A transistor. Diagrammet viser for fast I_{P+N} , strømmen I_{P+P} gennem transistoren som funktion af spændingen U_{P+P} .

1. Spændingen U_{P+P} .

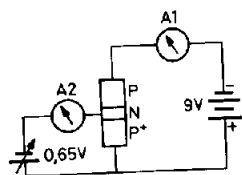
Når spændingen U_{P+P} øges, vokser det ladningsbærerfrie område i NP overgangen. Dette bevirker, at den vej hullerne skal diffundere for at komme fra P^+ N til NP overgangen bliver kortere, og vil derfor vokse (se figur 40).

2. Temperaturen.

Ved stigende temperatur stiger f . Typisk vokser f med en faktor 2 ved en stigning i temperaturen fra 25°C til 175°C .

Øvelse 13.

Find f for den i figur 41 viste transistor.
Amperemeter 1 viser 1 mA.
Amperemeter 2 viser $80\text{ }\mu\text{A}$



Figur 41. Opstilling til måling af f .

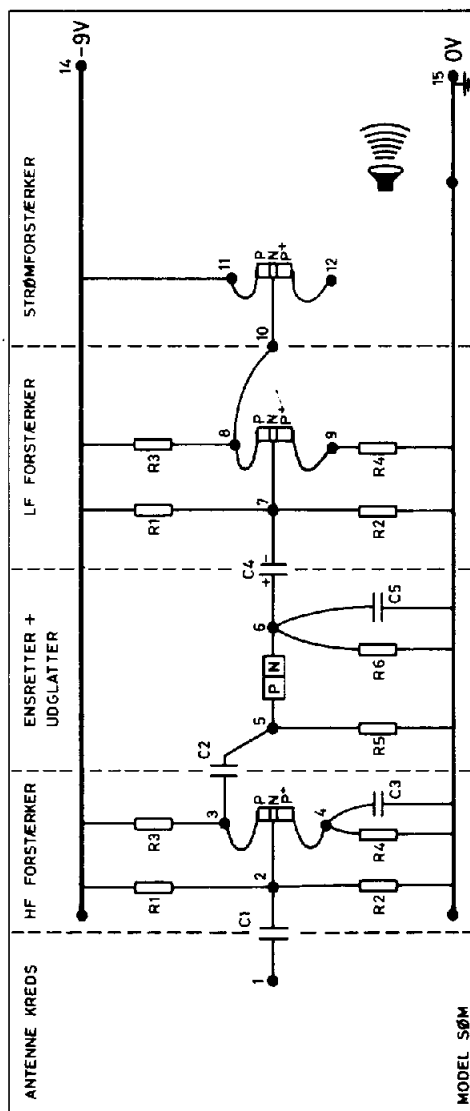
Øvelse 14.

På figur 40 er afbildet sammenhængen mellem I_{P+N} og I_{P+P} for varierende U_{P+P} , gældende for transistoren 2N2221 A.

Find for denne transistor f i følgende to situationer

- $I_{P+N} = 80\text{ }\mu\text{A}$, $U_{P+P} = 2\text{ V}$
- $I_{P+N} = 80\text{ }\mu\text{A}$, $U_{P+P} = 10\text{ V}$

RADIO



Figur 42. Oversigtstegning af radio.

Kapitel 4

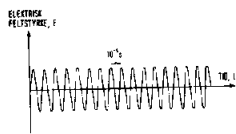
MB – radio.

Analog kredsløb.

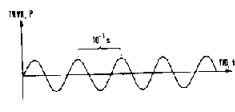
Analog betyder tilsvarende - i overensstemmelse med. Med et analog kredsløb mener man et kredsløb, hvor udgangssignalet på den ene eller anden måde er proportional med indgangssignalet. Det er sådanne kredsløb, man finder i fjernsynet, radioen, stereoforstærkeren og grammfonen, kort sagt alle steder, hvor man har et signal, man gerne vil have omsat fra én form til en anden, f.eks. radiobølger omsat til lydbølger (radioen).

For at forstå hvordan transistoren bruges i praksis, vil vi på det udlevere sømbræt opbygge en simpel radio. I opbygningen får vi brug for et par resultater om svingningskredse og kondensatorer. Har I ikke allerede gennemgået fysikken bag disse komponenter, må I tro på resultaterne og trøste jer med, at I senere kommer til at gennemgå denne teori.

Principgennemgang af en radio.



Figur 43a. Bærebølgen.

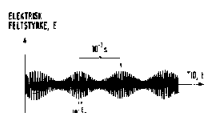


Figur 43b. Lydbølge.

Den radio, vi skal opbygge er en mellembølge (MB) radio dvs. en radio, der kan modtage program 2.

Program 2 senderen (MB) udsender en bærebølge (elektromagnetisk stråling) med en frekvens på lidt over 10^6 Hz. Amplituden af det elektriske og magnetiske felt i bærebølgen varierer i takt med det lydsignal, man ønsker at udsende. På figur 43 ser vi amplituden af det elektriske felt, når radioen udsender et tomt signal. Ønsker man at udsende et signal, der indeholder lydbølgen afbildet på figur 43b, varierer man amplituden af bærebølgen i takt med lydsvingningen (figur 43c).

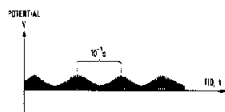
Ved hjælp af en radio får vi omsat radiobøl-



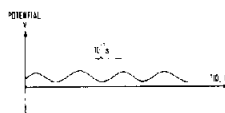
Figur 43c. Amplitudemoduleret bølge.



Figur 43d. Vekselspænding der svinger i takt med den amplitudemodulerede bølge.

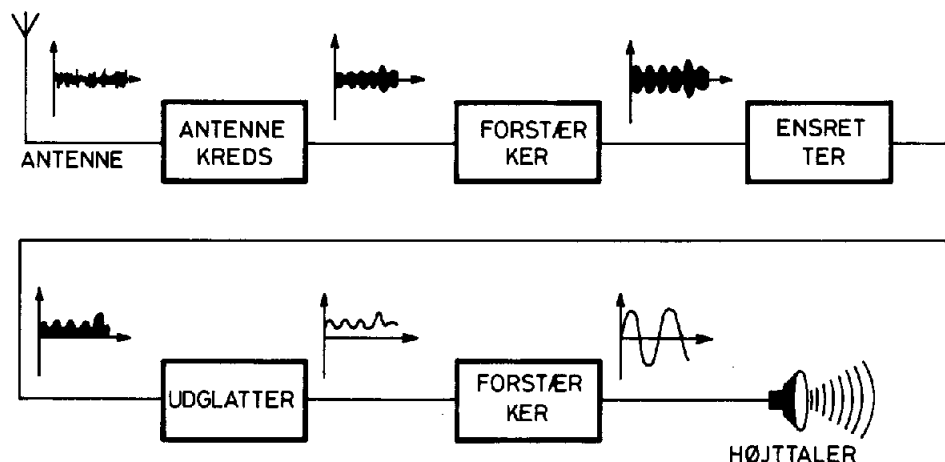


Figur 43e. Ensrettet vekselspænding.



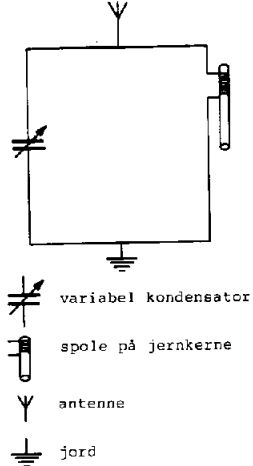
Figur 43f. Udglattet vekselspænding.

gerne til lydbølger. I radioens antennekreds opfanges det udsendte elektromagnetiske signal (figur 43c) og omsættes til en vekselspænding, der svinger i takt med den udsendte radiobølge (figur 43d). Efter en forstærkning af denne vekselspænding ensrettes den gennem en diode (figur 43e). Det ensrettede signal kan ved hjælp af en kondensator udglattes (vi fjerner bærebølgen), og tilbage har vi en elektrisk spænding, der svinger i takt med den udsendte lydbølge (figur 43f). Efter en yderligere forstærkning kan dette vekselspændingssignal sættes til en højttaler, og denne vil da omdanne vekselspændingssignalet til lyd.

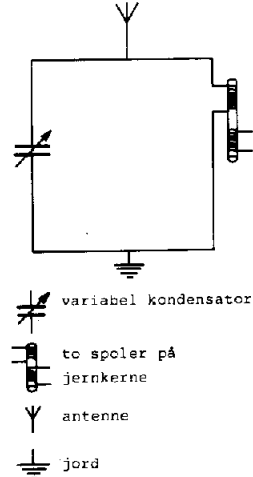


Figur 44.

Antennekredsen.



Figur 45. Svingningskreds.



Figur 46. Antennekreds.

Øvelse 15.

Ved hjælp af en lang ledning (antennen) kan vi opfange radiobølgerne. Det elektriske felt i radiobølgerne får elektronerne i ledningen til at bevæge sig frem og tilbage, hvorved radiobølgen omsættes til en vekselstrøm med samme frekvens.

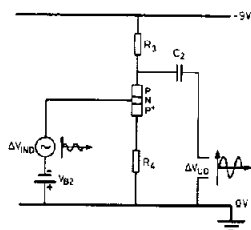
En antenne indfanger radiobølger med alle mulige frekvenser, dvs. vi modtager alle mulige radiostationer på én gang. For at kunne udvælge én bestemt frekvens dvs. én bestemt radiostation, sender vi antennesignalet ind i en svingningskreds.

En svingningskreds består af en spole og en variabel kondensator sat i parallel mellem antenne og jord (figur 45). En sådan kreds har den egenskab, at alle frekvenser forskellig fra kredsens egenfrekvens går fra antenne og direkte i jord. De signaler, der har samme frekvens som kredsens egenfrekvens, tilbageholdes derimod, og den elektriske energi svinger frem og tilbage mellem spolen og kondensatoren. Ved at indsætte endnu en spole på jernkernen (figur 46) kan vi få dette signal ud i form af en vekselspænding. Ved hjælp af den variable kondensator indstilles kredsens egenfrekvens, og dermed udvælges den station, man vil lytte til.

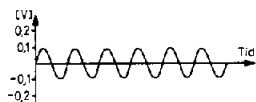
Tilslut antenne til antennekredsløbet og tilslut et oscilloskop mellem jord og søm 1 (udgangen på antennekredsen). Find program 2 (det er en kraftig station med en frekvens lidt over 10^6 Hz).

- Skitser skærbilledet med sweeptiden stående på 10^{-6} sek/cm.
- Skitser skærbilledet med sweeptiden stående på 10^{-3} sek/cm.

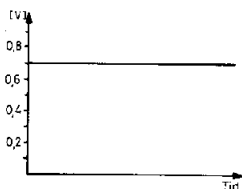
Transistoren brugt som spændingsforstærker.



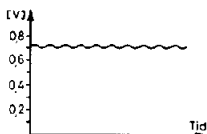
Figur 47. Spændingsforstærker.



Figur 48. Vekselstrøms-signalet ΔU_{ind} .



Figur 49. P⁺N spændingsforskellen (U_{P+N}) med $\Delta U_{ind} = 0$ V.



Figur 50. P⁺N spændingsforskellen (U_{P+N}) med $U_{ind} = 0$ V. Bemærk det meste af spændingsforskellen U_{ind} ligger over R_4 .

Hvis du ikke ved, hvordan en kondensator fungerer, læs da appendix 3 før dette afsnit.

Det næste trin i vores radio tjener til forstærkning af antennesignalet, men før vi kan lave dette trin, må vi se på, hvordan transistoren bruges i forstærkerkredsløb.

Fra kapitel 3 har vi, at strømmen gennem transistoren er givet ud fra transistorligningen

$$I_{P+N} = f \cdot I_{P+N}$$

hvor f er transistorens strømforstærkning. f er, som vi har set, ikke særlig konstant. Derfor tilstræber man at lave en opstilling, hvor forstærkningen er uafhængig af f .

Til forstærkning af vekselspændinger bruger man opstillingen vist på figur 47.

Kondensatoren C_2 sikrer, at udgangen er isoleret fra jævnspændingerne i opstillingen. Batteriet V_{B2} sikrer en passende forspænding af transistoren.

P⁺N overgangen er en diode. For at trække strøm af betydning gennem en diode skal spærrepotentialet mellem P⁺ og N-laget sænkes med 0,6 V (silicium diode, se kapitel 2). Dette betyder, at spændingsforskellen U_{P+N} mellem P⁺ og N indgangen skal overstige 0,6 V. Hvis vi bare sendte vores vekselstrømssignal (figur 48) direkte ind i N indgangen, ville der ikke gå nogen strøm af betydning gennem transistoren ($U_{P+N} < 0,6$ V). Batteriet V_{B2} sænker P⁺N potentialbarrieren med 0,7 V, således at vores vekselstrømssignal kan give anledning til strømvariation gennem transistoren (se figur 49 og 50).

Resistoren R_3 bestemmer sammen med R_4 kredsens spændingsforstærkning (vises i næste afsnit). Resistoren R_4 er der for at stabilisere kreds-

løbet. Fjernede vi R_4 , ville en forandring i f medføre en lige så stor forandring i strømmen gennem transistoren (jfr. transistorligningen). Med R_4 vil en forøgelse af strømmen gennem transistoren forøge spændingsfaldet over R_4 ($U_4 = R_4 \cdot I$), og dermed mindske U_{P+N} ($U_{P+N} = V_{B2} - U_4$, se figur 47). Når U_{P+N} mindskes vil også I_{P+N} blive mindre, og dermed falder strømmen gennem transistoren (jfr. transistorligningen). Med R_4 indsat ser vi, at kredsløbet vil prøve at modvirke forandringer af strømmen gennem transistoren. Da kredsløbet så ledes er blevet stabiliseret, vil en forandring af f kun give en lille forandring af strømmen.

Med en konstant strøm gennem transistoren sikrer vi, at spændingen U_{P+N} er konstant ($\Delta U_{ind} = 0$ V). Dette er forudsætningen for, at kredsløbet fungerer stabilt.

Beregning af kredsens spændingsforstærkning.

Forspændingen af transistoren ved hjælp af batteriet V_{B2} bevirker, at der uden signal ($\Delta U_{ind} = 0$ V) vil gå en konstant strøm gennem transistoren. Da kondensatoren C_2 spærrer for ethvert jævnstrømssignal, vil vi på udgangen måle ($\Delta U_{ud} = 0$ V)

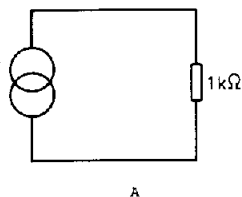
Vi er interesseret i at beregne kredsens spændingsforstærkning F givet ved

$$F = \frac{\Delta U_{ud}}{\Delta U_{ind}}$$

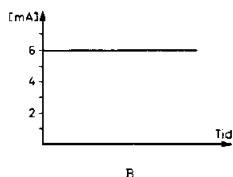
Da kondensatorerne C_2 spærrer for jævnstrømsdelen i kredsen, kan vi i beregningerne nøjes med at regne med vekselstrømssignalerne. Dette illustreres i det følgende eksempel.

Eksempel 6

På figur 51 har vi en strømgenerator, der dels giver en jævnstrøm (figur 51b), dels giver en



vekselstrøm (figur 51c), altså i alt giver strømmen vist på figur 51d. Forbindes strømgeneratoren med en $1\text{ k}\Omega$ resistor (figur 51a), kan vi ved hjælp af Ohms lov ($U = R \cdot I$) på to måder beregne spændingsfaldet over resistoren.



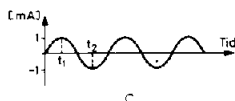
- 1) Ud fra figur 51d har vi, at strømmen til $t = t_1$ er 7 mA og til $t = t_2$ er 5 mA. dvs.

$$U(t_1) = 1\text{ k}\Omega \cdot 7\text{ mA} = 7\text{ V}$$

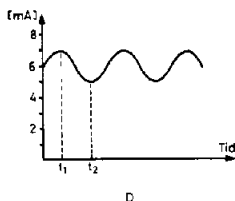
$$U(t_2) = 1\text{ k}\Omega \cdot 5\text{ mA} = 5\text{ V}$$

Lader vi ΔU betegne spændingsforskellen fra top til dal, får vi

$$\Delta U = U(t_1) - U(t_2) = 7\text{ V} - 5\text{ V} = 2\text{ V}$$



- 2) Vi kan i stedet beregne de to strømme styrker svarende til jævnstrømmen og vekselstrømmen hver for sig ud fra figur 51b og 51c.



$$B: U_B(t_1) = 1\text{ k}\Omega \cdot 6\text{ mA} = 6\text{ V}$$

$$U_B(t_2) = 1\text{ k}\Omega \cdot 6\text{ mA} = 6\text{ V}$$

$$C: U_C(t_1) = 1\text{ k}\Omega \cdot 1\text{ mA} = 1\text{ V}$$

$$U_C(t_2) = 1\text{ k}\Omega \cdot (-1\text{ mA}) = -1\text{ V}$$

Figur 51. Strømgenerator tilsluttet en $1\text{ k}\Omega$ resistor.

Lægger vi de to spændingsforskelle sammen, får vi det samme som under den første udregning.

$$U(t_1) = U_B(t_1) + U_C(t_2) = 6\text{ V} + 1\text{ V} = 7\text{ V}$$

$$U(t_2) = U_B(t_2) + U_C(t_2) = 6\text{ V} + (-1\text{ V}) = 5\text{ V}$$

Er vi kun interesseret i ΔU , kan vi nøjes med udregningerne under C og direkte skrive

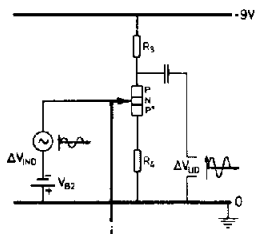
$$\Delta U = U_C(t_1) - U_C(t_2) = 1V - (-1V) = 2V$$

Lader vi ΔI betegne strømforskellen fra top til dal, kunne vi have brugt Ohms lov for vekselstrøm

$$\Delta U = R \cdot \Delta I$$

Fra figur 51c eller 51d aflæses ΔI til 2 mA, og vi får

$$\Delta U = 1k\Omega \cdot 2mA = 2V$$



Figur 52. Spændingsforstærker.

Ser vi ind i transistoren fra punktet i og ned til jord (figur 52), ser vi ind i indgangsresistansen R_i . R_i er summen af transistorens resistans R_{P+N} og den såkaldte effektive resistans af R_4 (bestemmes i det følgende). Da den effektive resistans af R_4 typisk er 100 gange større end R_{P+N} , kan vi antage

$$R_i = \text{den effektive resistans af } R_4$$

Fra Ohms lov for vekselstrøm får vi

$$\Delta U_{ind} = R_4 \cdot \Delta I_4$$

hvor ΔI_4 er strømstyrken af vekselstrømmen gennem R_4 .

NP^+ overgangen er en diode, der ved hjælp af batteriet V_{B2} er forspændt i lederretningen ($U_{P+N} = 0,7V$). Omkring punktet $U_{P+N} = 0,7V$ kan vi approksimere karakteristikken for en diode med en ret linie. Hældningskoefficienten af denne linie er $1/R_{P+N}$ (jfr. Ohms lov).

$$\begin{aligned}\Delta I_4 &= \Delta I_{P+N} + \Delta I_{P+P} = \Delta I_{P+N} + f \cdot \Delta I_{P+N} \\ &= (1 + f) \cdot \Delta I_{P+N}\end{aligned}$$

dvs. vi har

$$\begin{aligned}\Delta U_{ind} &= R_4 \cdot \Delta I_4 = R_4 \\ &= R_4 (1+f) \cdot \Delta I_{P+N}\end{aligned}$$

ΔU_{ind} og I_{P+N} er henholdsvis den spændingsforskel og strømstyrke for vekselstrømmen, vi sender ind i N laget. Af Ohms lov

$$\Delta U = R \cdot \Delta I$$

ser vi, at størrelsen $R_4 \cdot (1+f)$ optræder som den resistans, vi kikker ind i fra N laget til jord. Vi kalder denne størrelse for den effektive resistans af R_4 .

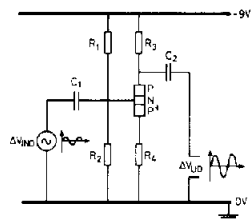
R_4 er typisk lig med 1 k Ω og f er typisk 100, hvorfor den effektive resistans af R_4 bliver af størrelsesordenen 100 k Ω . Da R_{P+N} typisk er 2 k Ω , var det en god approksimation at bortkaste R_{P+N} i forhold til den effektive resistans af R_4 .

Forstærkningen F kan nu beregnes.

$$\begin{aligned}\Delta U_{ind} &= R_i \cdot \Delta I_{P+N} = R_4 \cdot (1+f) \cdot \Delta I_{P+N} \\ \Delta U_{ud}^* &= R_3 \cdot \Delta I_{P+P} = R_3 \cdot f \cdot \Delta I_{P+N}\end{aligned}$$

$$F = \frac{\Delta U_{ud}}{\Delta U_{ind}} = \frac{R_3 \cdot f \cdot \Delta I_{P+N}}{R_4 \cdot (1+f) \cdot \Delta I_{P+N}} \approx \frac{R_3}{R_4}$$

*) Da det kun er den rene vekselspænding, vi er interesseret i, i, er det det samme, om vi ser på hvordan udgangsspændingen svinger i forhold til -9 V, eller vi ser på, hvorledes den svinger i forhold til 0 V.



Figur 53. Spændingsfor-
stærker.

For at sikre at R_1 bliver passende stor ($R_1 = (1+f) \cdot R_4$), viser det sig i praksis ofte smart at vælge R_4 til 1 k Ω . For at sikre en passende stor strøm gennem transistoren vælges R_3 mindre end 10 k Ω . Dette betyder, at vores forstærkning F højest kan blive 10.

Som oftest vælger man at erstatte V_{B2} med en spændingsdeler bestående af R_1 og R_2 . Jævnspændingen fra R_1 og R_2 isoleres fra indgangen ved hjælp af C_1 (figur 53).

Beregning af resistanserne

$R_1 - R_4$.

Beregningen af $R_1 - R_4$ kan foretages på flere måder. Den måde, der vil blive vist her er specielt simpel og gælder næsten for alle transistortyper. Arbejdsspændingen kaldes U_B . I mange tilfælde leveres denne af et 9 V batteri.

1. Vælg værdien af den ønskede forstærkning, F
 $F \in [1, 10]$
2. Sæt $R_4 = 1 \text{ k}\Omega$
3. Find R_3 ud fra formlen

$$F = \frac{R_3}{R_4}$$

$$\uparrow$$

$$R_3 = F \cdot R_4$$

Værdien af R_1 og R_2 findes ud fra kravet om, at spændingsdeleren $R_1 - R_2$ skal give den rigtige spænding til N indgangen. Vi må derfor først beregne denne spænding.

4. Beregning af spændingsforskellen mellem jord (O) og N indgangen (N) U_{ON}

$$U_{ON} = U_{OP}^{+} + U_{P}^{+}N$$

hvor U_{OP}^{+} er spændingsforskellen mellem jord og P^{+} indgangen, og $U_{P}^{+}N$ er spændingsforskellen mellem P^{+} og N indgangen.

Vi har, at $P^{+}N$ potentialbarrieren skal sænkes med 0,7 V, dvs.

$$U_{P}^{+}N = 0,7 \text{ V}$$

U_{OP}^{+} beregnes ud fra Ohms lov

$$U_{OP}^{+} = R_4 \cdot I_{P}^{+}P$$

Vi må udtrykke $I_{P}^{+}P$ ud fra kendte størrelser.

For $\Delta U_{ind} = 0 \text{ V}$ vælges spændingsfaldet over transistoren til halvdelen af arbejdsspændingen (U_B). Det resterende spændingsfald ($U_B/2$) fordeler sig over resistanserne R_3 og R_4 . Ud fra Ohms lov kan vi beregne jævnstrømmen $I_{P}^{+}P$ * gennem transistoren.

$$\frac{U_B}{2} = (R_3 + R_4) \cdot I_{P}^{+}P$$

$$\updownarrow$$

$$I_{P}^{+}P = \frac{U_B}{2(R_3 + R_4)}$$

Indsætter vi dette i udtrykket for U_{ON} får vi

$$U_{ON} = \frac{U_B}{2} \cdot \frac{R_4}{R_3 + R_4} + 0,7 \text{ V}$$

*) Da strømmen $I_{P}^{+}N$ udgør mindre end 1% af strømmen $I_{P}^{+}P$, kan vi roligt se bort fra denne i forhold til $I_{P}^{+}P$.

5. Beregning af R_1 og R_2 .

For at sikre, at spændingsdeleren $R_1 R_2$ giver spændingen U_{ON} til N-laget uafhængigt af strømmen til transistoren, viser det sig, at man skal kræve $R_i \gg R_1 || R_2^*$ (parallel forbindelsen af R_1 og R_2). For at gøre tabet i indgangen så lille som muligt er vi interesseret i at gøre R_1 og R_2 så store som muligt. Det bedste kompromis mellem disse to synspunkter er at sætte

$$R_1 || R_2 = \frac{1}{10} \cdot R_i$$

Da f er af størrelsesordenen 100, får vi ($R_i = (1+f)R_4$)

$$R_1 || R_2 = 10 \cdot R_4$$

Ud fra dette krav og kravet om, at spændingsdeleren R_1 og R_2 skal give spændingen U_{ON} , kan R_1 og R_2 beregnes ved hjælp af Ohms lov. Resultatet bliver

$$R_1 = \frac{10 \cdot U_B}{U_{ON}} \cdot R_4$$

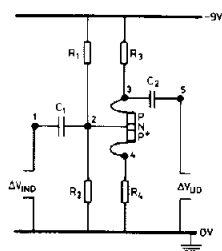
R_1 vælges til nærmeste standardværdi 10,12, 15,18,22,27,33,39,47,56,68,82,100 $\times$ (1 Ω ,10 Ω , 100 Ω ,1000 Ω ,10000 Ω).

$$R_2 = \frac{U_{ON}/U_B}{(1-U_{ON}/U_B)} \cdot R_1$$

R_2 vælges til nærmeste standardværdi.

*) Følger af et teorem kaldet Thévenins teorem.

Højfrekvent forstærker.



Figur 54. Spændingsfor-
stærker.

Øvelse 16.

Beregn $R_1 - R_4$ i forstærker med $F = 1$.

Øvelse 17.

Opbyg ovenstående HF forstærker på sømbrættet. Pålod C_1 til søm 2 (og kun til søm 2). Pålod C_2 mellem søm 3 og søm 5. ($C_1 = C_2 = 100 \text{ nF}$).

Øvelse 18.

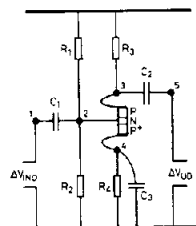
Måling af kredsens spændingsforstærkning F . Tilslut en impulsgenerator (10^6 Hz) mellem C_1 og jord. Mål ved hjælp af scilloskopet skiftevis ΔU_{ind} og ΔU_{ud} . (NB: Husk at tilslutte batteriet).
Beregn F givet ved

$$F = \frac{\Delta U_{\text{ud}}}{\Delta U_{\text{ind}}}$$

**Forstærkningen
hæves til ca. 50.**

Hvis vi parallelt med resistansen R_4 forbinder en stor kondensator C_3 (figur 55), vil en vekselstrøm næsten ikke møde nogen modstand mellem P^+ indgangen og jord, dvs. vores indgangsmodstand R_i bliver reduceret til R_{P^+N}

$$R_i = R_{P^+N}$$



Figur 55. Spændingsfor-
stærker med kapacitor i
parallel med R_4 .

Kredsens forstærkning kan nu beregnes

$$\Delta U_{\text{ind}} = R_1 \cdot \Delta I_{P+N} = R_{P+N} \cdot \Delta I_{P+N}$$

$$\Delta U_{\text{ud}} = R_3 \cdot \Delta I_{P+N} = R_3 \cdot f \cdot \Delta I_{P+N}$$

$$F = \frac{\Delta U_{\text{ud}}}{\Delta U_{\text{ind}}} = \frac{R_3 \cdot f \cdot \Delta I_{P+N}}{R_{P+N} \cdot \Delta I_{P+N}} = \frac{R_3}{R_{P+N}} \cdot f$$

Da R_{P+N} er i samme størrelsesorden som R_3 (typisk nogle få $k\Omega$), bliver forstærkningen i størrelsesordenen f .

Bemærk at jævnstrømmen stadig skal gå gennem R_4 , hvorfor jævnstrømsforholdene i kredsen er upåvirket af den ekstra kondensator. Dette betyder, at beregningerne i afsnittet "Beregning af $R_1 - R_4$ " er uafhængige af C_3 .

I ovenstående udregninger forudsatte vi, at indgangsresistansen R_i var lig med R_{P+N} . Dette krav vil være opfyldt, hvis impedansen (vekselstrømsresistansen) af C_3 er meget mindre end R_{P+N} . Da HF forstærkeren skal bruges til forstærkning af af vekselspændingssignaler med en frekvens så stor som 10^6 Hz, kan vi til C_3 vælge en kondensator så lille som 100 nF (øvelse 20).

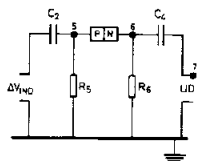
Øvelse 19.

Indlod kondensatoren $C_3 = 100$ nF og mål forstærkningen ved en frekvens på 10^6 Hz.

Øvelse 20.

Hvad er impedansen (vekselstrømsresistansen) af en 100 nF kondensator overfor en vekselstrøm med en frekvens på 10^6 Hz.

Ensretteren.



Figur 56. Ensretter.

Øvelse 21.

Pålod: C_1 til søm 1 og 2,
 C_4 til søm 6 og 7,
 R_5 til søm 5 og jord,
 R_6 til søm 6 og jord,
dioden mellem søm 5 og 6.

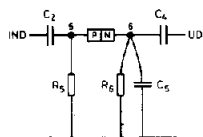
$$C_1 = 100 \text{ nF}$$

$$C_4 = 47 \text{ } \mu\text{F}$$

$$R_5 = R_6 = 10 \text{ k}\Omega$$

Tilslut antennen og batteriet. Forbind oscilloskopet til søm 5 og jord. Find program 2. Flyt oscilloskopforbindelsen til søm 7. Skitser skærbilledet.

Udglatteren.



Figur 57. Ensretter med udglatnings kapacitor.

Indsættes en lille kondensator C_5 parallel med R_6 , vil den ensrettede bæreølge oplade denne til den spænding, der er i toppen af bæreølgen. C_5 vælges så stor, at spændingen på kondensatoren stort set ikke aftager, inden den næste top i bæreølgen lader kondensatoren op. Samtidig skal C_5 vælges så lille, at spændingen nemt kan følge med den langsomme svingning i lydbølgen*. Resultatet er, at vi tilbage har en vekselspænding, der svinger i takt med top-

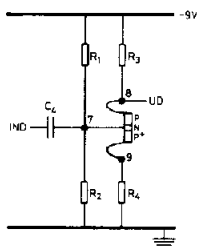
*) Kondensatoren vælges således, at tidskonstanten $R_6 \cdot C_5$ er stor i forhold til 10^{-6} s (bæreølgen) og lille i forhold til 10^{-3} s (lydbølgen).

pene af bærebølgen (figur 43), altså en vekselspænding, der svinger i takt med lydsignalet. Havde vi ikke først ensrettet bærebølgen, ville denne skiftevis have fået kondensatoren på et positivt og negativt potential, og vi ville derfor ikke have haft nogen udglatning af bærebølgen.

Øvelse 22.

Indlod $C_5 = 10 \text{ nF}$. Sæt oscilloskopet mellem søm 7 og jord. Aftegn skærbilledet (der skal være indstillet på program 2).

Lavfrekvensforstærker.



Figur 58. Spændingsforstærker.

Øvelse 23.

Beregn resistansen af $R_1 - R_4$ i forstærkeren på figur 58.

Øvelse 24.

Aflod C_4 fra søm 6 og opbyg LF forstærkeren vist på figur 58.

Sæt en pulsgenerator (10^3 Hz) på C_4 og mål ved hjælp af oscilloskopet kredsens spændingsforstærkning.

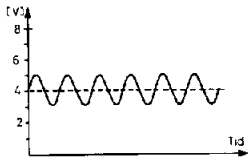
Hvad er den maksimale spænding ΔU , som LF forstærkeren kan afgive?

Iagttag på oscilloskopet, hvad der sker, når der skrues kraftigt op for pulsgeneratoren. Aftegn skærbilledet.

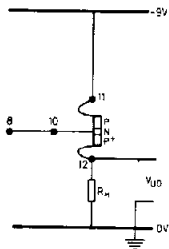
Indstil pulsgeneratoren (10^3 Hz) således at $\Delta U_{ud} = 2 \text{ V}$. Tilslut højohms højttaler* mellem søm 8 og jord. Hvad der sker med ΔU_{ud} ?

En spænding på 2 V er nok til vores højttaler, men LF forstærkeren kan ikke give strøm nok. Vi må derfor lave en strømforstærker.

Strømforstærker.



Figur 59. U_{08} , spændingsforskellen mellem jord og søm 8.



Figur 60. Strømforstærker.

Er indgangssignalet til transistoren i LF forstærkeren 0 V ($\Delta U_{ind} = 0$ V), har vi en konstant spænding på søm 8. Er $\Delta U_{ind} \neq 0$ V, vil spændingen på søm 8 svinge op og ned fra den konstante spænding (figur 59).

Hvis vi til søm 8 tilslutter et kredsløb som vist på figur 60, vil transistoren i dette kredsløb begynde at åbne for strøm men I_{P+P} , når U_{P+N} overstiger ca. 0,6 V (Husk NP^+ overgangen er en siliciumdiode og $I_{P+P} = f \cdot I_{P+N}$). Kommer U_{P+N} op på ca. 0,8 V, åbner transistoren fuldstændigt, dvs. U_{P+P} er ca. 0,7 V. Strømmen I_{P+P} giver et spændingsfald over R_H . Alt dette giver, at spændingen i punktet 12 altid er ca. 0,7 V højere end i punktet 10 (overvej dette).

Beregning af kredsens strømforstærkning.

Da det kun er vekselstrømsdelen, vi er interesseret i, beregner vi kredsens vekselstrømsforstærkning.

$$\Delta I_{ind} = \Delta I_{P+N}$$

$$\begin{aligned} \Delta I_{ud} &= \Delta I_{P+N} + \Delta I_{P+P} = \Delta I_{P+N} + f \cdot \Delta I_{P+N} \\ &= (1+f) \cdot \Delta I_{P+N} \end{aligned}$$

*) Den anvendte højttaler har en resistans på 150 Ω og kaldes derfor en højohms højttaler. Tilsluttes en normal højttaler (4 Ω), vil transistoren brænde af.

Strømførstærkningen F_I bliver

$$F_I = \frac{\Delta I_{ud}}{\Delta I_{ind}} = \frac{\Delta I_P + N \cdot (1+f)}{\Delta I_P + N} = (1+f)$$

Vi ser, at kredsen har en meget stor strømførstærkning, men til gengæld ingen spændingsførstærkning ($\Delta U_{ind} = \Delta U_{ud}$).

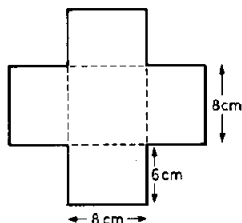
Kredsen kaldes derfor en strømførstærker.

Øvelse 25.

Opbyg strømførstærkeren på sømbrættet og tilslut højttaleren mellem søm 12 og jord. Se efter, at alle komponenter er lodret på plads. Tilslut antenne og batteri.

Find program 2 og prøv med oscilloskopet at følge signalet hele vejen gennem radioen.

Ekstra øvelse I.



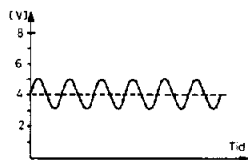
Figur 61. Højttalerkassen udklippes af et stykke pap. Rids med en kniv langs de stiplede linier og bøj siderne ned. Sammel kassen med klæbestrimmel.

En højttaler virker ved, at vekselstrømssignalet fra forstærkeren får højttalerens membran til at bevæge sig frem og tilbage. Når membranen bevæger sig fremad, skabes der på forsiden et overtryk og på bagsiden et undertryk. Hvis højttaleren ikke er placeret i et kabinet, vil trykforskellen mellem højttalerens for- og bagside kunne udlignes direkte, og vi får ikke megen glæde af de udsendte trykbølger (lydbølger). Indbygger vi højttaleren i et lille lufttæt papkabinet, får vi en meget bedre lyd ud.

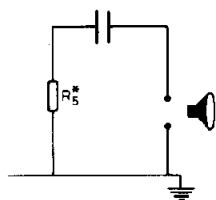
Ekstra øvelse 2.

Opbyg en lille kasse af et stykke pap (figur 61) og indsæt højttaleren ved hjælp af tape.

Ekstra øvelse 3.

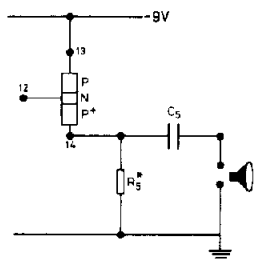


Figur 62. U_{012} , spændingsforskellen mellem jord og søm 12.



Figur 63. Vekselstrømsudskiller.

Ekstra øvelse 4.



Figur 64. Vekselstrømsudskiller med strømforstærker.

Når højttaleren tilsluttes direkte mellem søm 12 og jord, modtager den både en jævnstrøm og et vekselstrømsignal (figur 62). For at højttaleren skal lyde bedst muligt, må den kun modtage vekselspændingssignalet.

Vi kan ved hjælp af en resistor og en kondensator udskille vekselspændingssignalet (figur 63). Jævnstrømmen går gennem resistoren til jord, medens vekselstrømmen deler sig mellem resistor og højttaler.

Udgangen på strømforstærkeren, søm 12, kan ikke levere strøm nok til et sådant kredsløb. Vi må derfor mellem søm 12 og vores vekselstrømsudskiller sætte endnu en strømforstærker (figur 64).

Opbyg vekselstrømsudskilleren vist på figur 64 ($R_5 = 56 \Omega$, $C_5 = 220 \mu F$). For at transistoren ikke skal blive varm, skal den have en køleplade. Da vi har et spændingsfald på ca. 0,7 V på hver strømforstærker, skal spændingen i punktet 8 øges. Dette gøres ved at udskifte R_2 med en resistor på 10 k Ω .

Kapitel 5 Transistorens historie.

I det første kapitel ("Model, hvad er det") så vi, at elektronen ikke altid opfører sig i overensstemmelse med vores hverdagserfaringer. Denne komplikation gjorde, at man først i løbet af 1930-40 blev i stand til at give en fyldestgørende beskrivelse af ladningstransporten i halvledere. En sådan beskrivelse betød dog langt fra, at man beherskede halvlederteknologien. Selve den kendsgerning, at halvledernes renhed er alfa og omega for transistorens egenskaber, gjorde og gør det teoretiske og praktiske udredningsarbejde overordentligt kompliceret.

I trediveerne var man i stand til at lave faststofensrettere (en slags primitiv PN overgang), men da fremstillingen af disse havde karakter af sort magi (man forstod stort set ikke, hvordan de fungerede), og de var meget ustabile, fik de aldrig den store betydning; man brugte i stedet for radiorørsensrettere.

Inspirationen og dermed pengene til at sætte et større forskningsprogram igang kom fra militæret. Ved anden verdenskrigs begyndelse fandt man ud af, at yderst højfrekvent elektromagnetisk stråling kunne anvendes til detektering af metalgenstande (radar). I detektorkredsløbet havde man brug for en ensretter. Radiorørs ensrettere kan ikke bruges til højfrekvente signaler, derfor opstod behovet for at kunne lave nogle effektivt fungerende faststofensrettere. Samtidig med at man begyndte en produktion af faststofensrettere (især i Storbritanien), satte amerikanerne et omfattende forskningsprogram i halvlederfysik igang.

TRANSISTOREN OG BELL KONCERNEN.

Før anden verdenskrig havde flere forskningsgrupper forsøgt at fremstille en faststofforstærker (transistor), men da man manglede teoretisk indsigt, og teknologien ikke var ordentligt udviklet, mislykkedes alle forsøgene. Efter anden verdenskrig var der adskillige grupper rundt omkring i verden, der forsøgte at udnytte den under krigen indhøstede viden som udgangspunkt for en forskning, der skulle lede frem til en faststofforstærker.

Omkring 1950 lykkedes det for Bell laboratorierne (USA) at få udviklet prototypen til en transistor. Medvirkende til at det netop blev Bell laboratorierne, der havde succes med sin forskning, var følgende tre forhold:

1. Finansiering af Bell
2. Bell's image
3. Bell's størrelse

1. Finansiering af Bell.

Bell laboratorierne udgør den forskningsmæssige gren inden for "American Telephone and Telegraph" gruppen. Da den samlede gruppe beskæftiger sig med kommunikation, betyder det, at den har haft stor motivation til at satse store beløb på udviklingen af en faststofkontakt eller faststofforstærker.

2. Bell's image.

Bell laboratorierne har altid lagt stor vægt på sit image som ikke bare en forskningsinstitution, men også som en institution med grundforskning. Dette har betydet, at topfolk fra universiteterne, som ellers ikke kunne drømme om at blive tilknyttet et industrielt forskningslaboratorium, i stort tal har søgt ansættelse hos Bell. Det har også betydet, at organisationen har haft mange personlige kontakter til universiteternes forskningslaboratorier med den deraf følgende hurtige udveksling af resultater.

3. Bell's størrelse.

Bell laboratorierne er en enorm stor forskningsorganisation*, der lægger megen vægt på tværfaglig kommunikation, således at forskningsresultater fra ét område hurtigt kan anvendes på andre områder. Dette har haft stor betydning for udviklingen af transistoren. Eksperimenterne har været afhængige af de nyeste resultater inden for en lang række områder.

*) I slutningen af fyrrerne beskæftigede Bell laboratorierne 5700 mennesker, hvoraf 2000 var videnskabelige og tekniske medarbejdere.

FRA OPFINDELSE TIL ANVENDELSE.

I begyndelsen af halvtredserne troede man, at transistoren ville erstatte radorøret, og man forventede derfor, at der allerede eksisterede et marked for transistorer. Således kom det ikke til at gå. Transistoren har aldrig erstattet radorøret, den har derimod udkonkurreret det*.

På det civile marked blev de første transistorer anvendt til høreapparater. I 1954 blev den første transistorradio (transportabel radio) bygget. I 1959 fremkom den første computer med transistorer. Karakteristisk for forbruget af transistorer i det første tiår er, at de blev anvendt inden for nye markedsområder. Først fra midten af tresserne begyndte transistoren for alvor at udkonkurrere radorøret inden for de områder, hvor man traditionelt havde brugt rør.

I årene 1950-65 er transistorudviklingen gået fantastisk stærkt. Nye transistorer blev i løbet af få år forældet og erstattet af andre af bedre kvalitet. Fabrikationsmetoder, der det ene år var mest effektive, kunne det næste år være så forældede, at man måtte opbygge nye fabrikationsanlæg. Samtidig med at transistorerne blev stadig bedre, faldt stykprisen drastisk, f.eks. var gennemsnitsprisen for en silicium transistor i 1957 125 kr., medens den i 1965 var faldet til 6 kr. pr. stk.

STRUKTUREN AF HALVLEDERINDUSTRIEN 1950-60

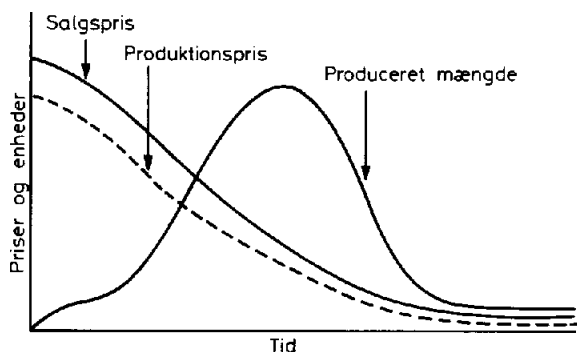
I perioden 1950-60 foregik stort set hele transistorproduktionen i USA. I de aller første år blev denne produktion varetaget af de store firmaer, der producerede radorør, men i løbet af halvtredserne overtog en mængde nyoprettede små firmaer størstedelen af halvledermarkedet.

Rørfirmaerne så transistoren som et forbedret radorør. Transistoren var dog en så radikal ny komponent med hensyn til funktion,

*) En transistor er så forskellig fra et radorør, at man ikke bare kan erstatte et radorør med en transistor. Man er nødt til at optimere kredsløbene på transistorens egne betingelser.

fabrikation og med hensyn til hastighed, hvormed udviklingen skete, at de gamle firmaer havde svært ved at omstille sig tilstrækkeligt hurtigt. Derfor blev der på markedet plads til en mængde nye små firmaer*, der med større eller mindre succes erobrede markedet.

"LÆREKURVEN"



Figuren viser, hvad der typisk sker med et halvlederprodukt. Komponenten produceres først i begrænset antal og sælges til høj pris. Efterhånden som produktionen vokser, falder prisen brat og nærmer sig produktionsomkostningerne. Produktionsomkostningerne stabiliserer sig til sidst, og prisen stabiliserer sig lige over. Dette sker dog ofte først, når den pågældende komponent er blevet forældet, og nedgangen i efterspørgslen har frembragt en betydelig og permanent nedgang i den producerede mængde. På dette tidspunkt vil den ringe profitmargin og den lille produktion normalt føre til, at produktet trækkes tilbage fra markedet, eller det erstattes med en forbedret version.

En af årsagerne til priskurvens stejle forløb er, at typisk starter produktionen med et udbytte af anvendelige komponenter på kun 2-3%. Efterhånden som producenten bliver mere fortrolig med processen, stiger udbyttet typisk til 60-90%, hvorfor omkostningerne på den enkelte komponent falder brat.

*) I perioden 1957-65 startede 42 firmaer en fabrikation af transistorer, medens 22 stoppede.

MILITÆRETS BETYDNING FOR DEN HURTIGE UDVIKLING AF TRANSISTOREN.

Militærets rolle for udviklingen af transistoren har først og fremmest været som hoved- og eneforhandler af de nyeste og mest avancerede komponenter. Militæret spurgte ikke om prisen, kun om kvaliteten. Dette har i høj grad bevirket, at firmaerne i første omgang ikke har behøvet at producere for et marked, men havde en aftager, der kunne betale den dyre del af "lærekurven". Militærets betydning som aftager af de mest avancerede (de nyeste) komponenter er måske en af de væsentligste årsager til den meget hurtige udvikling af transistoren.

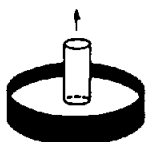
TRANSISTOREN EFTER 1960.

Efter midten af tresserne er enkelt-transistor udviklingen kommet ind i en mere rolig fase. Udviklingen sker ikke længere så eksplosivt, omend der stadig sker forbedringer. Enkeltkomponenter syntes at have nået deres strukturelt betingede fuldkommenhedsgrænse med hensyn til pålidelighed, lille størrelse, kvalitet og pris.

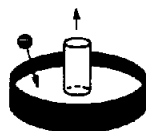
Den rolige udvikling betyder, at industrien udvikler sig mere i overensstemmelse med de kendte økonomiske love. Det vil sige, at produktionen samler sig på nogle få, men meget store firmaer, der enten har udkonkurreret eller opsuget de små. Samtidig har USA mistet sin førerstilling. Den vestlige verdens transistorproduktion er i dag fordelt mellem USA, Japan og Vesteuropa.

UDVIKLINGEN AF FABRIKATIONSPROCESSEN.

De allerførste transistorer (1952) blev fremstillet ved, at man i en smeltedigel, hvorfra man hev enkeltkrystaller op, skiftevis dopede med donor- og acceptor-materiale.



1. Optrækning af enkeltkrystal fra smeltedigel.



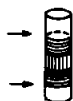
2. Tilsætning af acceptor materiale.



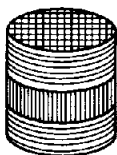
3. Tilsætning af donor materiale.



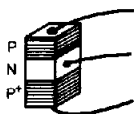
4. Tilsætning af acceptor materiale.



5. Udskæring af PNP^+ overgangen.



6. Den store PNP^+ deles i mange små transistorer.



7. Under mikroskop påloddess de tre tilledninger.

Frem til 1956 blev denne og andre simple metoder anvendt til transistorfremstilling. I 1956 begyndte man at fremstille transistorer ved hjælp af forskellige former for diffusionsprocesser. Metoden havde den fordel, at det var let at kontrollere basislagets tykkelse, men den havde som alle tidligere brugte metoder den ulempe, at elektriske forbindelser måtte laves manuelt. I begyndelsen af tresserne fremkom planar-processen, og efter kun få år var de fleste gået over til denne proces.

PLANAR-PROCESSEN.

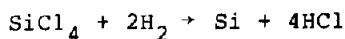
Planar-processen er udviklet i begyndelsen af tresserne. Processen egner sig specielt godt til massefabrikation, idet alt kan udføres maskinelt.

1)  P⁺ Silicium
Metal lag

Udgangsskive. Giver mekanisk stabilitet og elektrisk forbindelse.

2)  P Silicium

I en oven pådampes p-type silicium, f.eks. ud fra processen



a)

b)

a) Dampf der ledes hen over skiven.

b) Produkter dannet på siliciumoverfladen.

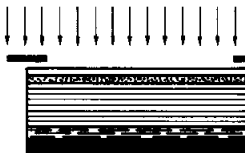
3)  Oxid lag

I en oven oxyderes siliciumoverfladen. Siliciumoxyd er en slags glas, der effektivt beskytter siliciumoverfladen.

De efterfølgende processer 4 - 7 har til formål at åbne et vindue i oxyd laget, således at man gennem dette hul kan diffundere donor atomer.

4)  Lysfølsomt lag

Pålægning af lysfølsomt lag.

5)  Ultraviolet lys
Fotomaske

Eksponering af det lysfølsomme lag gennem fotomaske.

6)



Fjernelse af det eksponerede
fotolag.

7)



Fjernelse af det ubeskyttede
oxydlag.

8)



- a) Fjernelse af det resterende
fotolag.
- b) Inddiffundering af donor
atomer.

Vd gentagelse af processerne 3 - 8, hvor man denne gang ind-
diffunderer acceptoratomerne, skabes et P^+ lag i N laget. Derefter
pålægges et beskyttende oxydlag.

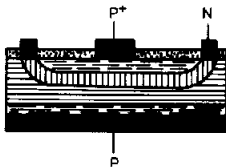
9)



Pålægning af beskyttende
oxydlag.

Ved processerne 4 - 7 åbnes der vinduer i oxydlaget, og der på-
dampes et metallag. Ved fototeknikken fjernes metallaget de ste-
der, det er uønsket, og man har derved skabt kontakt til halv-
ledermaterialet.

10)

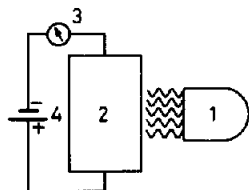


Vi har i det foregående vist processen for en enkelt transistor.
Når man fremstiller transistorer, laver man på én gang i tusind-
vis af sådanne transistorer på en enkelt siliciumskive (11). Ef-
ter alle processerne 1 - 10 skæres denne skive op, og transisto-
rerne monteres i hvert sit lille hus.

11)

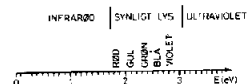


Løsrivelses- energien E_0 .



Figur 65. Opstilling til bestemmelse af E_0 .

1. Lyskilde, hvor vi kan variere farven af det udsendte lys.
2. Halvlederkrystal.
3. Amperemeter.
4. Batteri.



Figur 66. "Lysets energidata".

Den beskrevne model siger ikke umiddelbart noget om den energi, der skal tilføres for at res for at danne et elektron-hul par, men vi kan opstille et eksperiment, der viser, om denne energi er konstant, og i bekræftende fald, hvor stor den er.

Sender vi en foton ind i en halvlederkrystal vil fotonen, hvis det er muligt, aflevere sin energi til en elektron. Hvis ingen elektron kan modtage dens energi, vil fotonen fortsætte gennem krystallen. Har vi en lyskilde, hvor vi kan regulere energien af de udsendte fotoner, dvs. regulere farven af det udsendte lys, kan vi lave en opstilling som vist på figur 65. I denne opstilling sendes lys ind mod en ikke indkapslet halvlederkrystal, og man observerer dels om lyset trænger igennem krystallen, dels om der går strøm i kredsen. Udfører vi dette forsøg med en silicium krystal, ser vi, at når energien af lyset er mindre end 1,1 eV, går det gennem krystallen, og strømmen i kredsløbet er 0*. Er energien af lyset derimod større end 1,1 eV bliver det absorberet, og der går strøm i kredsløbet.

Det betyder, at hvis energien af fotonerne er mindre end 1,1 V, kan de ikke aflevere deres energi. Er fotonenergien større end 1,1 V, er energien stor nok til at skabe et elektron-hul par, med andre ord, den energi, der skal tilføres en bunden elektron, for at den bliver

*) Bruger vi et meget følsomt måleinstrument vil vi, hvis forsøget foregår ved $T = 0$ K, måle en lille strøm. Denne strøm ledes af termisk eksiteret elektron-hul par.

Halvleder	E_0 eV
Si	1,12
Ge	0,67
GaP	2,24
ZnS	3,54
CdS	2,42
C (diamant)	5,5

Tabel 67.

Øvelse 26.

til en fri elektron, er 1,1 eV. Denne energi kaldes E_0 .

Lys med en energi på 1,1 eV ligger i det infrarøde område (figur 66), så en opstilling som den på figur 65 er vanskelig at lave med silicium i et skolefysiklaboratorium.

Andre halvledere har andre løsrivelsesenergier E_0 , se tabel 67.

I dette forsøg vil vi lave en opstilling som den, der er vist på figur 65. For at kunne bruge synligt lys vil vi nøjes med at se på halvledere med løsrivelsesenergier mellem 2 og 3 eV. Som lysgiver kan vi da bruge et diasapparat, hvor vi foran lysstrålen indsætter forskellige farvefiltre.

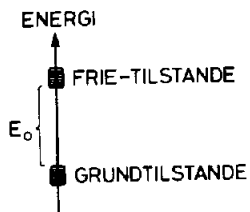
- 1) Et givent farvefilter tillader bølger mellem λ_1 og λ_2 at passere. Udregn den største og mindste energi, som fotoner, der passerer dette filter, har ($\lambda_1 < \lambda_2$).

For at få så kraftigt lys på halvlederen som muligt samles lyset fra diasapparatet med en samlelinse, og halvlederen anbringes, så den netop er helt belyst, nær samlelinsens brændpunkt.

- 2) Mål sammenhørende værdier for lysets farve, lysets bølgelængde, lysets energi, krystallens gennemskinnelighed og strømstyrken i kredsløbet.

Ud fra de fremkomne resultater bestemmes en værdi for E_0 for den anvendte krystal.

Diskussion af E_0 . I forsøget i foregående afsnit så vi, at hvis fotonenergien var mindre end E_0 kunne fotonen



Figur 68. Energitilstande for elektroner i en halvleder.

ikke aflevere sin energi til en elektron. Var fotonenergien større end E_0 , kunne fotonen aflevere sin energi til en elektron, og energien blev brugt til at gøre denne til en fri elektron. Dette betyder, at elektronen ikke kan modtage energikvanter mindre end E_0 . Sagt på en anden måde, mellem grundtilstanden og de frie energitilstande er der et område, hvor elektronen ikke må være (figur 68) (sammenlign med energitilstandene i et atom).

Øvelse 27.

Hvorfor er rene halvledere med E_0 større end 3,5 eV altid glasklare?
(Vink : se på figur 66 og 68).

Øvelse 28.

Hvilken farve vil en ren halvlederkrystal med $E_0 = 2,0$ eV have?

Øvelse 29.

Hvilken farve har rent silicium?

Øvelse 30.

Hvilken farve har rent diamant?

Øvelse 31.

Hvorfor har nogle diamanter et blåligt skær?

Appendiks 2

Ladningstransport i halvledere.

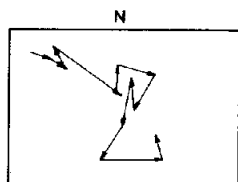
Om ladningsbæreres bevægelse i halvlederkrystallen. Den middelkinetiske energi af de frie elektroner kan beregnes som var det en idealgas, dvs.

$$\bar{E}_{\text{kin}} = \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T$$

Ved en temperatur på 300 K giver det en middelenergi på $3,8 \cdot 10^{-2}$ eV, svarende til en middelhastighed på 10^5 m/s.

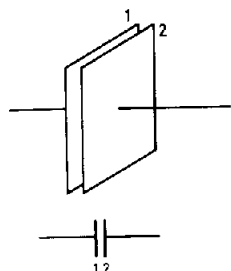
Var der ingen urenheder i krystallen og sad alle silicium atomerne fastnaglet til deres gitterpositioner, ville elektronerne flyve uhindret rundt i krystallen. Men der er urenhedsatomer i krystallen, og på grund af den termiske energi vil silicium atomerne sidde og vibrere omkring ligevægtspositionerne. Dette betyder, at de frie elektroner ustandseligt bliver reflekteret fra et atom. Elektronerne vil derfor beskrive en siksakbane rundt i krystallen (figur 69). En typisk afstand mellem reflektionerne er 10^{-7} m.

Hullernes bevægelse i halvlederkrystallen er præcis magen til elektronernes.

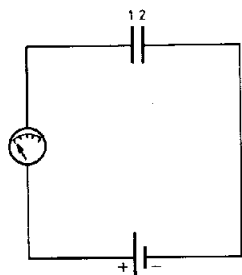


Figur 69. En elektrons bane i en N-dopet krystal.

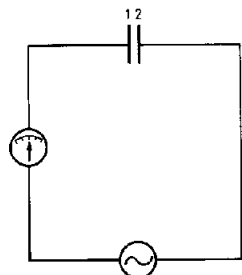
Kondensatoren.



Figur 70. Pladekapacitor.



Figur 71. Kapacitor sat i serie med et batteri.



Figur 72. Kapacitor sat i serie med en vekselstrømsforsyning.

En kondensator består af to metalplader med et isolationslag imellem (f.eks. luft). På figur 70 er afbildet en pladekondensator. For lettere at kunne skelne mellem pladerne på denne kondensator kalder vi den ene for 1 og den anden for 2.

Sætter vi en kondensator i serie med et batteri (figur 71), går der en strøm af elektroner fra batteriets negative pol til plade 2. Elektronerne på plade 1 bliver frastødt af den negative ladning fra plade 2, og der vil forsvinde en lige så stor ladning fra plade 1, som der løber til plade 2. Resultatet er, at vi får en kort strømpuls i kredsløbet. Når plade 2 er fuldt opladet, sker der ikke mere. Elektronerne kan ikke passere det isolerende lag mellem pladerne, og derfor vil der ikke gå nogen strøm i kredsløbet. Der gælder altså

En kondensator spærrer for jævnstrøm.

Sætter vi kondensatoren i serie med en vekselstrømsforsyning (figur 72), vil strømmen fra spændingsforsyningen skiftevis op- og aflade plade 2. Elektronerne på plade 1 vil skiftevis se de positive og negative ladning på plade 2, og de vil derfor skiftevis løbe til og fra plade 1, dvs.

En kondensator leder vekselstrøm.

Ladningsmængden på en kondensatorplade er proportional med den pålagte spændingsforskel, dvs.

$$Q = C \cdot U$$

hvor C er en konstant, der kaldes kondensatorens kapacitans. Enheden for C er

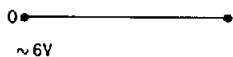
$$\text{Coulomb/volt} = \text{farad (F)}$$

De gængse størrelser er pikofarad ($\text{pF} = 10^{-12} \text{F}$), nanofarad ($\text{nF} = 10^{-9} \text{F}$) og mikrofaraad ($\mu\text{F} = 10^{-6} \text{F}$).

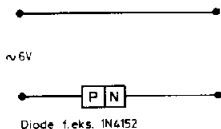
Man kan vise, at for vekselstrøm med frekvensen f vil kondensatoren virke som en resistor af størrelsen

$$R_C = \frac{1}{2 \cdot f \cdot C}$$

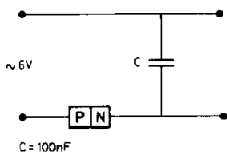
Kondensatoren som energilager.



Figur 73.



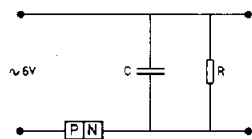
Figur 74.



Figur 75.

Vi har i det foregående set, at man kan bruge kondensatoren som en komponent, der spærre for jævnstrøm og lader vekselstrøm passere. Vi vil i de følgende eksperimenter se, at man kan bruge kondensatoren til at udglatte en vekselstrøm (man bruger kondensatoren som energilager).

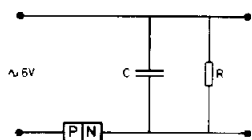
Undersøg opstillingerne på figurerne 73 - 77 ved hjælp af et oscilloskop og tegn skræmbillede af i et koordinatsystem (husk enheder).



$$C = 100 \text{ nF}$$

$$R = 500 \text{ k}\Omega$$

Figur 76.



$$C = 100 \text{ nF}$$

$$R = 100 \text{ k}\Omega$$

Figur 77.

Litteraturliste.

Neil W. Ashcroft and N. David Mermin
"Solid State Physics"
Holt-Saunders International Editions 1976.

S.M. Sze
"Physics of Semiconductor Devices"
Wiley-Interscience 1981

W. Kohn
"Analytic Properties of Bloch Waves and Wannier Functions"
Phys. Rev. 115 side 809 (1959)

Richard Dalven
"Applied Solid State Physics"
Plenum Press

John D. McGervey
"Introduction to Modern Physics"
Academic Press 1971

A. Smith, J. Janak and R. Adler
"Electronic Conduction in Solids"
McGraw-Hill Book Company 1967

Jacob Millman
"Microelectronics"
International Student Edition

John Schrøder
"Radioteknikk"
Teknologisk Forlag, Oslo



ISBN 87-87229-13-7