

HATMODELLEN

**Impedansspektroskopi i
ultrarent en-krySTALLINSK
silicium**

Af

**Anja Boisen, Anders Gorm Larsen,
Jesper Varmer, Johannes K. Nielsen,
Kit R. Hansen, Peter Bøggild
og Thomas Hougaard.**

Vejleder: Petr Višcor.

TEKSTER fra

IMFUFA

ROSKILDE UNIVERSITETSCENTER
INSTITUT FOR STUDIET AF MATEMATIK OG FYSIK SAMT DERES
FUNKTIONER I UNDERVISNING, FORSKNING OG ANVENDELSER

IMFUFA, Roskilde Universitetscenter, Postbox 260, 4000 Roskilde.

Hatmodellen - Impedansspektroskopi i ultrarent silicium.

af : Anja Boisen, Anders Gorm Larsen, Jesper Varmer, Johannes K. Nielsen,
Kit R. Hansen, Peter Bøggild og Thomas Hougaard.

Vejleder : Petr Višzor.

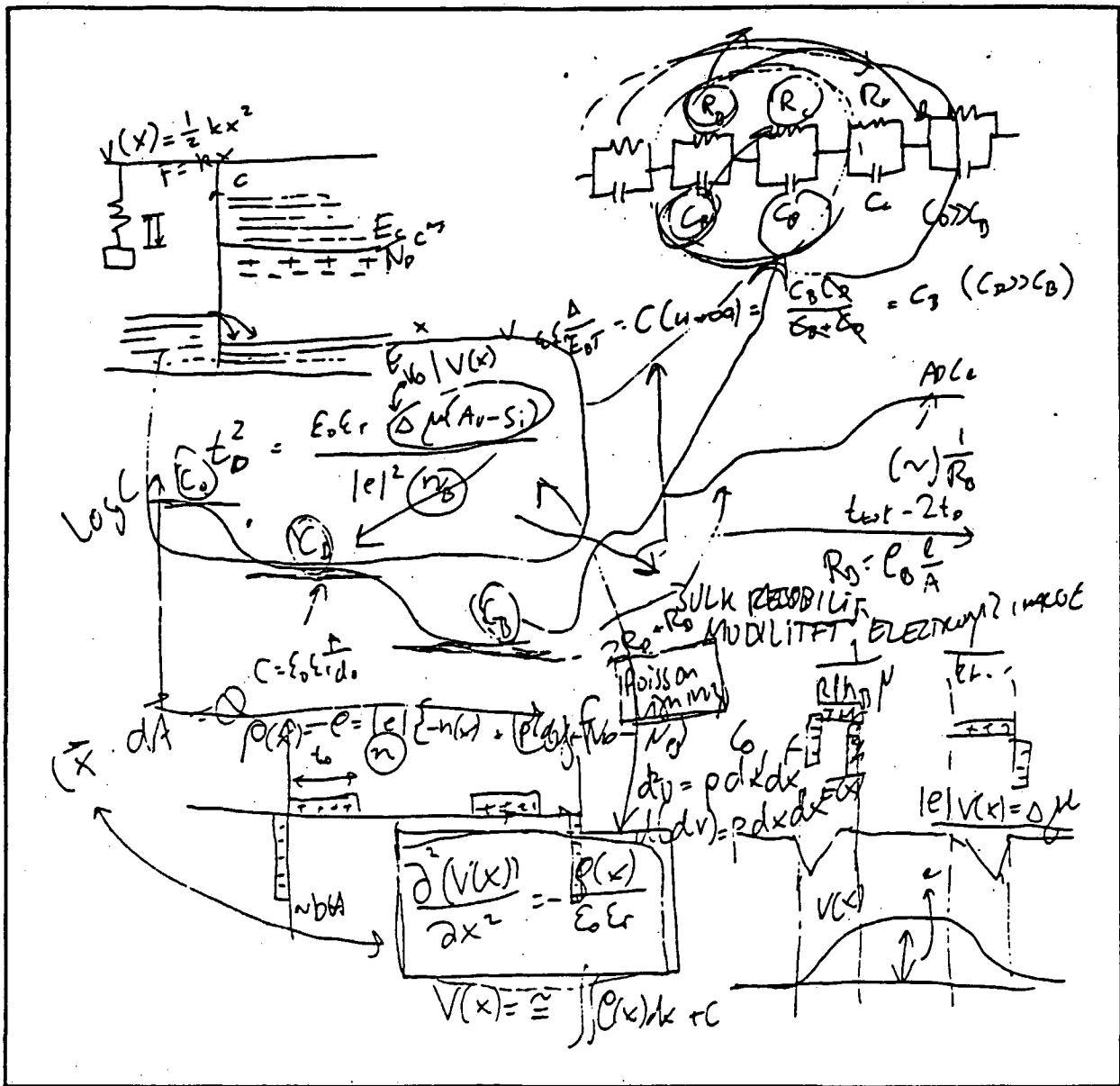
IMFUFA tekst nr. 225/92, RUC.

109 sider.

ISSN 0106-6242

Abstract

Det foreliggende projekt er udarbejdet på RUC's Naturvidenskabelige Basisuddannelse i foråret 1989, som 4. semesters projekt. Det er et fysisk eksperimentelt projekt, der omhandler en ny analysemetode indenfor faststoffysikken. Vi har ved hjælp af impedansspektroskopi søgt at bestemme forskellige typer halvlederes elektriske respons overfor vekselstrøm, for derefter at fortolke resultaterne med en matematisk/fysisk model kaldet hatmodellen. Primært har vi sigtet mod at bestemme bulkresistiviteten i en-krystallinsk silicium ved hjælp af impedansspektroskopi, samt brug af hatmodellen.



Af

Anja Boisen, Anders Gorm Larsen, Jesper Varmer,

Johannes K. Nielsen, Kit R. Hansen, Peter Bøggild,

og Thomas Hougard

Vejleder : Petr Višcor

Indholdsfortegnelse

Side

Indledning	Forord og projektbeskrivelse	1
Kapitel 1	1.1 Ledningsevne i faste stoffer	5
	1.2 Energitilstande i faste stoffer	6
	1.3 Forskellige typer halvledere	13
	1.4 Hul-par generering og ligevægt	18
Kapitel 2	2.1 Metal/ halvleder-overgang	20
	2.2 Beregning af depletionlagets tykkelse	23
Kapitel 3	3.1 Hatmodellen	34
	3.2 Temperaturafhængighed	40
Kapitel 4	Fra teori til eksperiment	47
Kapitel 5	5.1 Præsentation af prøverne	50
	5.2 Pådampning af elektroder	51
	5.3 Beskrivelse af opstillingen og dens virkemåde	53
	5.4 Forsøgsrækken	62
Kapitel 6	6.1 Graferne og hvad man kan læse af dem	62
	6.2 Aflæsning af grafer	70
	6.3 Identifikation af parametre	71
	6.4 Kurvefitning og temperaturafhængighed	74
Kapitel 7	7.1 Udregning af koncentrationen af podningsatomer	80
	7.2 Overflade-hypotese	82
	7.3 Diskussion	85
	7.4 Perspektivering	86
Appendiks A	Kondensatoren	88
Appendiks B	Kompleks symbolsk metode	90
Appendiks C	Oxidlaget	97
Appendiks D	Anvendt apparatur	103
Epilog		104
Litteraturliste		106
Symbolliste		108

Forord

Kære læser !

Det du nu sidder og læser i , er et produkt af et semesters "hårdt arbejde". Det er også et eksperimentelt fysikprojekt om en ny analysemetode indenfor faststoffysikken. Metoden, der er udviklet på RUC af Petr Viscor, kaldes impedans-spektroskopi. Dette skulle være en hurtig og effektiv metode til at bestemme forskellige typer halvlederes materialeegenskaber på. Metoden går meget kort ud på at undersøge halvlederes elektriske respons overfor vekselstrøm, for derefter at fortolke resultaterne v.h.a en matematisk/ fysisk model kaldet "hatmodellen".

Dette vil vi komme nærmere ind på i sådan regnet resten af projektet.

Da gruppen i foråret 1989 mødtes for at snakke sammen om at lave et fysikprojekt, kunne vi kun blive enige om, at det skulle handle om eksperimentel fysik. Det var meget svært for os at konkretisere det yderligere, da ingen af os havde nogen særlig fornemmelse af, hvad der var spændende og muligt indenfor den eksperimentelle fysik.

Da dette jo var et temmeligt bredt udgangspunkt for projektarbejdet, gik vi over til RUC's fysikinstitut IMFUFA, for at høre om de havde nogle spændende ideer at gå i krig med. Her kom vi i tale med Petr Viscor, der foreslog flere forskellige emner indenfor halvleder-fysikken, som instituttet har specialiseret sig i. Vi endte med at vælge et af de projekter, der indgik i IMFUFA's forskningsprogram : bestemmelse af ledningsevnen (m.m) i en halvleder ved impedansspektroskopi. Eller med andre ord : undersøgelse af en elektrisk-matematisk models evne til at forklare ladningsfordelingen i en halvleder.

Først var vi mildest talt lidt skeptiske, da vi syntes det var en lidt stor mundfuld at gå igang med et "rigtigt" stykke grundforskning. Vi havde ikke nogen fornemmelse af sværhedsgraden af projektet, selvom vores vejleder forsikrede os om, at det nok skulle gå. Et sådant projekt ville også medføre at vi ville være dybt afhængige af vores vejleders overblik langt ind i projektarbejdet, da vi ikke selv følte vi vidste hvad det hele handlede om og hvor vi var på vej hen. Vi valgte det alligevel, ud fra det udgangspunkt at vi lige meget hvordan det gik, nok skulle få lært noget om eksperimentel fysik.

Problemformulering

Vi vil bestemme bulk resistiviteten i en-krystallinsk silicium ved hjælp af impedansspektroskopi.

Indledning

Formål

Vores primære formål med dette projekt er, at lave et eksperimentielt fysisk arbejde. Vi håber på, at få en så stor forståelse, af det til eksperimentet tilknyttede teoriapparat, at vi er istand til at fortolke vores resultater

.Det er idag meget svært at måle på højresistive halvledere, og de tilgængelige metoder er meget dyre og tidskrævende, så hvis vores metode virker, vil det være en forsimpning af denne process. Topsisil, som er producenten af de silicium prøver vi måler på, har selv v.h.a. disse metoder målt på de samme prøver. Vi kan derfor sammenligne vores resultater med deres. Dette håber vi vil give os svar på om modellen holder og om det er muligt at bestemme bulk-resistiviteten ved impedansspektroskopi.

Vi vil udføre impedans målinger på 6 silicium prøver. Derefter vil vi opstille et ækvivalent elektrisk kredsløb - en elektrisk model - for en halvlederprøve. Denne model vil vi "matematificere" for derved at kunne opstille en tilsvarende matematisk model, så vi kan fortolke vores måleresultater ("hatmodellen").

Projektafgrænsning

Vores problemformulering ser måske lidt lovlig specifik ud. Men det har vist sig at opklaringen af det problem vi stillede op, let kunne komme til at involvere en lidt større del af fysikken, end vi følte vi kunne gabe over - og så er det sagt på en pæn måde.

Vi kunne have gravet i tykke bøger i 10 år, hvis vi ville have et solidt og bredt teoretisk fundament. Derfor har vi ikke formuleret vores problem bredere.

En stor del af tiden har gået med at forstå og diskutere de begreber, der er nødvendige for bare at kunne fortolke vores måleresultater. Vi har måttet opgive den store generelle forståelse af teoriområder som kvantemekanik, termodynamik, faststoffysik, m.m. selvom alle disse emner har spillet en rolle i vores arbejde med teori og måleresultater. Vi har måttet klare os med det nødvendige, og her ofte p.g.a tidspres, set os nødsaget til at forlade et både spændende og relevant emne, for ikke at bruge al tiden på dette. Mange gange har vi måttet acceptere en formel eller en forklaring, uden egentligt at forstå den, for overhovedet at kunne komme videre.

Indledning

Blandt de emner, vi har koncentreret os mest om at forstå, skal lige nævnes :

- responsteori
- kompleks symbolsk metode (som er en måde at regne med elektriske kredsløb på)
- energibåndmodeller, ledning i halvledere, metal-halvleder kontakter, kemisk potential
- temperaturafhængighed af komplekse impedanser og kapacitanser.

Målgruppe

Vi henvender os primært til Nat-bas studerende, der ønsker at gå igang eller er igang, med lignende projekter - dvs. projekter der omhandler emner som: halvledere, faststoffysk, modellering med elektriske kredsløb og elektrisk responsteori. Og med stor interesse og kendskab til fysik og matematik

I visse kapitler forudsætter vi et kendskab til regning med komplekse tal, kvantemekanik, og at man er fortrolig med løsninger af 1. ordens differentiaalligninger.

Læsevejledning.

Projektet er delt op i to dele, en teoretisk og en eksperimentel del. Dette er et forsøg på at afspejle den måde vi har arbejdet på i projektet, så læseren kan få en fornemmelse af den måde projektet har udviklet sig på.

Her er en kort oversigt over indholdet i kapitlerne :

- **Kapitel 1** Her beskrives metaller, isolatorer og forskellige typer halvledere, med hensyn til elektrisk ledningsevne, energiniveaufordeling.
- **Kapitel 2** Dette kapitel beskriver ladningsfordelingen ved metal/halvleder kontakt, og de problemer dette medfører ved påsætning af guldelektroder.
- **Kapitel 3** Her indføres hatmodellen - en model, der matematisk beskriver ladningsfordelingen i en halvleder med pådampet guldelektrode.
- **Kapitel 4** Dette kapitel er en kort opsamling af teorien i de tre første kapitler, og samtidigt også vores strategi for eksperimentet og bearbejdning af måleresultater.
- **Kapitel 5** Forsøgsopstilling og data om prøverne.
- **Kapitel 6** Kapitlet omhandler fortolkning af graferne, og beskrivelse af kurvefitningen : tilpasning af vores model til måleresultaterne.

Indledning

- **Kapitel 7** Kvantitativ resultatbehandling, diskussion og konklusion
- **Appendiks A** En kort beskrivelse af en kondensators virkemåde. Vi synes det er en god ide, at have et afsnit med om kondensatorer, da en god forståelse af denne type komponenter er meget vigtige for forståelsen af hatmodellen.
- **Appendiks B** Kompleks symbolsk metode. Et gennemgang af den regnemetode, vi har brugt for at opstille en matematisk beskrivelse af det elektriske system, som en halvleder kan ækvivaleres med.
- **Appendiks C** Et lille teoriafsnit om ladningsbærer/tunnelering gennem oxidlag på silicium.
- **Appendiks D** Liste over det anvendte apparatur.
- **Litteraturliste**
- **Symbolliste** I symbollisten, vil alle de symboler vi benytter stå. De vil stå i alfabetisk orden.

Enheder : enhedsforvirring

Vi har igennem projektet forsøgt at holde os til SI-enheder. Indenfor faststoffysikken benyttes ofte enheder udenfor SI-systemet, såsom elektronvolt eV og cm. Dette har resulteret i, at der visse steder i projektet vil blive opgivet andet end SI-enheder.

Nummerering af afsnit m.m.

Alle figurer, formler og afsnit er nummeret efter et hierarkisk indekssystem. Kapitler benævnes 1, 2, 3, hovedafsnit benævnes 1.2, 3.1 etc. Figurer og formler har samme navn som det afsnit det står i, samt et bogstav.

Afsnit 3.2.2 kan derfor indeholde :

Figur 3.2.2.a

Figur 3.2.2.b

Når der bliver henvist til en fodnote, sker det ved en * lige efter ordet .

God fornøjelse !!!

Kapitel 1

Kapitlet handler om begrebet elektrisk ledningsevne for metaller, halvledere og isolatorer. Endvidere forklares forskellen på forskellige stoffers ledningsevne, ud fra betragtninger om elektronernes energinivauer. Derefter gennemgås forskellige typer halvledere og deres elektriske egenskaber.

1.1 Ledningsevne i faste stoffer.

Begrebet elektrisk ledningsevne knytter sig til de frie ladningsbærere i et materiale. Et materiales elektriske egenskaber afhænger af : antallet af frie ladningsbærere i stoffet, hvor gode disse ladningsbærere er til at bevæge sig i stoffet (mobilitet) og størrelsen af den ladning de bærer. Man kan opskrive udtrykket for et stofs specifikke ledningsevne σ :

$$\sigma = n |e| \lambda \quad [\text{S/m}] \quad [1.1.a]$$

n : ladningsdensiteten = antallet af frie elektroner pr. volumenenhed.

$|e|$: elementarladningen = størrelsen af den ladning som elektronerne bærer.

λ : mobiliteten = den gennemsnitshastighed som ladningsbærerne opnår, pr. påtrykt feltenhed.

$$\lambda = \frac{u}{E} \quad \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \frac{\text{m}}{\text{V}} \right] \quad [1.1.b]$$

u : ladningsbærenes gennemsnitshastighed.

E : elektrisk feltstyrke.

Den reciprokke værdi af den specifikke ledningsevne, er udtryk for materialets specifikke modstand også kaldet resistivitet Den samlede modstand er givet ved :

$$R = \frac{d}{\sigma A} \quad [\Omega] \quad [1.1.c]$$

d : materialets længde.

A : materialets tværsnitsareal.

Metaller, halvledere og isolatorer

Rent elektrisk kan man opdele faste stoffer i tre grupper : ledere, halvledere og isolatorer.

Metaller er alle ledere og har små specifikke modstande $10^{-8} - 10^{-4} \Omega \text{ m}$ ($10^{-6} - 10^{-2} \Omega \text{ cm}$), der vokser næsten proportionalt med temperaturen. Koncentrationen af frie ladningsbærere er stor i ledere, og er kun lidt afhængig af temperaturen. Dette skyldes, at de termiske bevægelser i materialet er mindre ved lave temperaturer, hvorved elektronerne lettere kan bevæge sig.

Halvledere er, som navnet antyder, kun halvgode elektriske ledere. De almindeligste halvleder-materialer er germanium og silicium. Halvledere har specifikke modstande i området fra $10^{-4} - 10^5 \Omega \text{ m}$ ($10^{-2} - 10^7 \Omega \text{ cm}$). I modsætning til ledere aftager en halvleders specifikke modstand med temperaturen. Koncentrationen af frie ladningsbærere vokser stærkt med temperaturen.

Isolatoreres specifikke modstand opfører sig på samme måde som halvlederes, men er dog langt større $10^5 - 10^{20} \Omega \text{ m}$ ($10^7 - 10^{22} \Omega \text{ cm}$).

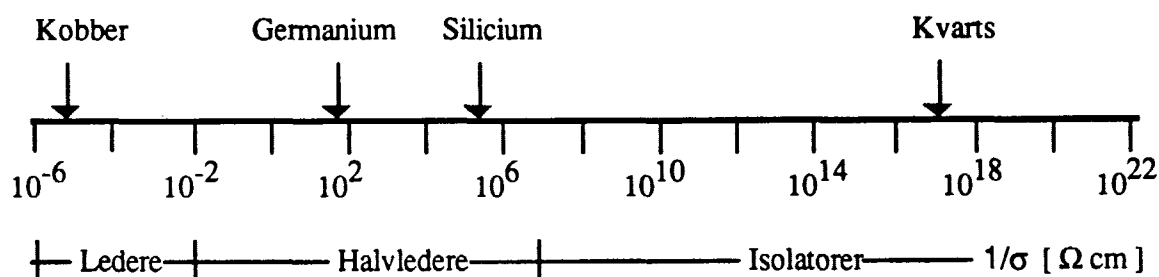


Fig. 1.1.a Forskellige stoffers specifikke modstand.

For at forstå forskellen i ledningsevne for de forskellige stoffer, må man søge forklaring i den såkaldte båndteori.

1.2 Energitilstande i faste stoffer.

Enkeltatomer

Ifølge Bohrs atommodel kredser elektronerne om et atom i faste cirkulære baner. Elektronerne i disse baner eller skaller befinder sig i ganske bestemte energitilstande. En elektron kan optage ganske bestemte energier, og da hoppe op på et højere energiniveau i en skal, der ligger længere væk fra kernen.

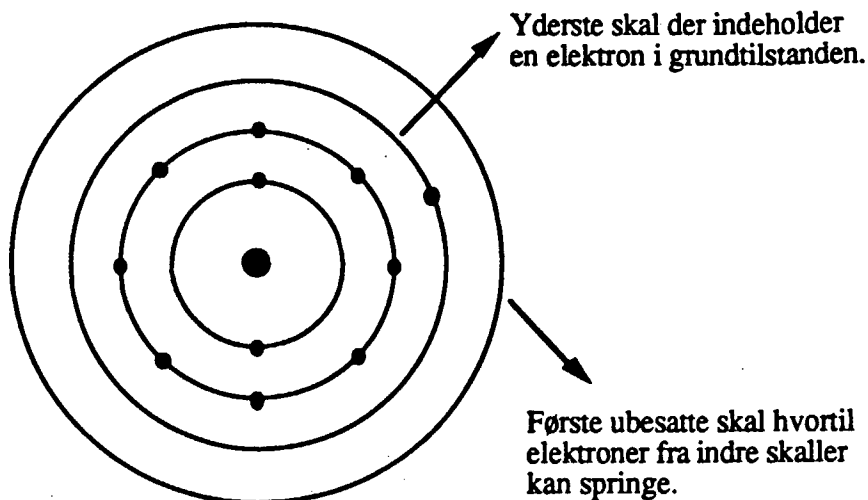


Fig. 1.2.a Natrium-atom ifølge Bohr's atommodel.

Efter at Bohr fremkom med sin atommodel i 1913, har det vist sig, at elektroner i samme skal ikke har nøjagtig samme energi. Den tyske fysiker Sommerfeld byggede videre på Bohr's atommodel. Sommerfeld mente, at hver skal måtte bestå af et vist antal elektron-baner, hver med plads til to elektroner. På denne måde fremkom flere energiniveauer i nærheden af de "gamle" skal niveauer. Hver af de "nye" elektronbaner har en ganske bestemt geometrisk fordeling omkring atomkernen. Disse rummelige fordelinger kaldes orbitaler, eller rettere underorbitaler.

I følge Pauli's princip kan to elektroner i et atom ikke have samme kvantetals-kombination. De "fire kvantetal" beskriver tilsammen elektronernes rummelige placering, og dermed deres energi. Man skulle derfor formode, at to elektroner i et atom ikke kan besidde samme energi - de har jo forskellige kombinationer af kvantetal. Men pga. et fænomen kaldet spin, kan der i kvantemekanikken eksistere netop to elektroner i samme underorbital. To elektroner i samme underorbital har samme energi, hvilket altså bevirker at der netop kan eksistere to elektroner på det samme energiniveau.

Hvis en elektron tilføres energi (varme, lys,...) vil den springe op på et højere energiniveau, generelt svarende til en større afstand fra kernen. Er energien stor nok vil elektronen rive sig løs fra kernen (løsrivelses-energien), og elektronen vil nu kunne bevæge sig frit.

Sammenføring af atomer.

Hvis man fører to ens atomer sammen, gælder Pauli's princip stadig. Atomernes yderste elektroner vil vekselvirke med hinanden og atomkernerne. Ved denne vekselvirken ændres deres energi en lille smule, således at de "gamle" identiske energiniveauer splittes op i "nye". Fører man nu et stort antal atomer sammen på en måde, så der bliver tale om et krystal, sker der følgende: hvert af de oprindelige energiniveauer for det enkelte atom, splittes op i lige så

Metaller, halvledere og isolatorer

mange niveauer, som der er atomer i stoffet. De mange nye energiniveauer vil ligge tæt ved hinanden i såkaldte bånd, i nærheden af de oprindelige energiniveauer. Se fig. 1.2.b.

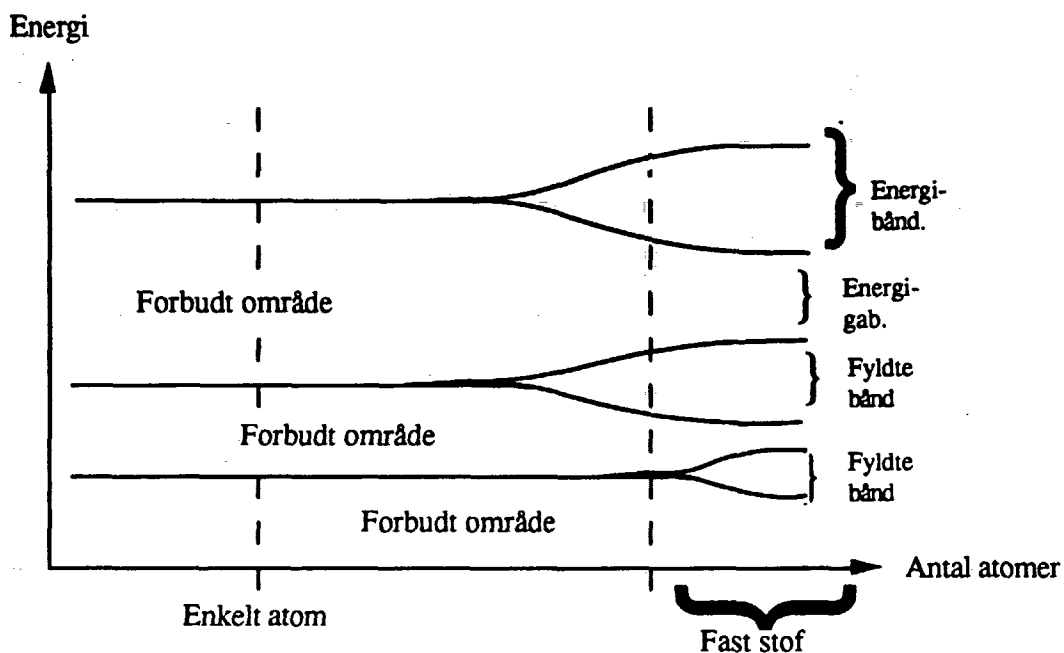


Fig. 1.2.b Energyniveauer opsplittes til energibånd, når mange atomer føres sammen til fast stof.

For et enkelt atom gælder, at dets elektroner kun kan optage ganske bestemte energimængder, og således kun befinde sig på bestemte energiniveauer. Dette gælder også for faste stoffer. Men da der er mange energiniveauer i hvert bånd, skal elektronerne kun tilføres en ganske lille energi, for at springe fra et niveau til et højere. Dog forudsat, at dette højere niveau ikke er besat i forvejen. Men som det ses af fig. 1.2.b, kan der godt være stor afstand mellem de enkelte energibånd. Herved opstår de såkaldte energigab, hvor der ikke eksisterer mulige energiniveauer for elektronerne. Hvis materialet har en tilstrækkelig lav temperatur, vil båndet under energigabet være fuldt optaget af elektroner, mens det øverste vil være fuldstændig tomt. Det øverste bånd kaldes for ledningsbåndet, idet elektroner der befinder sig her, vil være i stand til at lede en elektrisk strøm. Det nederste bånd kaldes for valensbåndet. Se fig. 1.2.c

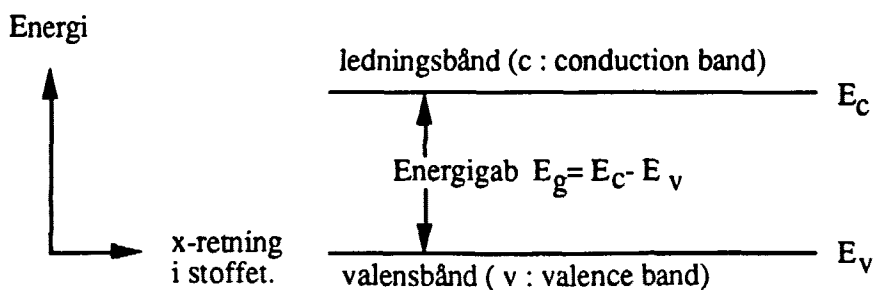


Fig. 1.2.c Energigabets placering mellem valensbånd og ledningsbånd.

Metaller.

Monovalente metaller (Na, K, ...) har hver een elektron i yderste skal (valenselektron) pr. atom. Føres N atomer af disse metaller sammen, vil der opstå N energiniveauer for hvert oprindeligt niveau. Hvert af niveauerne har som nævnt plads til to elektroner, hvilket giver mulighed for $2N$ elektroner ialt. Dette medfører at det øverste bånd kun vil blive fyldt halvt op. Elektronerne vil fylde de laveste niveauer op først, så de har lavest mulige energi, hvorved den øverste halvdel af båndet forbliver ubesat. Elektronerne skal derfor kun tilføres en meget lille energi, før de hopper op på et højere niveau.

Elektronerne er nu i stand til at optage mange forskellige energier, og er ikke tæt knyttet til den enkelte atomkerne. Herved er elektronerne frie til at lede en elektrisk strøm.

Et materiales elektriske egenskaber, knytter sig altså til atomernes yderste elektroner, dvs. valenselektronerne.

For divalente atomer (Mg, Ca, ...) skulle man så tro, at det øverste energibånd blev fyldt op. (Antallet af valenselektroner svarer her til det maksimale antal af elektroner, der er plads til i energibåndet.) Men der skabes et delvist fyldt bånd ved overlap af fyldte og tomme energibånd.

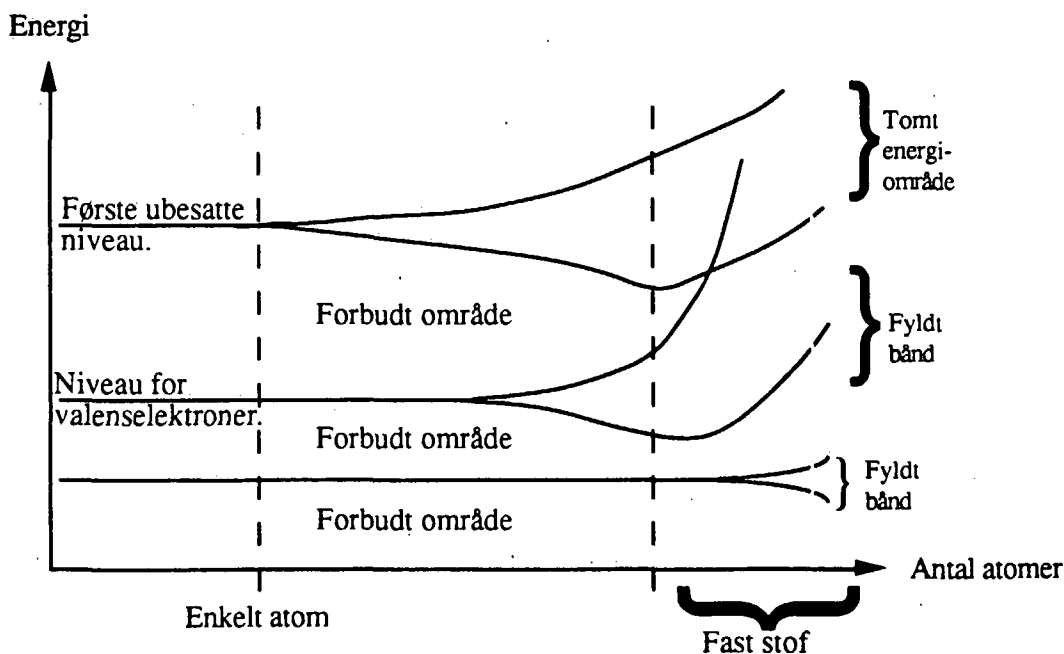


Fig. 1.2.d Delvist fyldt bånd dannet ved overlap af fyldte og tomme energibånd.

Dette fænomen forklares på følgende måde: det første ubesatte energiniveau for det enkelte atom i grundtilstanden splittes op til et energibånd, på samme måde som resten af de underliggende energiniveauer. Det tomme energibånd overlapper imidlertid det underliggende bånd, hvorved der skabes frie tilstande i det samlede bånd. Se fig. 1.2.d.

Metaller, halvledere og isolatorer

For metaller med mere end to valenselektroner, gør lignende forhold sig gældende, som ovenfor beskrevet.

Isolatorer.

Isolatorer er som tidligere nævnt materialer, der har overordentlig store specifikke modstande. Dette beror på, at der eksisterer et energigab mellem valensbåndet og ledningsbåndet. Jo større energigabet er, desto sværere er det at eksitere elektroner fra valensbåndet op i ledningsbåndet. En god isolator har altså et stort energigab.

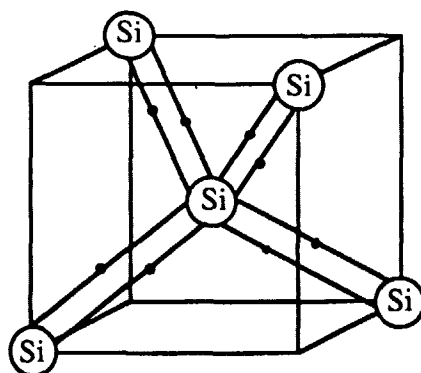
Isolatorer har energigab fra 2 eV og opad. Gode isolatorer som diamant eller siliciumoxid (SiO_2) har energigab på henholdsvis 5 eV og 9 eV.

I en isolator er ledningsbåndet tomt, hvilket betyder at ingen af energitilstandene i båndet er besatte med elektroner. Endvidere er valensbåndet fyldt helt op, så her kan der altså ikke foregå ladningstransport.

Påtrykker man et elektrisk felt over isolatoren, vil ingen elektroner kunne bevæge sig gennem krystallet. I det tomme ledningsbånd ville eventuelle elektroner kunne bevæge sig frit, men det ligger energimæssigt for højt til at der kan befinde sig elektroner her. Elektronernes termiske energi stiger ganske vist med temperaturen, men ved stuetemperatur er sandsynligheden for at de kan hoppe op i ledningsbåndet forsvindende.

Halvledere.

Materialer med energigab mellem ca. 0.2 eV - 2 eV har ved stuetemperatur tilstrækkelig mange frie ladninger, til at kunne lede en elektrisk strøm. Sådanne materialer kaldes for halvledere. Halvledermaterialer som silicium og germanium er opbygget af en tetraedisk krystalstruktur, som fig. 1.2.e viser.



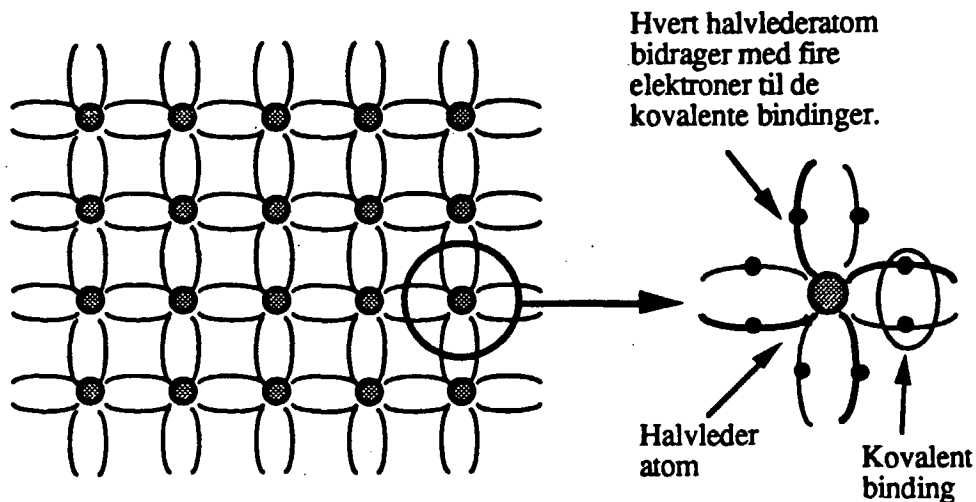


Fig. 1.2.e Krystalopbygning af en halvleder fra fjerde hovedgruppe. (Eks. Si eller Ge.)

Germanium og silicium er begge tetravalente og har altså fire valenselektroner. Hvert atom sidder i centrum af et regulært tetraeder, med et naboatom siddende i hvert af de fire hjørner. Valenselektronerne "deles" med disse fire naboatomer og danner kovalente bindinger, der holder sammen på det periodiske krystalgitter. Der indgår to elektroner i hvert af de kovalente bånd, idet naboatomerne jo tilsvarende deler deres valenselektroner med deres respektive naboer.

Termisk eksitation og rekombination.

Ved 0 K indgår alle valenselektroner i en ren enkrystal i kovalente bindinger. Opvarmes krystallen, vil nogle elektroner få tilført en så stor termisk energi, at de rives løs fra bindingen, og begynder at vandre frit i krystallen. Svarende til at elektronen eksiteres fra valensbåndet op i ledningsbåndet. Den nødvendige eksiteringsenergi svarer til energigabets størrelse, og er for silicium og germanium henholdsvis ca. 1.1 eV og 0.7 eV ved 300K.

Når elektronen slås løs, efterlader den en ledig plads, et såkaldt hul, i den kovalente binding, svarende til et hul i valensbåndet. Dette hul kan let fyldes af en elektron fra nabobindingerne, men herved efterlader denne sig et hul o.s.v. Se fig. 1.2.f

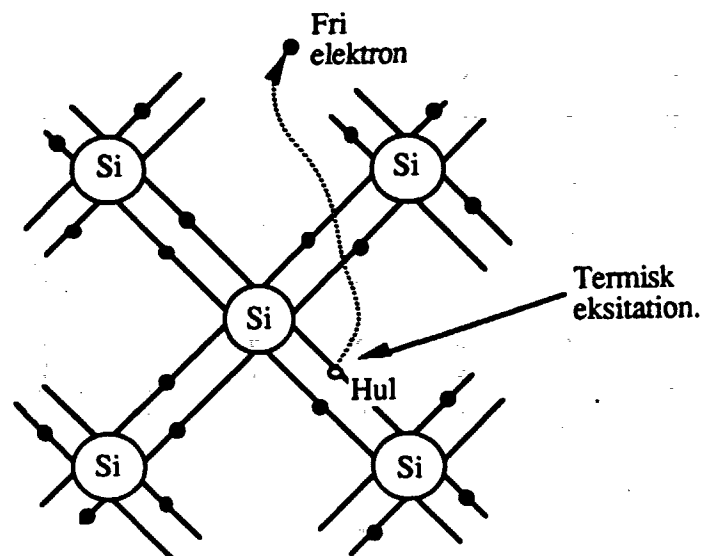


Fig. 1.2.f Termisk eksitation med dannelse af et elektron-hul par.

Hulleme kan på denne måde hoppe fra binding til binding, og opfattes derfor som frie partikler lige som de løsrevne elektroner. Da hvert hul svarer til en manglende elektron, tillægger man et hul en tilsvarende positiv elementarladning. Hulleme kan dog ikke bevæge sig lige så let som de frie elektroner, og har derfor en lavere mobilitet. Dette skyldes at elektronerne i valensbåndet rent faktisk indgår i kovalente bindinger, hvergang de flytter sig i stoffet. Dette hæmmer deres bevægelighed - deres mobilitet - betragteligt. Man kan med oplysninger om en vilkårlig halvleders mobilitet fastslå om det er en n-halvleder eller en p-halvleder (Om n-og p-halvledere se afsnit 1.3.1).

	Elektron mobilitet λ_e [$m^2 V^{-1} s^{-1}$]	Hul mobilitet λ_h [$m^2 V^{-1} s^{-1}$]	Ladningsdensitet n_j ved 300K [m^{-3}]	Energigab E_g [eV]
Silicium	0.14	0.048	$1.6 \cdot 10^{16}$	1.1
Germanium	0.39	0.190	$2.5 \cdot 10^{19}$	0.7

Når elektroner og huller vandrer frit i krystallen, sker det at en elektron møder et hul, hvor ved der forsvinder et elektron-hul par. Denne proces kaldes rekombination, og modsvarer termisk eksitation af et elektron-hul par. Rekombination svarer til, at en elektron fra ledningsbåndet "dumper" ned på en fri plads i valensbåndet, for her at opnå en lavere energi.

I en ren halvlederkrystal, kaldet intrinsic, vil der for enhver temperatur altid være lige mange huller (p_i) i valensbåndet som der er elektroner (n_i) i ledningsbåndet. ($p_i = n_i$).

Det samlede antal af frie ladningsbærere bliver da : $p_i + n_i = 2 \cdot n_i$.

Med kendskab til mobiliteten for såvel huller som elektroner i en intrinsic halvleder, kan man opstille følgende udtryk for en halvleders ledningsevne σ :

$$\sigma = n_i \cdot |e| \cdot \lambda_e + p_i \cdot |e| \cdot \lambda_h$$

[1.2.a]

Men da elektronmobiliteten er ca. 3 gange så stor som mobiliteten for huller, bidrager hullerne kun med ca. 25% af den samlede ledningsevne.

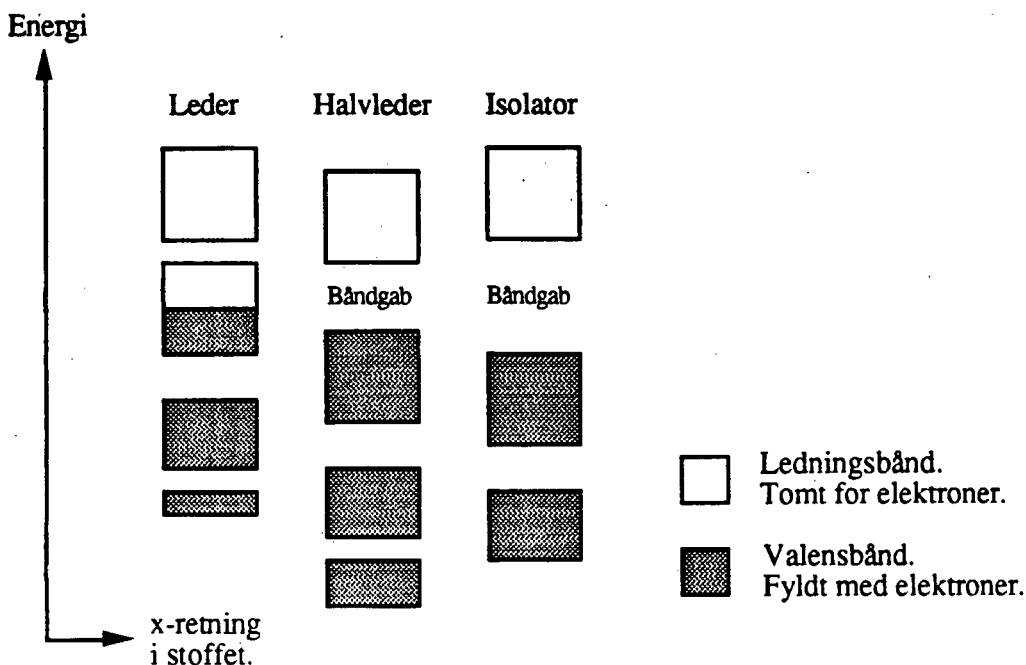


Fig 1.2.g Tegningen viser en samlet oversigt for energibåndenes fordeling i de tre stofgrupper : ledere, halvledere og isolatorer ved temperaturen 300 K.

I det næste afsnit vil vi se på ledningsevnen i en halvleder, når man tilsætter små mængder af fremmedatomer. Endvidere vil vi i kap.2 undersøge, hvilke ændringer der sker i halvlederen, når man påsætter metalelektroder.

1.3 Forskellige typer halvledere

Man har i princippet tre forskellige former for halvledere, med forskellige elektriske egenskaber. Det der gør forskellen er faktisk ikke halvlederne i sig selv, men de urenheder de mere eller mindre overlagt kan være forurenset med. En halvleders elektriske egenskaber er meget påvirkelige overfor urenheder, som det vil fremgå i det følgende.

1.3.1 Doping af halvledere

Som nævnt i afsnit 1.2 er energigabet i halvlederen - det "forbudte" område mellem valensbåndet og ledningsbåndet - ikke så stort som for isolatorer, men alligevel nok til at gøre

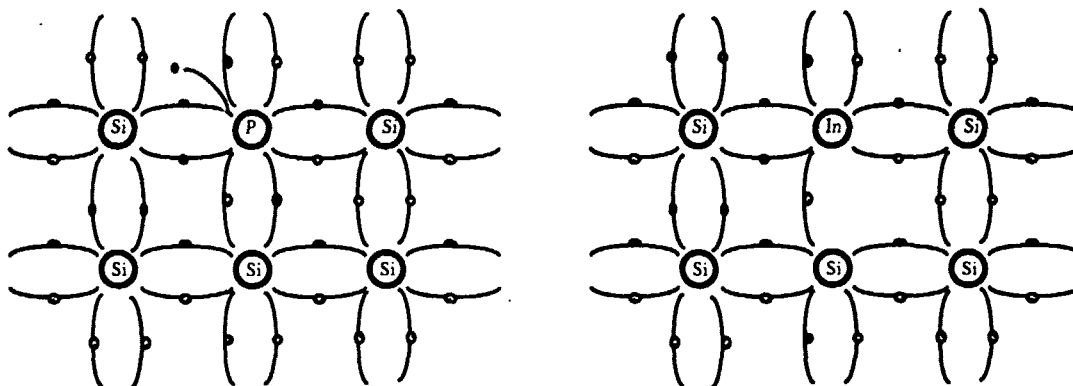
Metaller, halvledere og isolatorer

halvledere til meget dårlige ledere. Ledningsevnen kan gøres bedre ved at forurene halvlederen med atomer med en anden valens end halvlederatomerne. En halvleder, der ikke er forurenet med sådanne atomer kaldes en intrinsic halvleder.

Ved at forurene halvlederne med små mængder af pentavalente eller trivalente atomer, øges ledningsevnen. Man kan nogenlunde ramme lige den ledningsevne man ønsker, ved at forurene med det rette antal fremmede atomer. Denne proces kaldes doping. Atomer man forurener med, kaldes donorer i fald de er pentavalente og acceptorer i fald de er trivalente. Det viser sig, at doping, både med donorer og acceptorer, giver anledning til flere frie ladningsbærere i halvlederen, og dermed en øget specifik ledningsevne. Dette kommer sig af, at både overskydende elektroner i gitterstrukturen og huller i gitterstrukturens kovalente bindinger, som nævnt i afsnit 1.2. kan fungere som frie ladningsbærere.

Halvledere, der er dopet med pentavalente atomer kaldes n-halvledere, idet det her er negative ladningsbærere - elektroner - der transporterer strømmen. Halvledere der er dopet med trivalente atomer kaldes p-halvledere, idet ladningsbærere - huller - opfattes som positive. Man siger at manglen på en elektron i gitteret - et "hul" - svarer til tilstedeværelsen af "positiv" ladningsbærer.

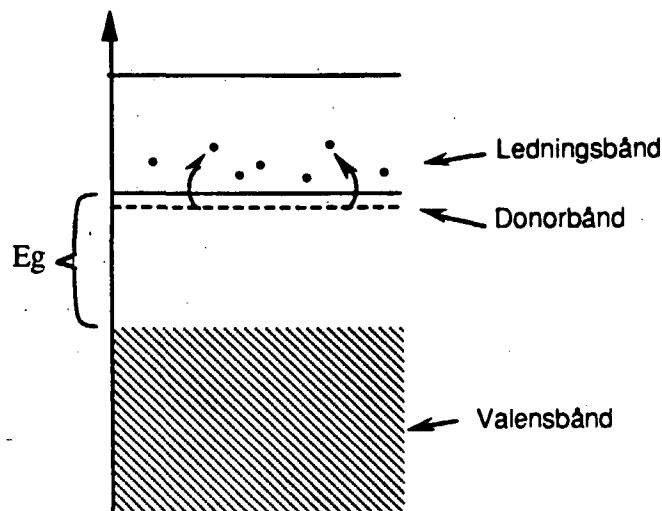
Doperingsatom	Bruges til at fremstille:	Valens:	Ladningsbærere:	Eks:
donor	N-halvledere	5 (pentavalent)	elektroner	Fosfor
acceptor	P-halvledere	3 (trivalent)	huller	Indium



Figur 1.3.1.a Til venstre ses en planmodel af en halvleder, der er dopet med donoratomet fosfor. Til højre ses en halvleder der er dopet med acceptoratomet indium.

1.3.2 N-halvledere

I n-halvledere er der overskud af elektroner i forhold til den rene halvleder. De overskydende elektroner indgår ikke i kovalente bindinger og er derfor kun løseligt bundet til donoratomeme. I energidiagrammet ligger donoratomernes elektroner sig, som et ekstra energibånd lige under ledningsbåndet. Der skal ikke ret meget energi til, for at elektronen løsriveres og eksiteres op i ledningsbåndet. Her kan den bevæge sig frit, indtil den "falder ned" i et hul - en ubesat plads enten i donorbåndet eller valensbåndet.



Figur 1.3.2.a. Energibandsdiagram for n-halvleder. Donorbåndet ligger lige under ledningsbåndet, hvilket medfører at elektronerne i donoratomerne ikke behøver ret meget energi for at blive eksiteret op i ledningsbåndet. Ved temperaturer over 70 K vil langt de fleste donorelektroner være i ledningsbåndet på grund af termisk eksitation.

Ved temperaturer over 70-80K er den termiske energi i halvlederen stor nok til at donorbåndet praktisk taget er tomt, og langt de fleste elektroner befinder sig i ledningsbåndet. Her svarer antallet af frie ladningsbærere faktisk til antallet af donor-atomer, idet disse hver bidrager med 1 fri ladningsbærer, og bidraget af frie ladninger fra halvlederens valensbånd er meget lille (se afsnit 3.2 om temperaturafhængighed).

Den specifikke ledningsevne i en n-halvleder bliver da :

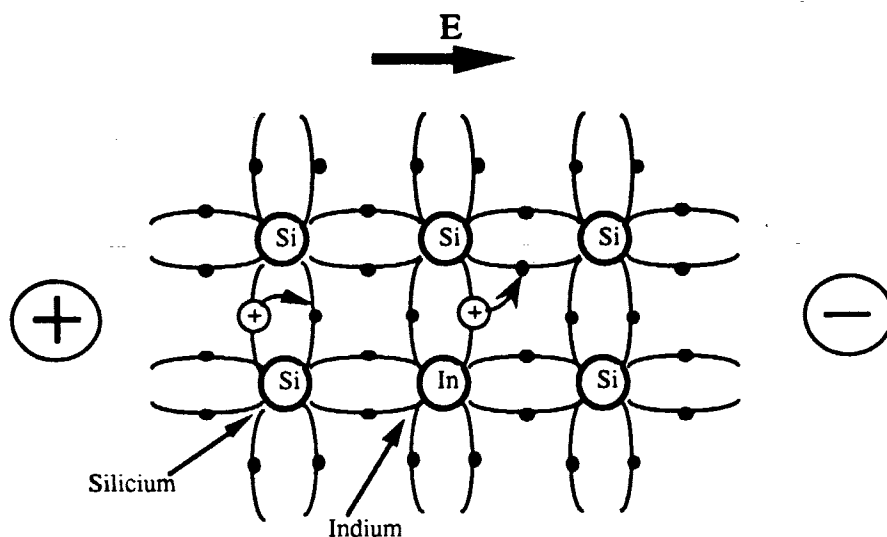
$$\sigma_n = n \mu_n |e| \quad [2.1.2.a]$$

hvor μ_n er mobiliteten for elektroner i en n-halvleder.

1.3.3 P-halvledere

I P-halvlederen er der en manglende elektron for hver acceptor-atom i gitterstrukturen. Hvis antallet af acceptorer er tilstrækkeligt lille bevares tetraede-gitterstrukturen, på trods af, at et antal kovalente bindinger er defekte.

Elektroner kan springe fra en kovalent binding til et hul, f.eks. på grund af termisk eksitation. Dette svarer til at hullet bevæger sig den anden vej (se figur 1.3.3.a). Hvis der lægges et felt over halvlederen, vil elektronerne søge over mod den positive pol, hvorved der bliver flere og flere huller nær den negative pol.



Figur 1.3.3.a. Elektronernes drift mod den positive pol, medfører en forskydning af ledige bindinger - huller - mod den negative pol. Dette opfatter vi som en strøm af positive ladninger fra (+) til (-).

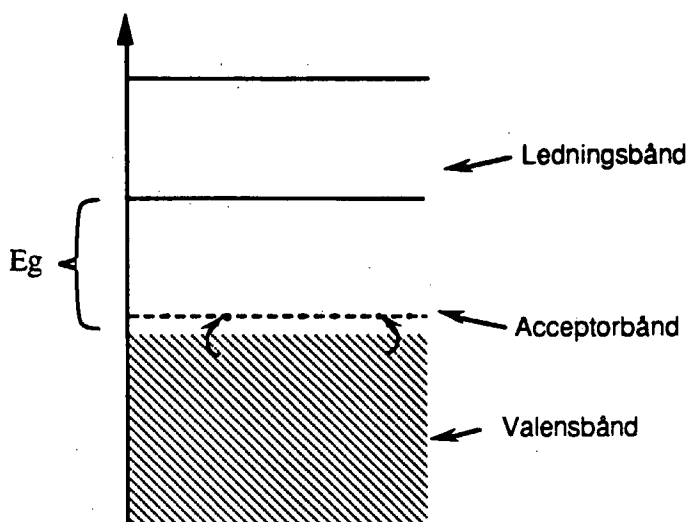
Når hullerne når hen til den negative pol, rekombinerer de med de nye elektroner, feltet bidrager med. Og når elektronerne når den positive pol, forlader de halvlederen og generer således et nyt hul. Denne proces kaldes elektron-hul generering og rekombinering. Hul-elektron par genereres ved den positive pol og rekombinerer ved den negative pol. Netto sker der en transport af elektroner fra den negative pol til den positive (se figur 1.3.3.c).

Da en P-halvleder elektrisk opfører sig som om der virkelig er tale om positive ladningsbærere med ladning e , har man vedtaget at betragte hullerne som "rigtige" ladningsbærere, fuldstændigt som elektroner er det, blot positive. Selvom det rent faktisk er elektronbevægelser der muliggør ladningstransporten. I en P-halvleder foregår ledningen i valensbåndet, mens den i en n-halvleder foregår i ledningsbåndet.

Den specifikke ledningsevne er for en P-halvleder :

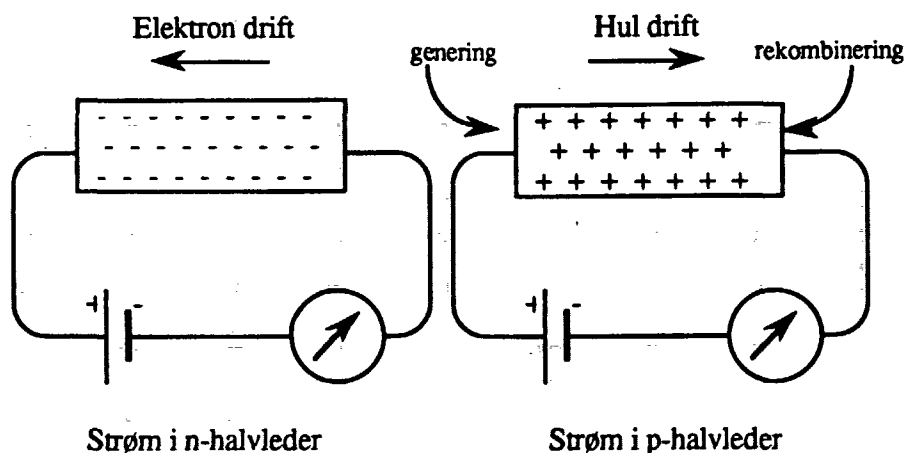
$$\sigma_p = p \mu_p |e| \quad [1.3.3.a]$$

hvor μ_p er mobiliteten for hullerne i p-halvlederens valensbånd. $|e|$ er størrelsen af hullets ladning $q_p = e$. Se iverigt afsnit 1.2 og kapitel 4 om mobilitet af huller og elektroner.



Figur 1.3.3.b. P-halvleder set i energidiagram. Acceptorniveauet med frie bindinger ligger lige over valensbåndet. Der skal derfor kun meget lidt til for at elektronerne øverst i valensbåndet hopper op i acceptorniveauet. Derved dannes der huller i valensbåndet, så der kan ske en ladningstransport.

I en ren og perfekt krystallinsk halvleder, foregår rekombineringen langsomt idet det er svært for elektronerne at finde nogen ledige bindinger at dumpe ned i. Rekombinering foregår meget hurtigere nær uregelmæssigheder i gitterstrukturen end i områder med perfekt struktur. Da man kan opfatte overfladen af en halvleder som en stor uregelmæssighed i krystalstrukturen, foregår rekombinering meget hurtigere her end i selve halvlederens midte, også kaldet bulk-zonen.



Figur 1.3.3.c Til venstre ses elektronerne i valensbåndets vandring fra katode(-) til anode(+) i n-halvlederen. Til højre ses hvordan hullerne som elektronerne efterlader, vandrer mod katoden(-) i en p-halvleder. Hullerne genereres ved anoden idet elektronerne forlader halvlederen, og efterlader et hul efter sig. Rekombineringen foregår ved at en elektron på vej ind i halvlederen ved katoden, "lander" i et hul nær katoden.

1.4 Hul-par generering og ligevægt

1.4.1 Optisk og termisk generering

Elektroner i halvlederen kan eksiteres op fra valensbåndet enten termisk eller optisk. Ved enhver temperatur over det absolutte nulpunkt vil det ske, at elektroner bliver løsrevet fra de kovalente bindinger, så der kan blive ledet en strøm. Sandsynligheden for at en elektron løsriver stiger eksponentialt med temperaturen. Dog vil mængden af termisk eksiterede elektroner være ekstremt lille i intrinsic halvledere ved lave temperaturer, da elektronerne her har meget svært ved overvinde energigabet E_g .

Når elektromagnetisk stråling rammer en halvleder, kan fotonerne løsrive elektronerne fra deres bindinger. Antallet af eksiterede elektroner afhænger af fotonernes energi, dvs. hvor kort bølgelængden er. Silicium er transparent for infrarød stråling, men ikke synligt lys, dvs. at synligt lys har energi nok til at slå elektronerne fri. Optisk generering er øjeblikkelig og foregår kun så længe halvlederen bestråles. Ved termisk generering tager det et stykke tid for varmen at diffundere ind i stoffet, men når først ligevægten er indtrådt, vil genereringen foregå lige så hurtigt, som ved optisk generering* .

* For at undgå optisk generering i halvledere man måler på, må man måle i absolut mørke. Ellers vil der være flere frie ladningsbærere end man regner med.

1.4.2 Ligevægt

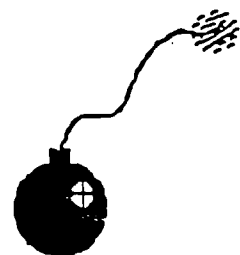
Ved en konstant temperatur opstår der på et tidspunkt ligevægt mellem dannelsen af elektron-hul par og rekombinering, hvilket vil sige at genereringshastigheden og rekombinerings-hastigheden er lige store.

Elektron-hul par genereringen afhænger af temperaturen og materialet, mens rekombineringshastigheden afhænger af sandsynligheden for, at et hul og en elektron kommer tæt på hinanden. Denne sandsynlighed er proportional med produktet af hul- og elektrondensiteten p og n :

$$\text{Rekombineringshastighed} = \text{konstant } n p$$

Hvis f.eks. antallet af huller pludselig fordobledes, ville der dermed også finde dobbelt så mange rekombinationer sted. Dette medfører at et tilsvarende større antal frie elektroner vil forsvinde. Faktisk vil den samme ligevægt indstille sig igen.

I dette kapitel er har vi studeret metaller, isolatorer og især halvlederens elektriske egenskaber. Nu skal vi til at se på, hvad der sker, når metaller og halvlederens sættes sammen - dvs. hvad der sker når man vil til at måle på en halvleder.



Kapitel 2

Kapitlet omhandler , hvad der sker i forskellige typer halvledere, når en metalelektrode påsættes .

2.1 Metal/halvleder-overgang

I det følgende vil vi beskrive hvorledes vi får elektrisk kontakt med Si-prøverne, samt hvilke konsekvenser det får for prøvernes ladningsfordeling.

2.1.1 Elektrisk kontakt med halvledere

Normalt vil de fleste stille sig tilfreds med en loddekolbe og en klat tin når de skal forbinde elementer i et elektronisk kredsløb. Ofte vil en simpel klemsko, á la et krokodillenæb, være tilfredsstillende, hvis opstillingen ikke skal bruges i længere tid.

Det der afgør hvorvidt een måde at forbinde de enkelte elementer, skal bruges, fremfor en anden, bestemmes af en lang række faktorer, der alle sigter på at etablere optimale betingelser for ledning af strømmen.

- Holdbarhed i forhold til det omgivende miljø.
- Holdbarhed i forhold til de elektriske belastninger.
- Ensartethed af de elektriske egenskaber fra gang til gang.

Disse faktorerers betydning fra situation til situation, kan sammenfattes i et enkelt ord:

Reproduktionssikkerhed.

Hvilket vil sige, at valget af en bestemt metode, til syvende og sidst vil afhænge af hvilken af metodeme der giver det mest ensartede resultat fra gang til gang.

I forhold til halvledere, viser erfaringen, at pådampning af eller sammensmeltning med metal i iltfri omgivelser, giver de mest pålidelige forbindelser. Herved kan man opnå en god ohm'sk kontakt, hvilket er af stor vigtighed.

Med det materiel vi har haft til rådighed, er valget faldet på pådampning af guld.

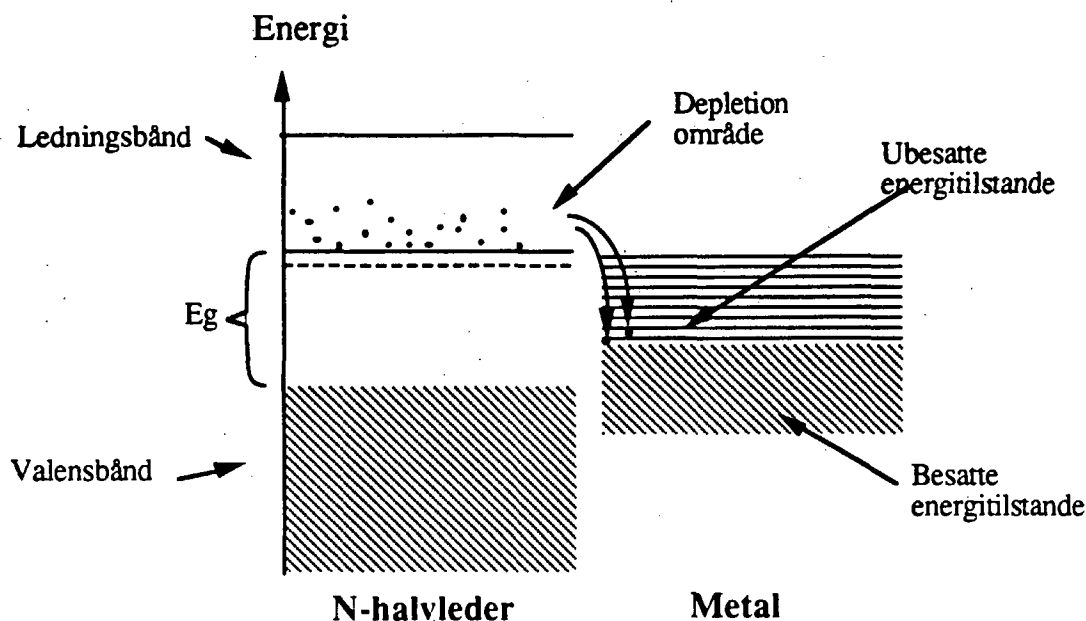
Ved at bruge guld, er oxidation og de problemer der følger hermed, i praksis ikke eksisterende, både under selve pådampningen og ved senere omgang med prøven i almindelig atmosfærisk luft.

Halvledere og halvleder-metal junctions

Samtidig viser erfaringen at guld generelt hæfter godt på silicium. Det er således sjældent at se dårlig elektrisk kontakt som følge af dårlig vedhæftning. Se afsnit 5.2.

2.1.2 Guld/silicium-overgang

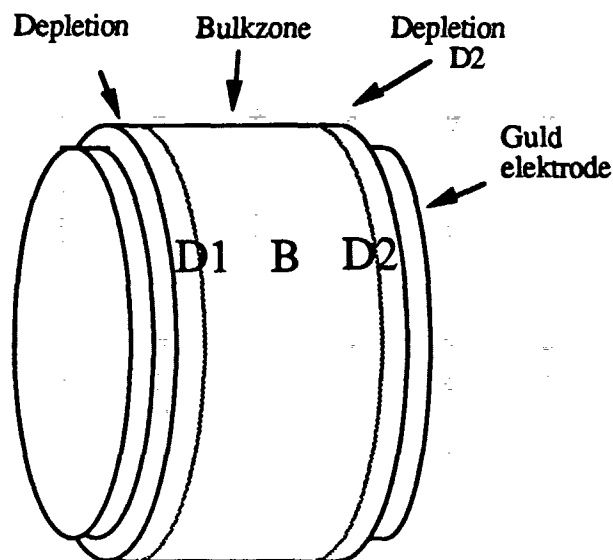
Hvert stof, både metaller og halvledere, har sin egen fordeling af energibånd (jvf. kap.1). Det er ret afgørende for målinger af en halvleders elektriske egenskaber, at man er klar over samspillet mellem elektrodens og halvlederens energibånd. Ved brug af guldelektroder på silicium-prøverne, vil energibåndene for en n-type silicium være placeret omtrent som på fig. 2.1.2.a. Ledningsbåndet i halvlederen ligger højere end det halvtomme bånd i metallet (Guld).



Figur 2.1.2.a Elektronerne i halvlederen hopper over i lavere, ubesatte energiniveauer i metallet. Herved tømmes området nær metalelektroden (depletionområdet) for elektroner, så der ikke kan ledes nogen strøm. Ingen elektroner - ingen ladningstransport.

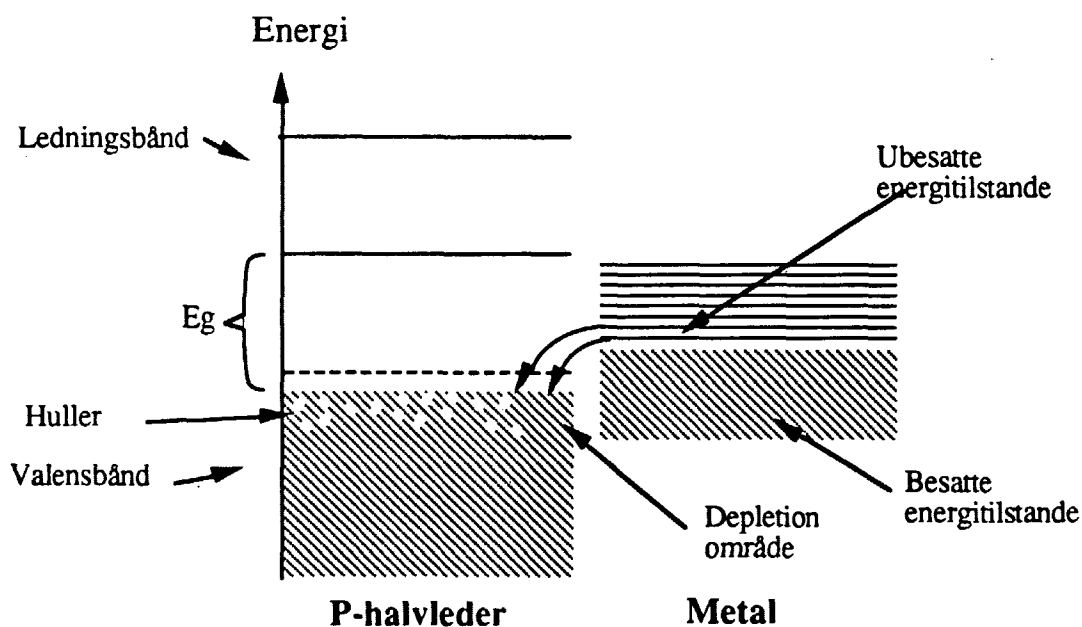
Når guldelektroder pådampes n-silicium, vil de frie elektroner, der befinder sig i halvlederens ledningsbånd, "hoppe ned" i metallens yderste bånd. Dette medfører, at områderne nær elektroderne (zone d1 og zone d2 i vores prøvemodell på fig.2.1.2.b) til en vis grad tømmes for frie elektroner, hvorved modstanden stiger. Disse områder med øget modstand betegnes depletion-områderne, mens det "uberørte" halvleder-område (zone b) kaldes bulk-zonen. (Depletion = udtømming. Bulk = hovedparten af materialet.)

Halvledere og halvleder-metal junctions



Figur 2.1.2.b En halvlederprøve, med elektroder påsat i hver ende (de vil i praksis være langt tyndere end angivet på tegningen). Zone d1 og d2 vil være langt mindre i udstrækning end bulkzonen.

I en p-type silicium vil valensbåndet ligge lavere end guldets halvtomme energibånd. De frie elektroner i metallet kan nu hoppe over i halvlederen, for der at fylde flere og flere huller ud. Hermed vil der igen være et formindsket antal ladningsbærere (huller) i zone d1 og zone d2.

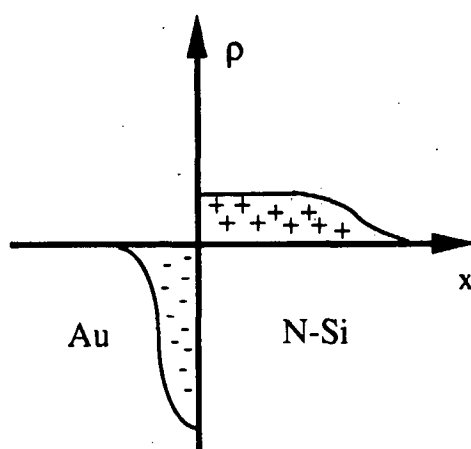


Figur 2.1.2.c Elektronerne i metallet hopper ned i de få frie pladser i halvlederens valensbånd, så der ikke er flere huller i depletionområdet. Ingen huller - ingen ladningstransport !

2.2. Beregning af depletionlagets tykkelse.

Nu skulle man tro at halvlederen med tiden vil tømmes helt for ladningsbærere. Dette er imidlertid ikke tilfældet, idet der vil indtræde en ligevægtssituation, når man sætter guld på silicium

I en n-type silicium vandrer elektroner ud i metallet, og skaber herved en ladningsforskydning med et deraf følgende elektrisk felt (E). Herved opstår der en potentialeforskel (V), som vist på fig 2.2.a. Forskellen i potentiale (V) vil give de frie elektroner i guld et ekstra potentiel energi svarende til $\epsilon_{\text{pot}} = e \cdot V$. På et givent tidspunkt vil elektronerne have en så stor energi, at de er i stand til at hoppe tilbage i halvlederen. Ladningsudtømmningen vil nu stoppe, og ligevægtssituationen indtræder.



Figur 2.2.a Ladningsforskydningen i en Au/n-Si-overgang.

2.2.1 Kemisk potentiale.

Hvornår ligevægten skabes, kan bestemmes ved at betragte materialernes kemiske potentiale.

Kemisk potentiale kan opfattes som udtryk for, hvor meget energi en ekstra partikel (den $n+1$ 'ste) skal besidde for at blive tilført et givet system ved en given temperatur.

Når man regner med kemiske potentialer, bruger man næsten udelukkende forskelle i kemiske potentialer. Således kan man definere et vilkårligt nulpunkt for sine beregninger.

De kemiske potentialer vi bruger, er tabelværdier, der er angivet i forhold til det kemiske potentiale i intrinsic siliciums valensbånd, ved 0 kelvin.

Hvis man ønsker, at tilføre et metal en ekstra elektron, må elektronen nødvendigvis have en energi svarende til det sidste besatte energiniveau i metallets øverste bånd - kun her eksisterer der ledige "elektronpladser". Energien af sidste elektron i metallets yderste bånd, er derfor et direkte udtryk for det kemiske potentiale.

Halvledere og halvleder-metal junctions

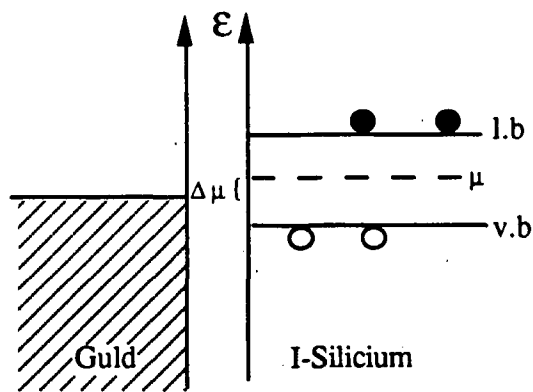
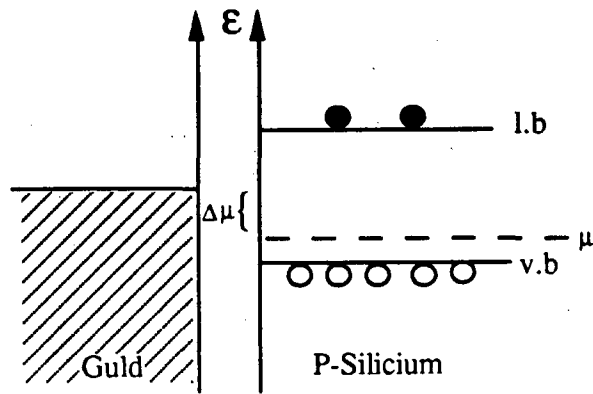
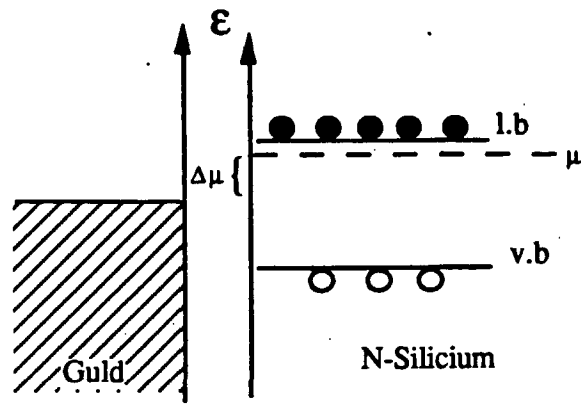
Når en intrinsic halvleder skal have tilført en ekstra ladningsbærer (den n+1' ste), må denne nødvendigvis skabes v.h.a. eksitation af elektroner fra valensbåndet og op i ledningsbåndet. Podede man stoffet, ville dette ikke længere være intrinsic !! Når elektroner eksiters fra valensbånd til ledningsbånd, dannes der i realiteten to ladningsbærere der hver kan opfattes som partikler - en elektron og et hul. Energien af den n+1' ste partikel er derfor gennemsnittet af hullets og elektronens energi, hvilket bevirker, at det kemiske potentiale placeres midt imellem lednings- og valensbåndet (kilde 14 s.35). Når valensbåndet i silicium benyttes som referencepunkt ($E_{\text{valensb.}} = 0 \text{ eV}$) vil intrinsic silicium have en μ -værdi givet ved halvdelen af energigabets størrelse :

$$\mu = \frac{E_g}{2} = \frac{1,12 \text{ eV}}{2} = 0,56 \text{ eV}$$

I en n-halvleder kan der skaffes en ekstra ladningsbærer ved enten at dope med atomer fra 5. hovedgruppe eller ved at eksitere elektroner fra valensbåndet. Ved lave temperaturer er eksitation fra valensbåndet forholdsvis ubetydelig (se kap.3.2.) og energien af den tilførte partikel må derfor svare til energien af donoratomets "ekstra elektron" - dvs. energien af donorbåndet. Da afstanden mellem siliciums donor- og ledningsbånd kun er ca. 0.007 eV, tillader man sig at betragte ledningsbåndets energiniveau, som et mål for det kemiske potentiale ved 0 K.

I p-Si forholder det sig lige modsat. Her vil det kemiske potentiale - ved lave temperaturer - svare til energien i valensbåndet .

Halvedere og halvleder-metal junctions



Figur 2.2.1.a Kemisk potentiale i n-,p- og i-silicium, sammenholdt med det kemiske potentiale i guld.

Halvledere og halvleder-metal junctions

Når elektroner vandrer fra n-silicium til guld, er det udtryk for at der er en energigevinst ved at gøre det. Denne strøm af elektroner vil resultere i dannelsen af et elektrisk felt, der virker modsat den kemiske potentiale forskel. Når den energi der vindes ved at vandre fra silicium til guld, $\Delta\mu$, er lig den energi, $e \cdot V$, der tabes ved at passere "op gennem" det elektriske felt, standser udtømningen. I dette tilfælde vil det elektrokemiske potentiale være ens i guld og silicium, selv om det "rene" kemiske potentiale stadig er forskelligt. Forskellen ligger i at det elektrokemiske potentiale er en sum af $\Delta\mu$ og den potentielle energi det elektriske felt tilfører elektronen. Ligevægten indtræder derfor når $V \cdot e = \Delta\mu$.

Det elektrokemiske potentiale er defineret ved: $\Phi = \Delta\mu + e \cdot V$.

2.2.2 Generelt om beregning af ρ , E og V.

Ved ligevægt får man et statisk billede af ladningsfordelingen i halvleder og metal. (Se evt. fig.2.2.a) Denne faste fordeling af ladninger gør det muligt, at opstille et udtryk for sammenhængen mellem depletionlagets tykkelse og koncentrationen af podning-atomer i bulk. For at opstille et sådan udtryk, kan man tage udgangspunkt i Maxwells 1. ligning. Selve regnearbejdet er søgt forsimplet ved at antage, at der eksisterer en brat overgang mellem metal- og depletion-område (se fig.2.2.3.a). For uddybning af denne antagelse henvises til kap.3.1.

I Maxwells 1. ligning beskrives sammenhængen mellem ladningsdensiteten (ρ) og det elektriske felt (E)

Maxwells 1. ligning :

$$\operatorname{div} \vec{E}(\vec{r},t) = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad [2.2.2.a]$$

hvor	ρ	:	ladningskonc. [C/m ³]
	div^*	:	$\delta/\delta x + \delta/\delta y + \delta/\delta z$
	E	:	E (r,t) [V/m]
	$\epsilon_0 \cdot \epsilon_r$:	dielektricitetskonstanten [F/m]

Som det ses, kan E opfattes som en vektor med koordinaterne (r,t) Men da ladningsfordelingen er tidsuafhængig i ligevægtstilstanden, kan t udelukkes. Derudover betragter vi kun prøverne i en dimension - nemlig x-retningen. Dette indebærer, at E kun skal differentieres i forhold til x .

* $\operatorname{div} E$ udtrykker ændringen i det elektriske felt E i tre dimensioner. (x,y og z).

Halvledere og halvleder-metal junctions

Poisson-ligningen:

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad [2.2.2.b]$$

Denne tidsuafhængige udgave af Maxwells 1. ligning kaldes også "Poisson ligningen". Ved hjælp af Gauss teorem, kan man integrere ladningskoncentrationen, og derved få et udtryk for det elektriske felt E:

$$E = \int \frac{\rho dx}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad [2.2.2.c]$$

Potentialet (V) kan samtidig findes som minus integralet til E:

$$V = -\int E dx \quad [2.2.2.d]$$

Hvis en partikel med en elementarladning (e) indsættes i det elektriske felt E, vil den blive påvirket af en elektrisk kraft givet ved $F = e \cdot E$. Analogt vil en elementarpartikel i potentialet V besidde den potentielle energi $\epsilon_{pot} = e \cdot V$.

Lad os nu kigge nærmere på en silicium/guld- overgang m.h.t. ρ , E og V.

2.2.3 Beskrivelse af ρ , E og V i en silicium/guld-overgang

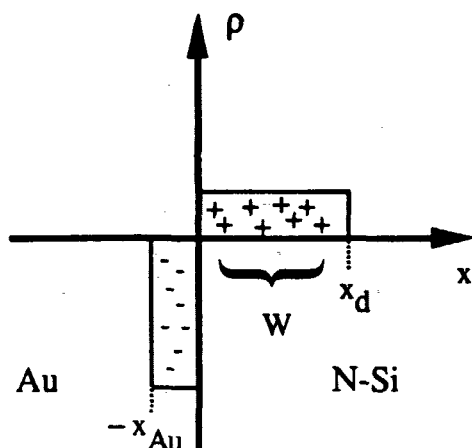
I en metal/halvleder-overgang vil ladningskoncentrationen(ρ) være givet ved:

$$\begin{aligned} \rho &= (p - n + N_d - N_a) \cdot e \\ \rho &= n_{tot} \cdot e \end{aligned} \quad \begin{array}{l} p \quad : \text{ konc. af frie huller} \\ n \quad : \text{ konc. af frie elektroner} \\ N_d \quad : \text{ konc. af ioniserede donatorer} \\ N_a \quad : \text{ konc. af ioniserede acceptoratomer} \\ n_{tot} \quad : \text{ total konc. af ladninger} \\ \quad \quad (p-n+N_d-N_a) \end{array}$$

I n-Si vil en guldpåsætning straks bevirke, at donatorerne ioniseres - deres ekstra elektron hopper over i metallet. Følgelig sker der en ophobning af elektroner på metalsiden og en

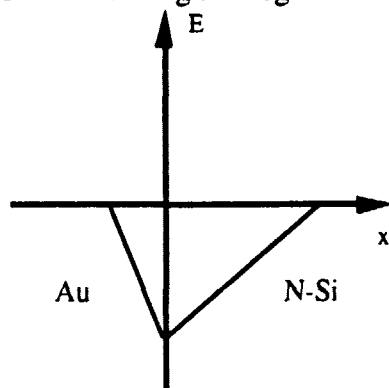
Halvledere og halvleder-metal junctions

ophobning af positivt ladede donor-ioner på halvledersiden. I de følgende beregninger antages, at ladningsbærerne fordeler sig homogent i hele depletion-området. Dvs. $\rho_{\text{dep}} = \text{konstant}$.



Figur 2.2.3.a. Simuleret ladningsfordeling i en Au/n-Si- overgang. Depletion-områdets bredde er givet ved $0 \leq x \leq x_d$ og betegnes w (width).

Ved at integrere den ovenstående fordeling af ladningskonc. fås det elektriske felt E . Fig 2.2.d viser den grafiske fremstilling af integralet.



Figur 2.2.3.b Det elektriske felt i Au/n-Si-området.

Rent matematisk vil vi kun udregne integralet for halvledersiden, da det er dette, der senere får betydning. For $-x_{\text{Au}} \leq x \leq x_d$ gælder det at :

$$E = \int \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} dx$$

$$E = \frac{\rho x}{\epsilon_0 \epsilon_r} + k \quad [2.2.3.a]$$

Halvledere og halvleder-metal junctions

Når den arbitrære konstant skal bestemmes, kan man udnytte, at for $x=x_d$ vil E have værdien 0:

$$0 = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} x_d + k$$

⇕

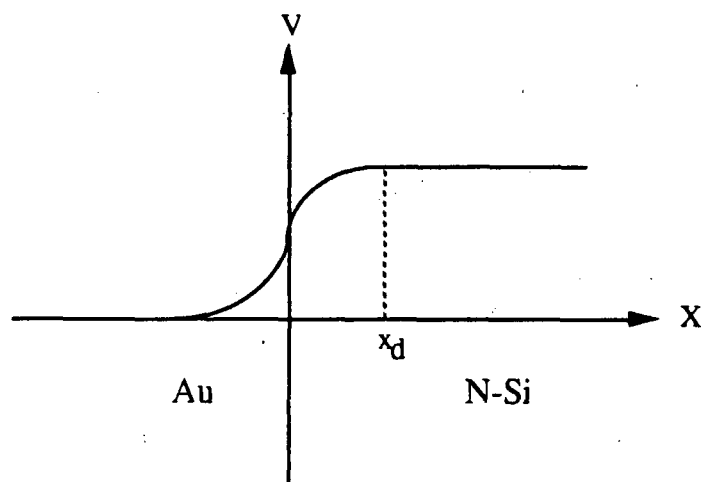
$$k = - \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} x_d$$

k indsættes nu i formel 2.2.3.a og E findes:

[2.2.3.b]

$$E = \frac{\rho x}{\epsilon_0 \epsilon_r} - \frac{\rho x_d}{\epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{\rho(x - x_d)}{\epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{e n_{\text{total}}}{\epsilon_0 \epsilon_r} (x - W)$$

Potentialet findes ved endnu en integration. Den grafiske fremstilling fremgår af fig.2.2.3.c



Figur 2.2.3.c Potentialet i Au/n-Si-overgangen.

Halvledere og halvleder-metal junctions

Udregning af integralet:

$$V = - \int \vec{E} \, dx$$

⇓

$$V = - \int \frac{|e| n_{\text{total}} x}{\epsilon_0 \epsilon_r} \, dx + \int \frac{|e| n_{\text{total}} x_d}{\epsilon_0 \epsilon_r} \, dx$$

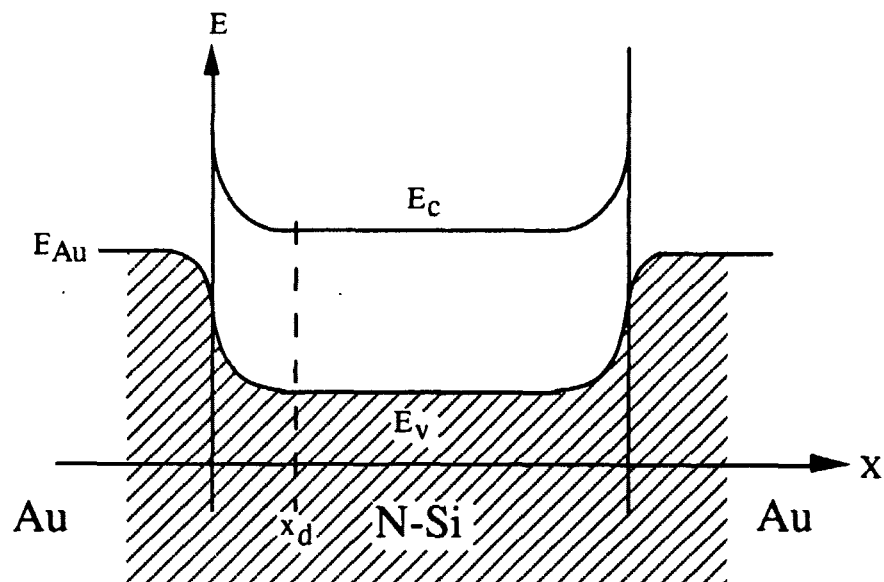
⇓

$$V = \frac{|e| n_{\text{total}} 1/2 x^2}{\epsilon_0 \epsilon_r} + \frac{|e| n_{\text{total}} x_d x}{\epsilon_0 \epsilon_r} + C$$

⇓

$$V = \frac{|e| n_{\text{total}} (-1/2 x^2 + x_d x)}{\epsilon_0 \epsilon_r} + C \quad [2.2.3.c]$$

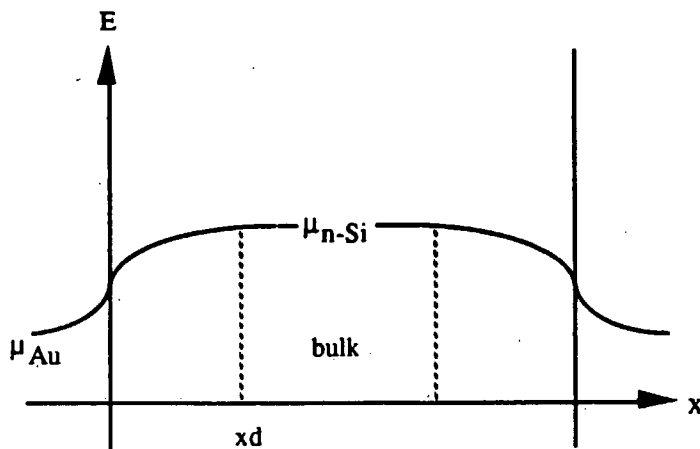
Potentialet ses at blive afbøjet omkring metal/halvleder-området. Hvis en elektron gennemløber prøven i x-aksens retning, vil dens potentielle energi ændres på samme måde som potentialet i prøven. Efter Au/Si-sammenføring skal de enkelte energiniveauer i henholdsvis guld og silicium justeres med den nu fremkomne ekstra potentielle energi $e \cdot V$. For en n-type silicium vil dette betyde en sænkning af valens- og lednings-bånd. Se fig.2.2.3.d.



Figur 2.2.3.d Energibandsfordelingen efter sammenføring af guld og n-Si

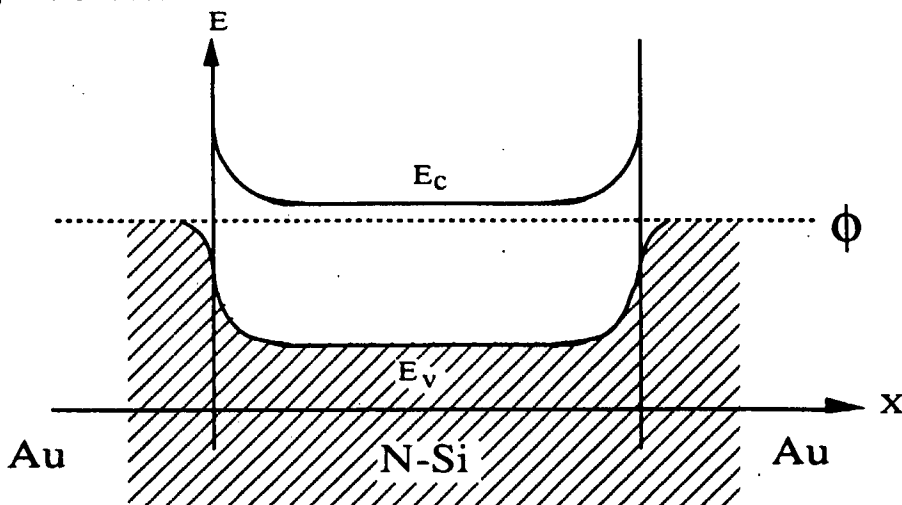
Halvledere og halvleder-metal junctions

Ved sammenføring af guld og n-Si vil det kemiske potentiale ændres. Når der i n-typens depletion-område fjernes elektroner, vil det kemiske potentiale falde (Det kræver nu mindre energi at tilføre den $n+1$ 'ste partikel) Derimod vil μ i metallens overflade stige en smule, da der her er blevet indsat ekstra elektroner. I bulk vil μ forblive upåvirket.



Figur 2.2.3.e Kemisk potentiale i n-Si efter sammenføring med guld - hvis der intet indre felt virkede i prøven.

Men også μ skal justeres p.g.a den ekstra potentielle energi $e \cdot V$. Herved får man et udtryk, det elektrokemiske potentiale (ϕ), ($\phi = \mu + e \cdot V$.) Fig.2.2.3.f viser den reelle placering af energibånd samt elektrokemiske potentiale ved Au/n-Si-overgang. Bemærk at ϕ er den samme gennem hele prøven, og at størrelsen af ϕ er identisk med guldets yderste energiniveau. Hvis ϕ varierer gennem prøven, er ligevægt endnu ikke indtrådt - jvf. afsnit 2.2.1.



Figur 2.2.3.f Den reelle placering af energibånd, samt elektrokemisk potentiale ved Au - n-silicium - junction.

Halvedere og halvleder-metal junctions

For at undersøge størrelsen af potentialet i depletion-området, må vi integrere E over intervallet $0 \leq x \leq x_d$. Samtidig kan vi benytte at $\Delta\mu/e = V$:

$$V = \int_0^{x_d} E \, dx = \left[\frac{e n_{\text{total}}}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left(\frac{1}{2} x^2 + x_d x \right) + C \right]_0^{x_d}$$

⇕

$$V = \frac{e n_{\text{total}}}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left(-\frac{1}{2} x_d^2 + x_d x_d + C - C \right)$$

⇕

$$\frac{\Delta\mu}{e} = \frac{e n_{\text{total}}}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left(\frac{1}{2} x_d^2 \right)$$

⇕

$$\Delta\mu = \frac{e^2 n_{\text{total}} W^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} \quad [2.2.3.d]$$

Depletionlagets tykkelse kan nu udledes:

$$W^2 = \frac{2 \epsilon_0 \epsilon_r \Delta\mu}{e^2 n_{\text{total}}}$$

Ved lave temperaturer ($T < 250\text{K}$) antager man, at der næsten ingen intrinsic elektroner eksisterer i depletion-området og at alle podnings-atomer er ioniserede. Da det samtidig gælder, at depletionzonen er næsten fuldstændig tømt for frie elektroner, må dep.områdets ladningsdensitet (n_{tot}) udelukkende afhænge af densiteten af donor- og acceptor-atomer ($N_d - N_a$). Hvis man ydermere antager, at $(N_d - N_a)$ i depletion-området svarer til $(N_d - N_a)$ i bulk, kan man opstille den søgte sammenhæng mellem depletionzonens bredde og antallet af dopingatomer i bulk:

$$W^2 = \frac{2 \epsilon_0 \epsilon_r \Delta\mu}{|e|^2 (N_d - N_a)} \quad [2.2.3.e]$$

Tykkelsen af depletionlaget kan beregnes, ud fra vores forsøgsdata (se afsnit 4.1) og konstanten $\epsilon_0 \epsilon_r$ er givet ved tabelværdien for siliciums dielektricitetskonstant. Det skal vise sig, at forskellen mellem guld og siliciums kemisk potentiale $\Delta\mu(\text{Au-Si})$ er temperaturafhængig.

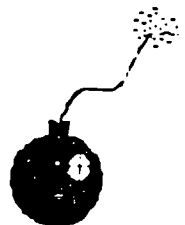
Halvledere og halvleder-metal junctions

Men når sammenhængen mellem temperatur og $\Delta\mu$ først er fundet, vil det være muligt at bestemme $N_d - N_a$ som:

$$N_d - N_a = \frac{\Delta\mu(\text{Au} - \text{Si}) 2 \epsilon_0 \epsilon_r}{W^2 |e|^2} \quad [2.2.3.f]$$

Med kendskab til koncentrationen af donoratomer i bulk kan ledningsevnen og derefter den specifikke modstand udledes.

I dette afsnit er en n-halvleder blevet brugt som gennemgående eksempel. I en p-halvleder vil graferne for ρ , E og V blot være det omvendte af de fundne grafer for en n-halvleder. Den opstillede formel for W kan gøres gældende for en p-halvleder ved blot at indsætte $(N_a - N_d)$ i stedet for $(N_d - N_a)$.



Kapitel 3

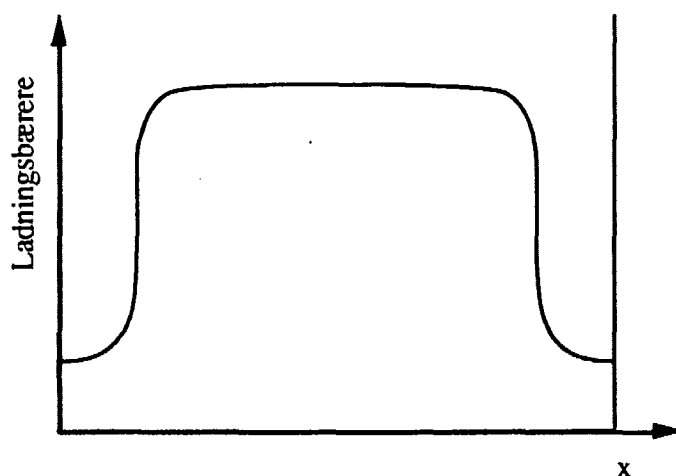
I dette kapitel vil vi forklare, hvordan man kan ækvivalere en siliciumprøve med et elektrisk kredsløb, bestående af modstande og kondensatorer. Bagefter, i afsnit 3.2, kommer en redegørelse for hvordan vi forventer, at de enkelte kredsløbskomponenter vil afhænge af temperaturen.

3.1. Hatmodellen

Målet er at lave en model, hvormed vi kan tage højde for overflade-effekterne, så det er muligt at bestemme den indre specifikke modstand (Bulk-resistiviteten).

Som det fremgik af forrige afsnit, vil metal-halvleder-kontakten frembringe en inhomogen fordeling af frie ladningsbærere i krystallen. Hvis der er tale om en n-type, vil der i dette tilfælde ske en udtømmning af ledningsbåndet for elektroner nær sammenføjningen.

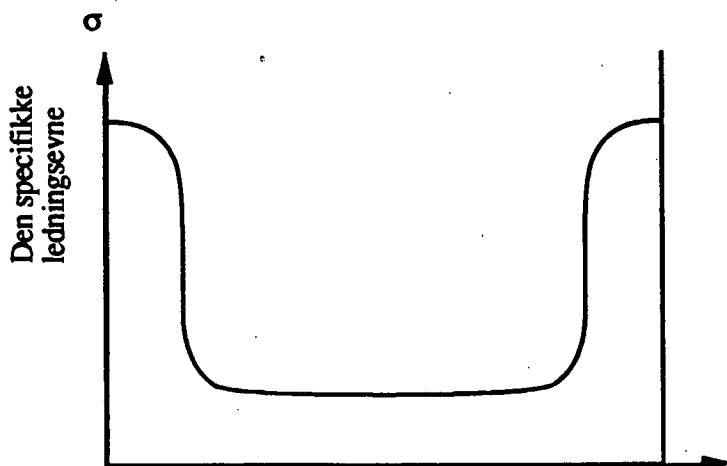
Elektronerne vil bevæge sig over i guldnet. Hvis der er tale om en p-type vil der forekomme en udtømmning af positive huller i valensbåndet nær sammenføjningen. Husk at gulds kemiske potentiale ligger mellem energiniveauerne i valensbåndet og ledningsbåndet. Det at der hopper elektroner fra guld-laget ned i silicium-krystallens ledningsbånd, vil svare til at der hopper huller ind i guld-laget. I begge tilfælde vil sammenføjningen medføre, at der forkommer færre frie ladningsbærere, og dermed større specifik modstand (resistivitet) i krystallens overflade.



Figur 3.1.a Fordelingen af frie ladningsbærere igennem cylinderen.

Hatmodellen

Den inhomogene ladningsfordeling resulterer i, at resistiviteten ikke er ens over hele prøven.
 $R=1/(n\lambda e)$

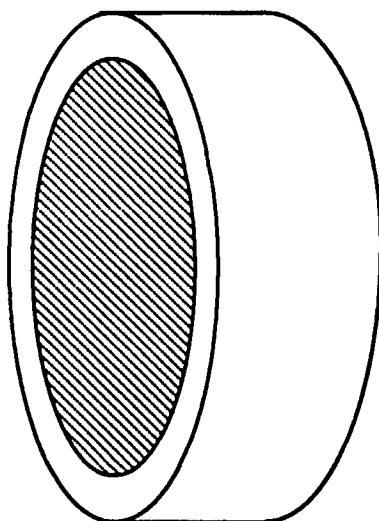


Figur 3.1.b Den specifikke modstand i prøven..

Hvis man forsøgte at måle modstanden i prøven ved jævnstrømsmåling, ville man måle modstanden over såvel bulk som depletion. Det er ikke muligt ved hjælp af jævnstrømsmåling at bestemme den indre modstand (bulkresistiviteten).

Vi skal nu se hvordan man ved ac-måling kan få flere informationer om materialet .

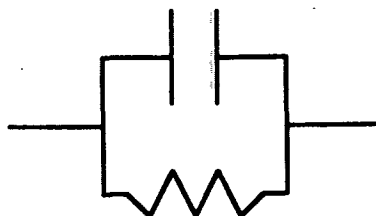
3.1.1 Modellering ved hjælp af elektriske kredsløb.



Figur 3.1.1.a Prøven med pådampet guldelektrode.

Hatmodellen

Ihukom prøvens udseende. Den ligner i mistænkelig grad en kondensator (se appendix A). Vi har to metalplader over for hinanden, med et dielektrikum imellem. Det er godtnok et temmelig dårligt dielektrikum, idet silicium jo har en ledningsevne. En kondensator med en indre modstand kan ækvivaleres med en parallelforbindelse bestående af en ideel kondensator og en ideel modstand.



Figur 3.1.1.b Parallel RC-forbindelse, i det følgende er den ofte betegnet som et RC-led.

C-værdien i det idealiserede parallelkoblede RC-led vil udelukkende afhænge af dielektricitetskonstanten og geometrien i den kondensator det ækvivalerer. Den vil ikke være afhængig af dielektrikumets modstand.

Man skulle formode, at man ved at måle impedansen (Z) som funktion af vinkelhastigheden (ω), ville få en afbildning svarende til impedanskurven for et RC-led*. Men det at resistiviteten i overfladen er anderledes end i bulk-zonen, gør faktisk situationen lidt mere kompliceret. For at komme videre i dette her, vil vi endnu engang gøre den antagelse, at de frie ladningsbærere fordeler sig homogent i depletion-zonen, såvel som i bulk-zonen, og at der sker en brat overgang fra bulk til depletion. Vi går altså ud fra, at den geometriske ladningsfordeling ser ud som på figur 3.1.1.c.

* I appendix B kan du læse om kompleks-symbolisk metode, regning med impedanser og alt det lir.

Hatmodellen

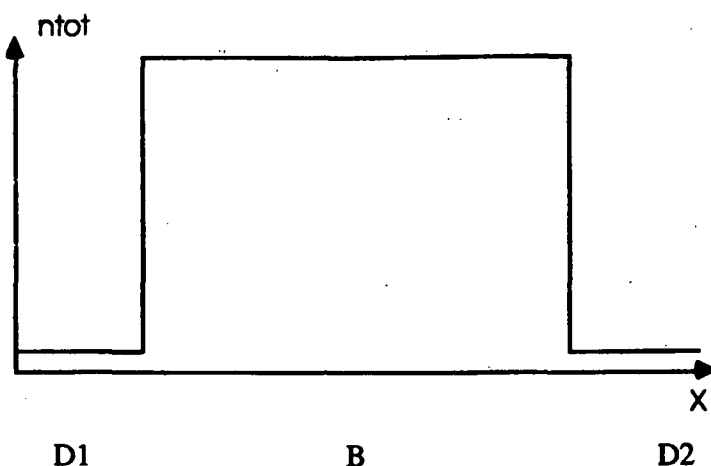
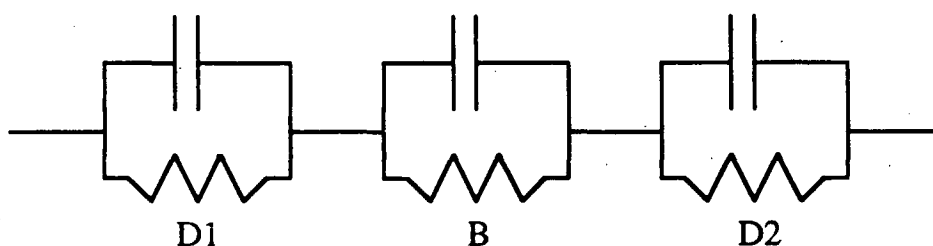


Fig.3.1.1.c n_{tot} er ladningsdensiteten, x -aksen er et snit på langs gennem prøven, og l er prøvens udstrækning. Kurven har form som en hat. Derfor kalder vi den for hatmodellen.

Vi kan strengt taget ikke underbygge denne påstand, men lader det stå som en hypotese, som kan vurderes iforhold til vores måleresultater. Vi påstår nu, at prøven kan ækvivaleres med 3 led, bestående af parallelle modstande og kondensatorer.



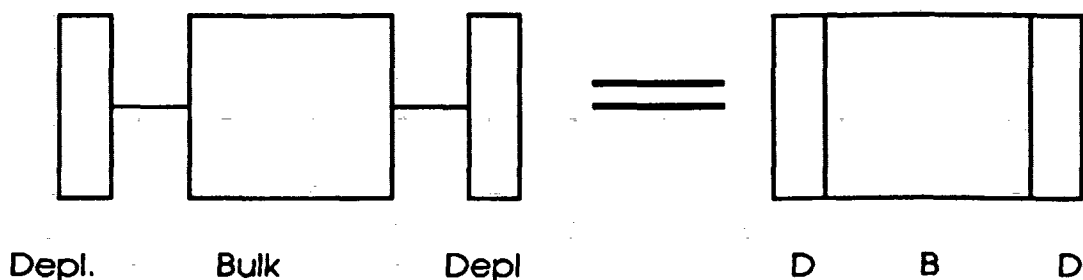
Figur 3.1.1.d Prøven kan ækvivaleres med tre RC-led. D1 og D2 repræsenterer depletionzonen, og B repræsenterer bulk-zonen.

Da ladningsbærerne i hele prøven ikke er homogent fordelt, må prøven deles op i flere områder, som hver for sig har en homogen ladningsfordeling og dermed en "homogen resistivitet". I vores modellering forudsætter vi at ladningsfordelingen er statisk. Vi forestiller os som tankeeksperiment, at vi kan skære prøven over i overgangen fra bulk til depletion. Vi har altså 3 klodser: En klods med lille specifik modstand : bulk-zonen, og to klodser med større specifik modstand : depletionzonerne.

Modstanden i bulkzonen vil være givet ved $R_b = d_b / (\sigma_b A)$, og resistansen i en depletionklods vil være givet ved $R_d = d_d / (\sigma_d A)$, hvor σ er den specifikke ledningsevne, d er længden og A er tværsnitsarealet af klodseme.

Ved at forsyne klodseme med supraledeende materiale i enden, og dernæst forbinde dem med supraledeende ledninger, får vi en situation svarende til prøven.

Hatmodellen



Figur 3.1.1.e Vi betragter prøven som 3 adskilte klodser med forskellige materiale- egenskaber. Klodserne kan kun vekselvirke elektrisk.

Kapacitansen i bulkzonen er givet ved følgende :

$$C_b = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d_b} \quad [3.1.1.a]$$

og kapacitansen i hver af depletion-zonerne er givet ved

$$C_{d1} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{W} \quad [3.1.1.b]$$

Den samlede geometriske kapacitans forbliver den samme:

$$\frac{1}{C_{\text{serie}}} = \frac{2}{C_{d1}} + \frac{1}{C_b} = \left(\frac{2W}{A\epsilon_0\epsilon_r} + \frac{d_b}{A\epsilon_0\epsilon_r} \right) = \frac{d_{\text{samlet}}}{A\epsilon_0\epsilon_r} = \frac{1}{C_{\text{samlet}}}$$
$$\Rightarrow C_{\text{serie}} = C_{\text{samlet}} \quad [3.1.1.c]$$

Kapacitansen i serie-forbindelsen af klodserne er den samme som kapacitansen i den oprindelige prøve. Vi har altså ikke ændret på kapacitansen i prøven ved at skære den i skiver.

3.1.2 Forsimpling af modellen.

Da det er muligt at reducere den tre-leddede model, til en tilsvarende model med kun to led, gør vi dette, da det herved bliver væsentligt lettere at overskue udregningerne.

Hatmodellen

Vi har at :

$$Z = \frac{1}{\frac{1}{R_{d1}} + j\omega C_{d1}} + \frac{1}{\frac{1}{R_b} + j\omega C_b} + \frac{1}{\frac{1}{R_{d2}} + j\omega C_{d2}} \quad [3.2.1.a]$$

Hvor første og sidste led angiver impedansen i depletionlaget, og det midterste led angiver bulk-impedansen.

$$\text{Da } C_{d1} = C_{d2} \text{ og } R_{d1} = R_{d2}$$

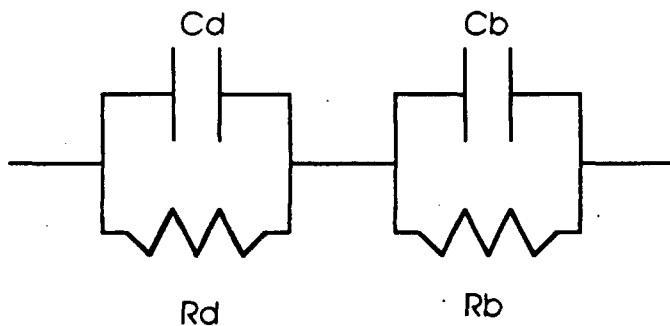
kan [3.1.d] omskrives til:

$$Z = \frac{2}{\frac{1}{R_{d1}} + j\omega C_{d1}} + \frac{1}{\frac{1}{R_b} + j\omega C_b} \quad [3.2.1.b]$$

Som igen kan omformes til :

$$Z = \frac{1}{\frac{1}{2R_{d1}} + \frac{j\omega C_{d1}}{2}} + \frac{1}{\frac{1}{R_b} + j\omega C_b} \quad [3.2.1.c]$$

Rent grafisk tager den forsimplede model sig således ud:



Figur 3.1.2.a Nu har vi forsimplet modellen til to led.

Hammodellen

Det første led i formlen (3.2.1.c) repræsenterer det første led i modellen :

$$R_{d1} = R_d/2, \text{ og } C_{d1} = 2C_d.$$

De fire modelparametre R_d, R_b, C_d og C_b er mulige at bestemme ved hjælp af impedansspektroskopi. De indeholder informationer om ladningsdensitet og ladningsfordeling i prøverne. Inden vi går igang, skal vi lige se på temperaturafhængigheden af disse parametre.

3.2. Temperaturafhængighed

Ved at undersøge prøvernes frekvensafhængige respons, kan R- og C-værdierne i det ækvivalente RC-kredsløb således findes. For at kunne fortolke disse værdier entydigt, er det dog nødvendigt at foretage impedansspektroskopi ved forskellige temperaturer. I det følgende vil vi gennemgå, hvorledes henholdsvis depletion-zonens og bulk-zonens kapacitans og modstand afhænger af temperaturen. Da vores forsøg blev foretaget i intervallet 80 - 300 K, vil der blive fokuseret på delkomponenternes egenskaber i dette temperaturområde.

Kapacitanser.

Som tidligere behandlet i afsnit.2.5. afhænger depletionlagets tykkelse af forskellen i guld og siliciums kemiske potentiale:

$$W^2 = \frac{2 \epsilon_0 \epsilon_r \Delta\mu(\text{Au-Si})}{|e|^2 (N_d - N_a)} \quad [3.2.a]$$

Det kemiske potentiale for guld (μ_{Au}) vil stort set forblive uændret ved temperatursvingninger. Derimod vil siliciums kemiske potentiale være temperaturbestemt.

N-type silicium: Ved lave temperaturer ($T < 100$ K) vil det kemiske potentiale (μ_n) ligge lige under ledningsbåndet (ca. 0.1 eV under ledningsbåndet). Men ved temperaturer over ca. 100K vil den tilførte termiske energi nu være så stor, at der eksiteres relativt mange elektroner fra valensbåndet og op i ledningsbåndet. Herved sænkes det kemiske potentiale.

Ved en given temperatur vil antallet af eksiterede elektroner være så stort, at n-halvlederens kemiske potentiale er sænket til det kemiske potentiale i intrinsic silicium (se fig.3.2.a).

Bemærk, at $\mu_n(T)$ aldrig vil ligge lavere end μ_i .

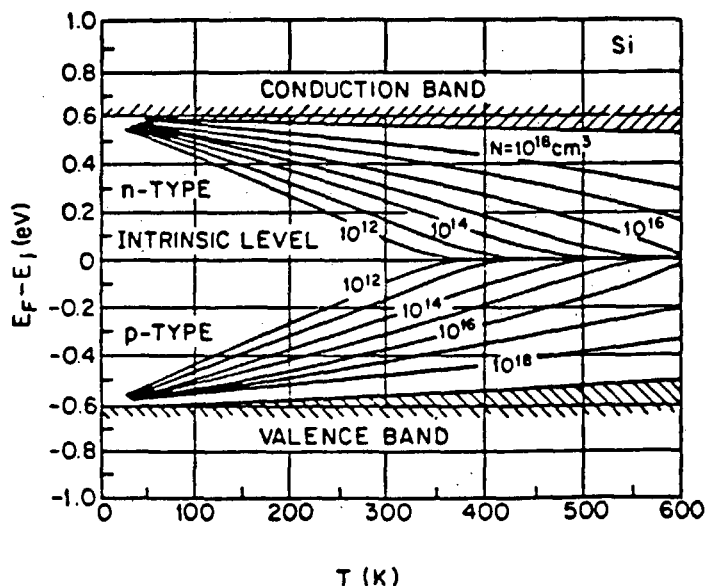
Hatmodellen

Når det kemiske potentiale skal udtrykkes som funktion af temperaturen, beskriver man ofte ændringen i forhold til grundniveauet μ_i :

$$\mu_n = \mu_i + kT \cdot \ln \left\{ y \sqrt{1 + \frac{1}{y^2}} \right\}$$

$$Y = \frac{N_d - N_a}{2 n_i} \quad [3.2.b]$$

P-type silicium: I en p-type silicium vil eksitation af elektroner fra valensbåndet til ledningsbåndet bevirke, at det kemiske potentiale (μ_p) hæves. Også her gælder det, at μ_p ved temperaturstigning nærmer sig det kemiske potentiale for intrinsic silicium.



Figur 3.2.a Ændring i forskelligt podede n- og p-typers kemiske potentiale som funktion af temperaturen.

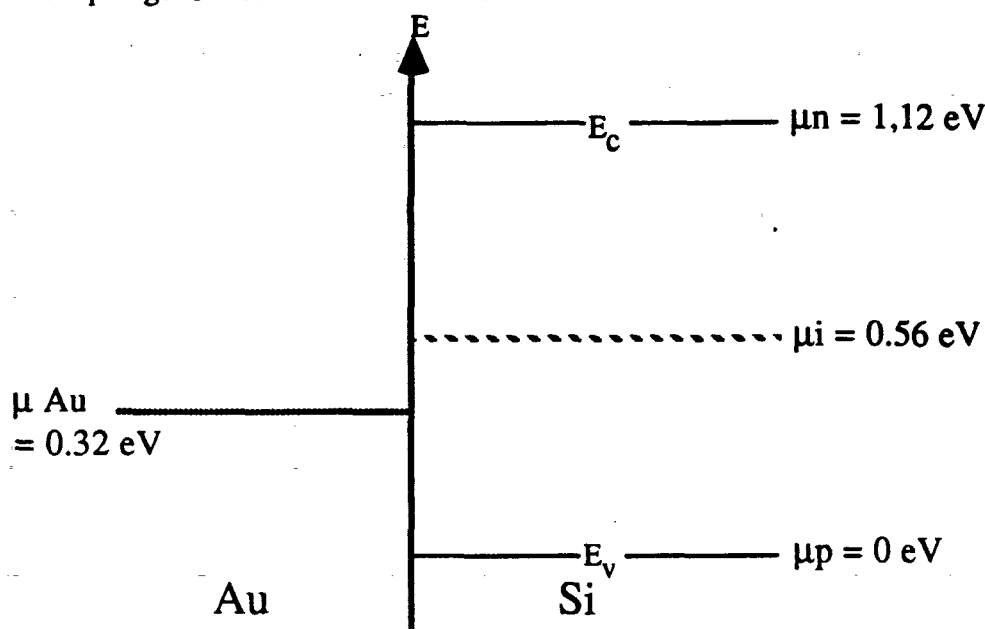
For en p-type fås sammenhængen:

$$\mu_p = \mu_i + kT \cdot \ln \left(y \sqrt{1 + \frac{1}{y^2}} \right),$$

$$y = \frac{N_a - N_d}{2 n_i} \quad [3.2.c]$$

Hatmodellen

Au/Si - overgang: I vores prøver vil de kemiske potentialer i guld og silicium relativt være placeret som på figur 3.2.b.



Figur 3.2.b. Relativ placering af kemiske potentialer i guld og silicium ved 0K. For at skabe et fælles reference-niveau er energi-værdierne her relateret til valensbåndet i silicium.

Betragter vi en Au/Si_n - overgang, kan det konkluderes, at $\Delta\mu (\text{Au} - \text{Si}_n)$ vil falde, når temperaturen stiger ($100\text{K} \rightarrow$). Gulds kemiske potentiale er konstant, mens n-typens kemiske potentiale falder. Når det kemiske potentiale har nået grundniveauet μ_i , må man forvente en konstant $\Delta\mu$ givet ved $\Delta\mu(\text{Au} - \text{Si}_i)$. Faldet i kemisk potentiale vil medføre en formindskelse af depletionlagets tykkelse (jvf. formel 3.2.a), hvilket igen vil medføre en tilsvarende forøgelse af C_d ($C_d = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot A / W$). Ved $\mu_n = \mu_i$ bør man få en konstant bredde af depletion-zonen, og dermed en konstant C_d -værdi.

I en Au/Si_p -overgang vil $\Delta\mu$ ligeledes aftage med temperaturen, og derved forårsage en stigning i depletionlagets kapacitans. Dog vil μ_p ved en given temperatur være identisk med μ_{Au} . Herved eksisterer der ingen forskel i kemisk potentiale og depletion vil ophøre!! Stiger det kemiske potentiale i p-halvlederen så meget, at det nu ligger over det kemiske potentiale for guld, kan der ingen depletion registreres. Dette skyldes, at elektroner nu vil være i stand til at vandre fra p-halvlederen og ud i guldet. Denne proces skaber en forøgelse af ladningsbærer (huller) i p-halvlederens overflade, hvilket blot opfattes som en udvidelse af elektroden. Halvlederens overflade har nu fået en ledningsevne svarende næsten til metallens. For en p-type må det konkluderes, at C_d stiger med temperaturen, for så pludselig at forsvinde ($\mu_{\text{Au}} = \mu_p$).

Hatmodellen

Om grænsetilfældene $\mu_p = \mu_{Au}$ og $\mu_n = \mu_i$ vil nå at indtræde i vores måleområde, kan afgøres v.h.a. lidt regnearbejde. Hvis prøvernes n_{tot} - værdier kendes, kan man beregne placeringen af henholdsvis μ_n og μ_p ved 300K. Ved 300 K har man beregnet, at $n_i = 1,45 \cdot 10^{16} \cdot m^{-3} = 1,45 \cdot 10^{10} cm^{-3}$, og man kan derfor udvide formel 3.2.b og formel 3.2.c:

$$\mu_{n/p} = \mu_i \pm kT \cdot \ln \left\{ y \sqrt{1 + \frac{1}{y^2}} \right\} \quad Y = \frac{|N_d - N_a|}{2 n_i}$$

$$\mu_{n/p} = 0,56 \pm 8,617 \cdot 10^{-5} \cdot 300 \ln \left\{ \frac{|N_d - N_a|}{2 \cdot 1,45 \cdot 10^{10}} \sqrt{1 + \frac{(2 \cdot 1,45 \cdot 10^{10})^2}{|N_d - N_a|^2}} \right\}$$

Hvor: k : Boltzmanns konstant = $8,617 \cdot 10^{-5} eV/K$

Fra senere udregninger ved vi faktisk, at $(N_d - N_a)$ vil ligge i området $10^{18} m^{-3} = 10^{12} cm^{-3}$. En tilnærmet, gennemsnitlig værdi af μ_n og μ_p ved 300 K kan derfor bestemmes. For en mere præcis udregning, må man have de eksakte værdier af $(N_d - N_a)$.

$$\mu_{n/p} = 0,56 \pm 8,617 \cdot 10^{-5} \cdot 300 \cdot \ln \left\{ \frac{10^{12}}{2 \cdot 1,45 \cdot 10^{10}} \sqrt{1 + \frac{(2 \cdot 1,45)^2}{10^{24}}} \right\}$$

$$\mu_{n/p} = 0,56 \pm 0,0915 eV$$

$$\mu_n = 0,65 eV \quad (\mu_i = 0,56 eV)$$

og

$$\mu_p = 0,47 eV \quad (\mu_{au} = 0,32 eV)$$

OBS: I disse beregninger er størrelserne af μ_n , μ_p og μ_i relateret til det øverste energiniveau i siliciums valensbånd.

Ud fra denne beregning ses, at μ_n teoretisk set ikke har nået μ_i -værdien ved 300 K. I forsøget skal vi derfor ikke forvente en konstant C_D i n-typer. Derimod har μ_p oversteget det kemiske potentiale i guld, hvorved vi bør iagttage en pludseligt "uddøende" C_D i p-typer.

Hatmodellen

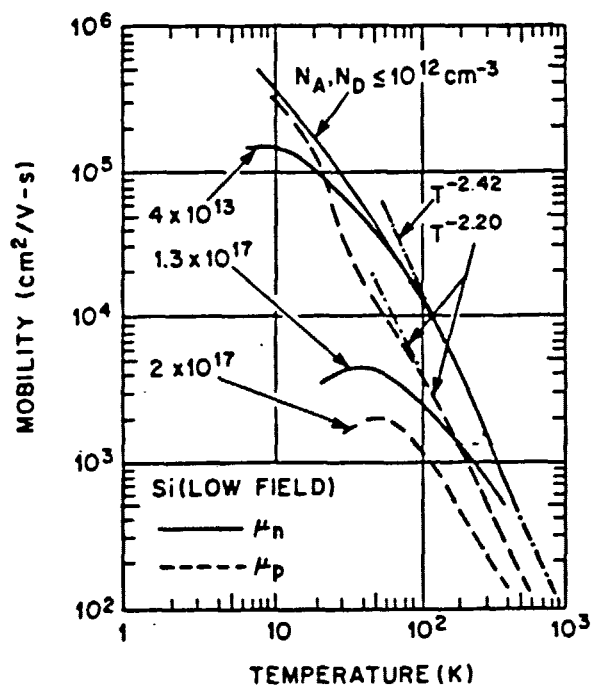
Selvom depletionlagets tykkelse ændres, har dette meget ringe indflydelse på tykkelsen af selve bulk-zonen. Depletionlagets tykkelse ligger i området 10^{-5} m. mens selve prøven har en bredde på ca. $2,2 \cdot 10^{-3}$ m. Ud fra dette størrelsesforhold, er det forsvarligt at antage, at bredden - og dermed også kapacitansen - af bulk er konstant ved alle temperaturer. Af størrelsesforholdet kan det samtidig ses, at C_D må være betydeligt større end C_B - jo større bredde, desto lavere kapacitans.

Modstandsværdier.

Modstandsværdierne i prøven er givet ved:

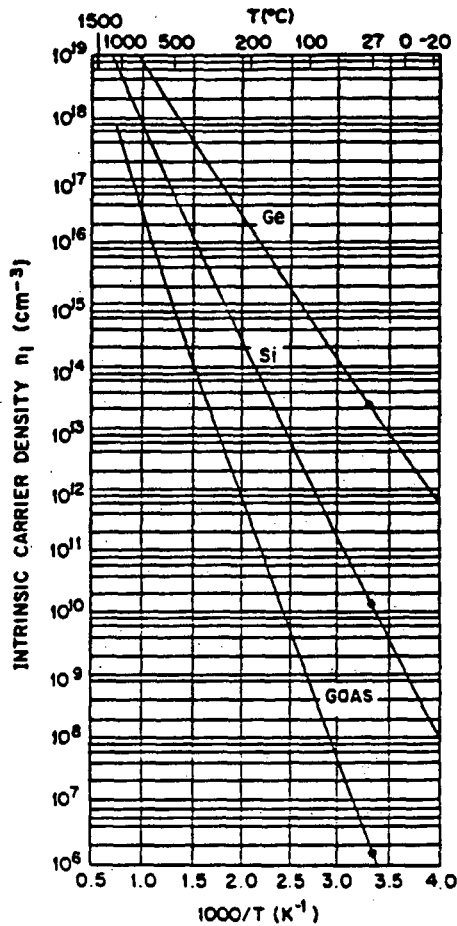
$$R = \frac{d}{\sigma \cdot A} = \frac{d}{n_{n+p} e \lambda A} \quad [3.2.d]$$

I bulk-zonen varierer længden af området som sagt ikke med temperaturen. Når bulkmodstanden R_B alligevel er temperaturafhængig, skyldes det ændringer i mobilitet (λ) og ladningsbærerdensitet (n_{n+p}) Ved temperaturstigning vil de termiske bevægelser i gitteret besværliggøre elektronernes vandring igennem materialet. Herved forringes elektronernes mobilitet. Fig.3.2.c illustrerer hvorledes temperaturen indvirker på mobiliteten i forskelligt dopet silicium.



Figur 3.2.c Mobilitetens temperaturafhængighed i forskelligt dopet Si. $N_A, N_D \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ er her den interessante kurve.

Samtidig med at mobiliteten falder, vil antallet af frie elektroner stige med temperaturen. Jo højere temperatur, desto flere elektroner eksiteres op i ledningsbåndet, hvorved ledningsevnen øges.



Figur 3.2.d. Antallet af intrinsic atomer i Si som funktion af temperaturen.

I vores tilfælde, hvor $|N_D - N_A| = 10^{18} \text{ m}^{-3}$, må vi dog konstatere, at n_i ingen relativ indflydelse har på antallet af frie ladningsbærere. Selv ved 300K udgør n_i kun 1% af det samlede antal ladningsbærere ($n_i = 1,45 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$). Først ved temperaturer omkring 370K vil n_i medføre en væsentlig ladningsbærere-forøgelse ($n_i \approx |N_D - N_A| \approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$). Se fig.3.2.d.

Ud fra disse overvejelser må det konkluderes, at bulkzonens modstand falder med temperaturen (i temperatur-intervallet: 80 - 300K) - mobiliteten falder en faktor 10, mens antallet af ladningsbærere forbliver næsten konstant. Depletionlagets tykkelse aftager derimod med temperaturen. Vi må derfor formode, at R_D falder, når temperaturen stiger.

Hatmodellen

Den specifikke modstand i bulk er langt mindre end den specifikke modstand i depletion-området (her er næsten ingen ladningsbærere) Bulk har derimod en væsentlig større udbredelse, hvilket gør det problematisk at udtale sig om størelsesforholdet mellem R_b og R_d .

Efter denne gennemgang kan man nu opstille et skema over R- og C-værdiernes forventede karakteristika ved temperaturstigninger.

N-type / P-type	R_d	R_b	C_d	C_b
80 K ↓ 300 K	Faldende	Stigende	Stigende p-type: Bør brat forsvinde.	Konstant



Kapitel 4

Dette lille kapitel, er en overgang fra teori til eksperiment i. Vi er nu kommet igennem den teori, der er nødvendig for at opstille en "strategi" for eksperimentet og den videre bearbejdning af måleresultaterne. I det følgende vil vi kort beskrive denne strategi.

Fra teori til eksperiment

I kapitel 2 viste vi hvordan koncentrationen af doping-atomer, N_{dop} , kan bestemmes ud fra kendskab til forskellige parametre, bl.a. bredden af depletionlaget, W .

I kapitel 3 opstillede vi en matematisk/elektrisk model - hatmodellen - for ladningsfordelingen af en silicium prøve med guldelektroder. Og vi forudså hvordan de forskellige modelementer, vil ændre sig med temperaturen.

Vi vil i kapitel 5 opstille et forsøg, der gør det muligt at sammenkæde model og virkelighed. Strategien for dette forsøg er som følgende:

1) Eksperiment

Vi vil måle impedansen af 6 Siliciumprøver, ved forskellige frekvenser og temperaturer.

2) Model tilpasning

Ud fra forsøgsdata'erne vil vi finde størrelserne af de forskellige R og C værdier, der indgår i den matematiske model. Vi vil altså finde værdierne af R_d , R_b , C_d og C_b i modellen. For at bestemme disse værdier, benytter vi en "fitte-metode".

3) Fortolkning

Næste trin bliver at se, om de fundne værdier af R_d , R_b , C_d og C_b afhænger af temperaturen som vi ud fra vores teori, har forudsagt de skal gøre.

Fra teori til eksperiment

Vi vil derefter fortolke R og C værdierne på det mikroskopiske plan. Vi vil gennem kendskab til R og C værdierne, bestemme antallet af donorer og acceptorer. Mere specifikt vil vi gå ud fra sammenhængen:

$$N_{\text{dop}} = \frac{2 \epsilon_0 \epsilon_r \Delta\mu(\text{Au-Si})}{e^2 W^2} \quad [4.a]$$

Vi kender på forhånd ϵ_0 , ϵ_r og lel . Disse er konstante og givet ved tabelværdier. Vi mangler nu udtryk for hhv. $\Delta\mu(\text{Au-Si})$ og W .

Forskellen i de kemiske potentialer, $\Delta\mu(\text{Au-Si})$ er forskellig for N- og P-type halvledere. Men vi kan på nuværende tidspunkt sige at, det ved lave temperaturer (omkring 80 K), gælder at:

$\begin{aligned} \Delta\mu(\text{Au-Si}) \text{ for n-type} &= 0.7 \text{ eV}^* \\ \Delta\mu(\text{Au-Si}) \text{ for p-type} &= 0.2 \text{ eV} \end{aligned}$
--

Vi mangler nu at bestemme W , og denne kan vi bestemme ud fra kendskab til kapacitansen i depletionzonen. W er givet ved udtrykket:

$$W = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{2C_d} \quad C_d = \frac{1}{2} C_{d1} = \frac{1}{2} C_{d2} \quad [4.b]$$

Vi kan nu, ud fra vores fundne C_d (ved lav temperatur), bestemme tykkelsen af depletionlaget, W og herigennem ladningsbærerensiteten N_{dop} , men kun hvis vi enten antager det er en n-type eller en p-type. Dvs. vi vil få to mulige resultater, ét med beregninger foretaget med $\Delta\mu(\text{Au-Si})$ for n-type og et med $\Delta\mu(\text{Au-Si})$ for p-type.

Disse to resultater, kan vi nu sammenligne med resultaterne fra en anden metode til udregning af ladningsbærerensiteten.

Den anden metode, er baseret på kendskab til bulk resistansen R_b ved 300 K.

Det gælder at:

$$N_{\text{dop}} = \frac{1}{lel R_b \lambda} \frac{d}{A} \quad [4.c]$$

* Ved lave temperaturer er $n_{p+n} = N_{\text{dop}}$, idet de frie ladningsbærere kun stammer fra podningsatomerne.

Fra teori til eksperiment

hvor e er elektronens ladning, R_b er bulkresistansen fundet ved 300 K og λ er mobiliteten for ladningsbærerne. Eftersom ladningsbærerne i en n-type er elektroner og i en p-type er huller, vil også mobiliteten være afhængig af halvledertypen. Vi har at ved stuetemperatur (300 K) :

λ for elektroner (N-type)	= 0.14 $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
λ for huller (P-type)	= 0.048 $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$

Hvis vi så foretager udregningerne af N_{dop} , med hhv. mobiliteten for huller og elektroner, vil vi igen have to værdier for ladningsdensiteten.

Resultaterne fra udregningerne baseret på kendskab til C_d , og resultaterne baseret på R_b , kan nu sammenlignes. Vi skulle så være istand til at bestemme, om der er tale om n-type eller p-type, samt hvad ladningsbærerens densiteten N_{dop} måtte være.

4) Sammenligning af resultater:

Det skulle så være muligt at sammenligne vores resultater, med resultater fra andre målinger, foretaget med en optisk baseret metode (FTIR), som Topsil har fået udført.



Kapitel 5

I dette kapitel vil vi beskrive de data vi kender om prøverne. Hvordan vi har pådampet elektroderne til at skabe den elektriske kontakt, som er nødvendig for at måle på prøverne. Der vil blive beskrevet, hvordan vi har målt og hvordan måleopstillingen fungerer. Til sidst vil der være en oversigt over den forsøgsgang vi har fulgt.

5.1 Præsentation af prøverne.

De 6 silicium-prøver vi har målt på, har vi fået tilsendt fra firmaet Topsil. Silicium-prøverne er ultra rene én-krystaller. Dvs. at de udover at være blevet rensset meget grundigt ved produktionen, samtidigt også er (næsten) perfekte krystaller. Hver prøve er i princippet een regelmæssig krystal.

Da det er umuligt at fremstille helt rene én-krystaller, uden at der vil være enkelte fremmede atomer tilstede, er de 6 prøver vi måler på også n-og p-typer. Vi har fået at vide af Topsil, at 3 af prøverne er n-typer og de andre 3 p-type. I hver prøve er der præget et nummer, og vi har i vores beregninger været nødt til at antage, at denne uregelmæssighed ikke har nogen særlig betydning for halvlederens elektriske egenskaber.

De pådampede guldelektroder har samme diameter på alle prøverne.

Type	Præget nr	Diameter	Tykkelse	Guld diameter
n	1	9.90	2.30	9.00
n	94	9.85	2.30	9.00
n	11	9.85	2.25	9.00
p	19	9.70	2.20	9.00
p	26	9.90	2.25	9.00
p	92	9.80	2.25	9.00
		m ⁻³	m ⁻³	m ⁻³

5.2 Pådampning af elektroder.

Som tidligere beskrevet er der adskillige muligheder for etablering af pålidelig elektrisk kontakt mellem et halvlederkrystal og det elektriske kredsløb det indgår i.

Vi valgte af rent praktiske årsager pådampningsmetoden.

Før pådampningen kan finde sted er rengøring af krystallet af yderste vigtighed for et godt resultat. Blot den mindste fedtfinger vil forhindre gullet i at hæfte på overfladen af krystallet.

Rengøringen foregik i fire omgange :

- Først blev emnene rensed i et rystebad af freon i fem min.
- Derefter poleredes de i ethanol med en gennemvædet blød klud.
- Derefter yderligere fem min. i freon-rystebad.
- Endelig kom de efter at have tørret, fem min i rystebad i demineraliseret vand.

Selve apparaturet til pådampningen af guld på krystallet, består af et vacuumkammer, hvori der er monteret en prøveholder, der samtidig fungerer som maske, og under denne en smeltedigel .

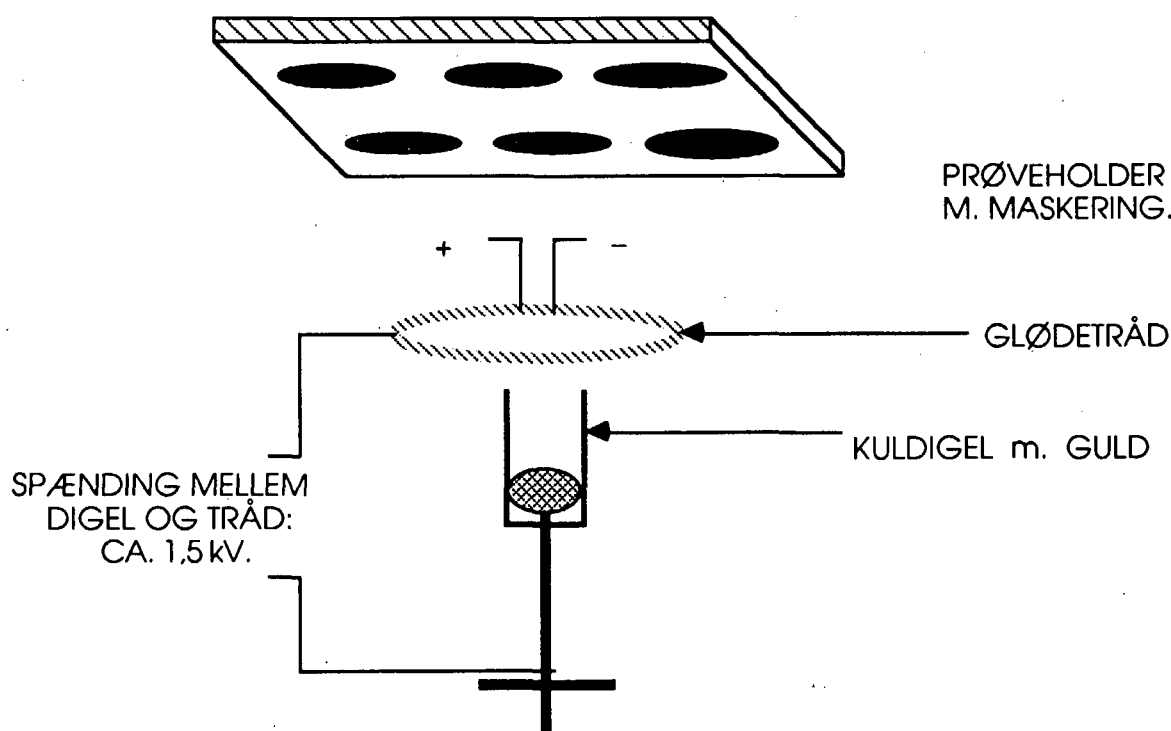
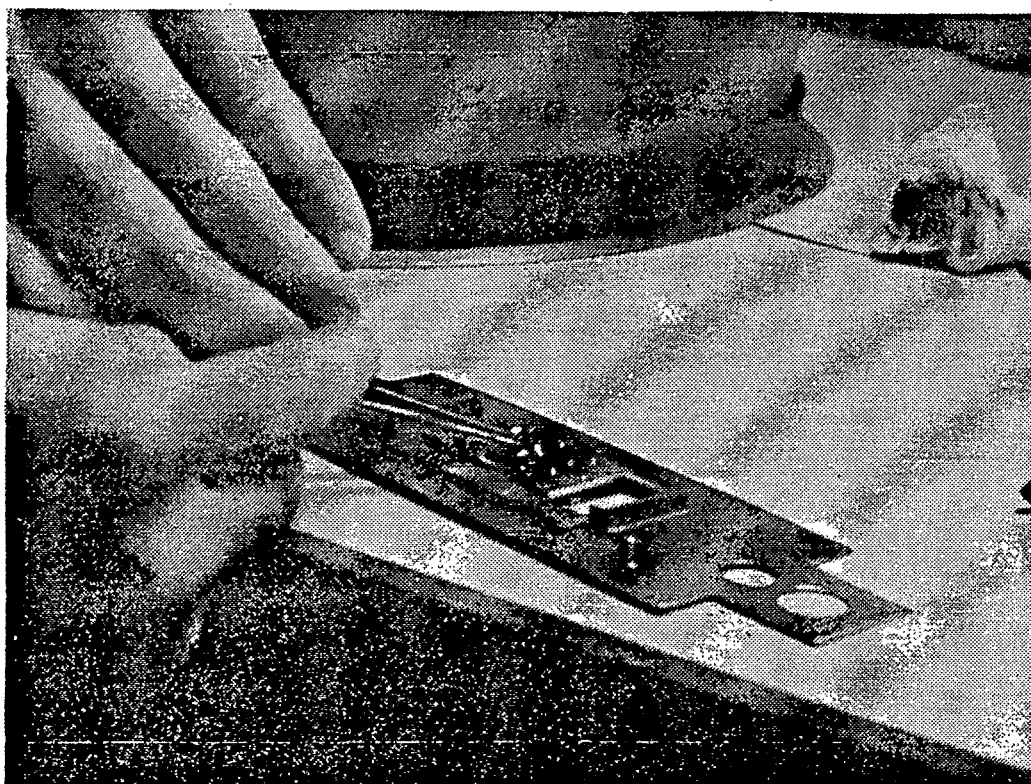


Fig. 5.2.a Pådampningsopstillingen.

Forsøgsbeskrivelse

Princippet er, at man efter evakueringen af kammeret, opvarmer diglen elektrisk til guldets smelter.

Selve opvarmningen af diglen, foregår ved at sende strøm gennem glødetråden, til denne er hvidglødende. Den vil da være omgivet af en sky af emmitterede elektroner. Ved derefter at lægge en sekundær spænding mellem glødetråden og diglen, tvinges elektron-skyen til at danne en strøm fra glødetråden, gennem kulstofdiglen, der pga. sin relativt høje modstand, vil opvarmes.



Siliciumprøverne efter pådampning af guld. Prøverne er placeret i en "maske", hvis funktion er at sørge for, guldelektrodeme bliver pådampet det rigtige sted.

På grund af det meget lave tryk (ca. 1×10^{-6} torr), vil den del af guldets der fordampes fra overfladen, i praksis uhindret brede sig ud i rummet som en dampstråle. Hver enkelt partikel vil ikke miste nævneværdig energi. Det betyder fortsat at guldets først vil afkøles i det øjeblik det får kontakt med et andet objekt, hvor det omgående kondenserer til en tynd film. Det er denne tynde film vi benytter som kontaktskaber mellem krystallet og målebroen.

Denne arbejdsgang medfører selvsagt visse antagelser.

- Den første antagelse er at guldfilmen hæfter over hele fladen.
- Den anden er at guldatomerne ikke er ladede idet de kondenserer på krystallet.
- Den tredje er at guldatomerne ikke går ind i krystallet, men lægger sig pænt på overfladen..
- Den fjerde er at guldlaget ikke yder nogle elektrisk modstand.

Forsøgsbeskrivelse

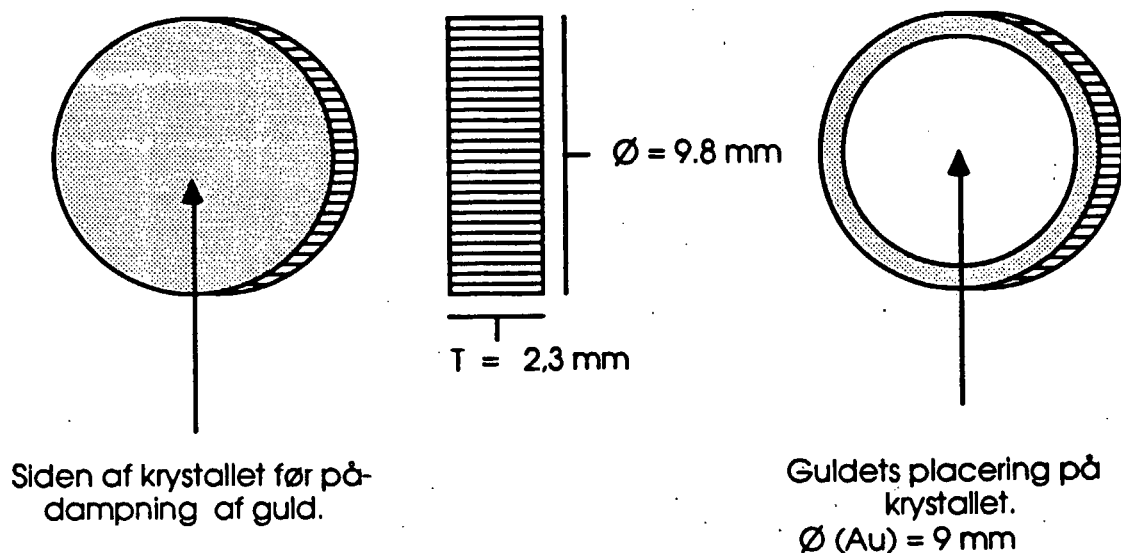


Fig. 5.2.b Krystallets og guldlagets dimensioner. (Se også afsnit 5.1)

5.3 Beskrivelse af måleopstillingen og dens virkemåde.

Måleopstilling.

Som vist på figur 5.3.a består måleopstillingen af følgende instrumenter: HP-Impedance-Analyzer (HP'eren), Personal Computer (PC'eren), temperaturregulator samt kryostat. Følgende gennemgang af de enkelte instrumenter, vil kun være af kvalitativ art, udelukkende for at redegøre for principperne i opstillingen.

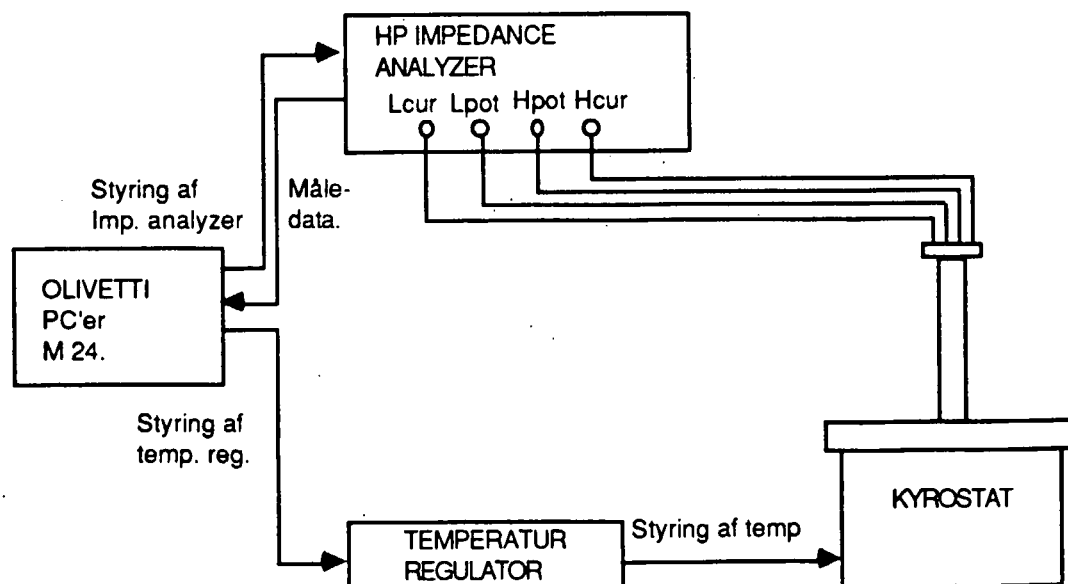


Fig. 5.3.a Måleopstilling.

Forsøgsbeskrivelse

HP'eren er kernen i opstillingen. Den foretager den egentlige måling af prøvens impedans ved en række frekvenser. HP'eren er indrettet som en avanceret målebro. I det følgende redegøres kort for princippet i en målebro.

Vekselstrømmålebro og impedansmåling.

Vekselstrømmålebroen på tegningen på fig. 5.3.b er i princippet opbygget på samme måde som en almindelig Wheatstonebro. Blot er alle fire kredsløbs-elementer erstattet af fire komplekse impedanser Z_1 - Z_4 .

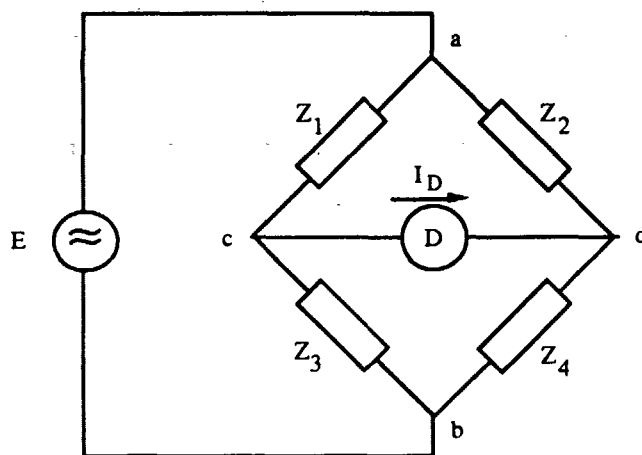


Fig. 5.3.b Impedansmålebro.

Ved indstilling af kredsløbs-elementerne kan man opnå ligevægt i målebroen, hvilket vil sige at detektorstrømmen I_D (fra pkt. c til d) er nul. I denne tilstand vil der være etableret bestemte bånd mellem de enkelte kredsløbs-elementer. Således er det muligt at bestemme værdierne for en enkelt impedans, udtrykt v.h.a. de tre andre. Ved ligevægt gælder at : $I_D=0 \Rightarrow U_{cd}=0$

Udtrykket for U_{cd} er givet ved :

$$U_{cd} = \frac{Z_3}{Z_1 + Z_3} \cdot E - \frac{Z_4}{Z_2 + Z_4} \cdot E = \frac{Z_2 Z_3 - Z_1 Z_4}{(Z_1 + Z_3)(Z_2 + Z_4)} \quad [5.3.a]$$

Forsøgsbeskrivelse

Hvis U_{cd} skal være nul, må det altså gælde at :

$$Z_2 Z_3 - Z_1 Z_4 = 0 \Leftrightarrow \frac{Z_1}{Z_2} = \frac{Z_3}{Z_4} \Leftrightarrow Z_1 = Z_2 \frac{Z_3}{Z_4} \quad [5.3.b]$$

Indsættes en ukendt impedans på eksempelvis Z_1 's plads, kan denne altså bestemmes, hvis de tre andre impedanser er kendte. Kredsløbet kan yderligere simplificeres ved at gøre Z_3 og Z_4 til reelle impedanser, dvs rent ohm'ske modstande $Z_3=R_3$ og $Z_4=R_4$.

Nu opnås følgende udtryk :

$$Z_1 = Z_2 \frac{Z_3}{Z_4} = Z_2 \frac{R_3}{R_4} \quad [5.3.c]$$

Den ubekendte impedans Z_1 vil nu have samme impedans, som Z_2 ganget med forholdet mellem de to modstande R_3 og R_4 .

HP'eren er som sagt blot en avanceret målebro, men den bygger på samme principper som beskrevet ovenfor. Istedet for at indstille de enkelte kredsløbskomponenter manuelt for at opnå ligevægt, gør HP'eren det automatisk.

På fig. 5.3.c ses måleprincippet som HP'eren benytter sig af. Det er en såkaldt fire-terminal-måling, hvilket medfører at der føres fire koaksialkabler helt frem til prøven.

Til venstre på tegningen sidder en sinusgenerator, der sender strøm gennem prøven (DUT=Device Under Test). Strømmen sendes gennem den ene inderleder (H_{cur}) til prøven, og videre gennem en anden inderleder (L_{cur}) tilbage til HP'eren. ($cur=current$). Såvel strømmens amplitude som fase måles af fintfølede elektronik , og sendes retur til sinusgeneratoren via yderlederne (strømpen) på de to kabler.

Det magnetiske felt der måtte blive induceret af strømmen i inderlederen, modvirkes derfor af en nøjagtig lige så stor modsat rettet strøm i yderlederen. Resultatet er at der undgås målefejl, som følge af selv- eller gensidig induktion mellem de enkelte testkabler.

De to potentiale-terminaler (H_{pot} , L_{pot}) detekterer spændingsfaldet over prøven (DUT).

Den elektronik der måler dette spændingsfald, er så høj-impedanset, at der reelt ikke går nogen strøm i de to potentiale-måle-kabler (H_{pot} , L_{pot}).

Forkortelsen H refererer til det høje potentiale (H=high), der hvor strømmen drives fra, i forhold til det lave potentiale (L=low) hvor strømmen måles.

Forsøgsbeskrivelse

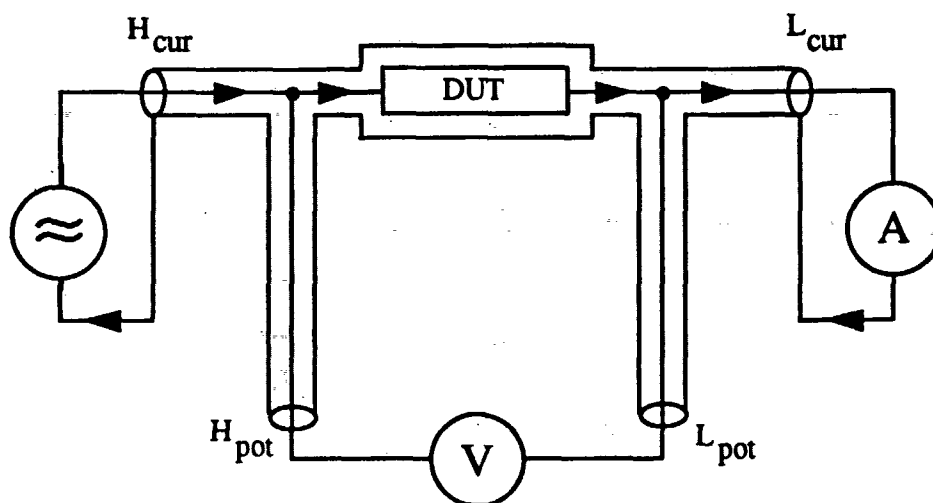


Fig. 5.3.c Princip for fire-terminal-måling.

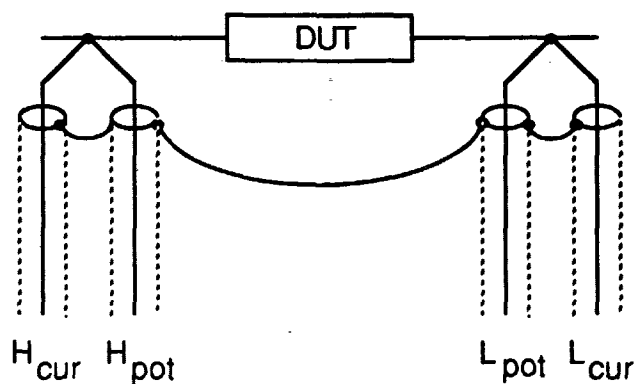


Fig. 5.3.d Tilledninger til prøven (DUT) ved fire-terminal-måling.

Når HP'eren ved en given frekvens har målt forholdet mellem målestrøm og målespændingsfald, udregner den forholdet mellem dem, hvilket er impedansen. Herefter ændres frekvensen med et givent logaritmisk spring (20 log-spring pr. decade), og der foretages en ny impedansmåling. Således fortsættes til hele frekvensområdet fra 10Hz til 13MHz er dækket ind. Alle relevante data sendes til PC'eren, som lagrer dem på en diskette.

Prøveholder.

På figur 5.3.e er det vist hvorledes prøveholderen er udformet, og hvordan de fire ledninger fra HP'eren er forbundet til prøven. Hver ledning er 1.00 m lange, idet HP'eren er indrettet til at kompensere for tab og faseforskydning af kabler med netop denne længde. Inderlederne af koaksialkablerne er forbundet to og to sammen (Low og High) til to stykker lakisoleret kobbertråd, der er limet fast til messinghovedet. I trådenes anden ende er to guldfjedre

Forsøgsbeskrivelse

fastloddet. Imellem disse fjedre sættes vores prøver i spænd, så de sidder fast under målingerne.

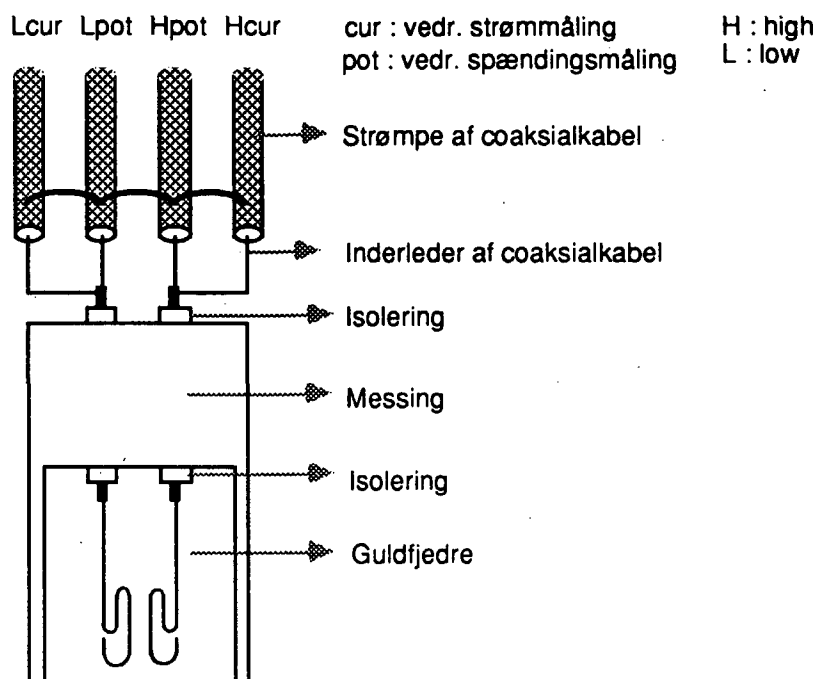


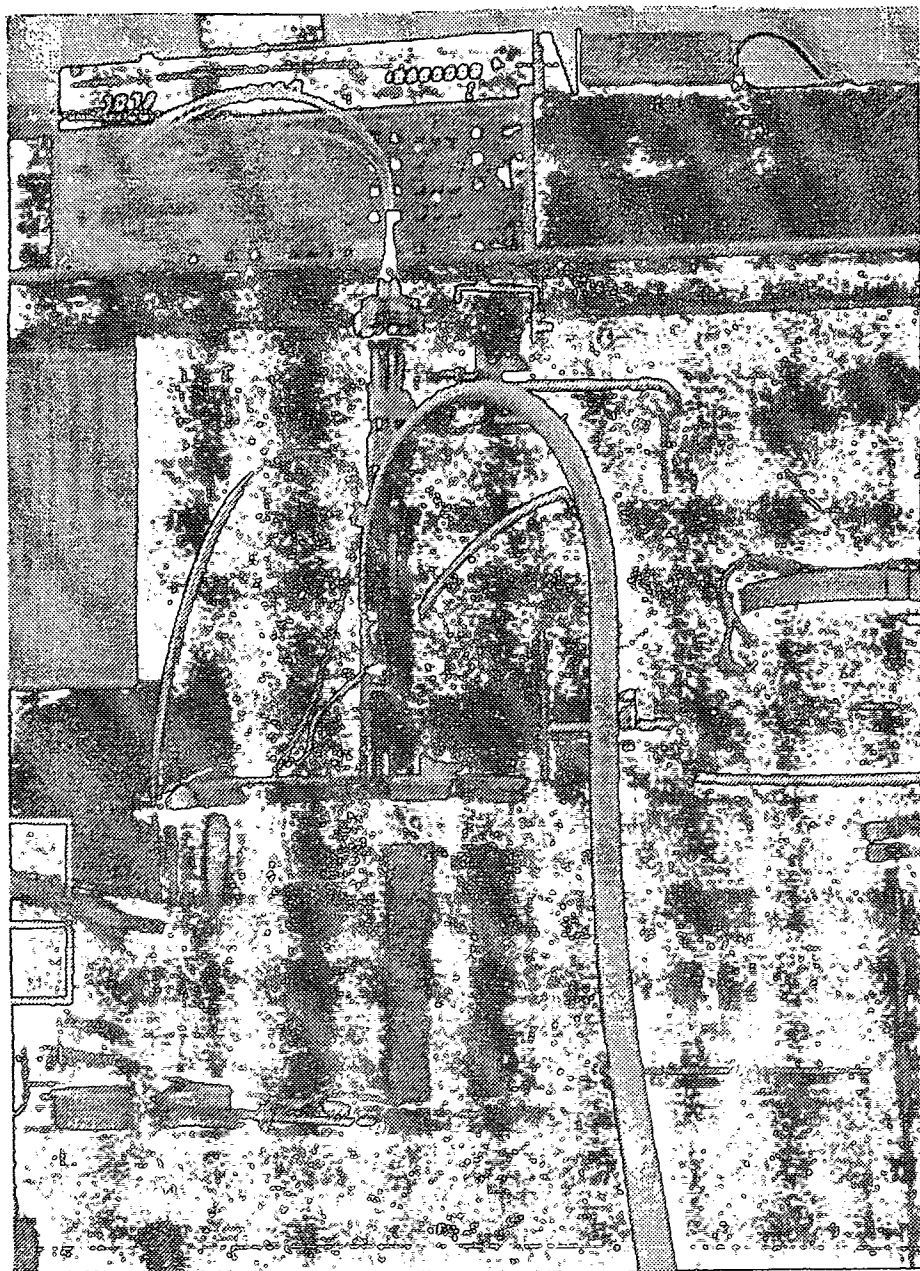
Fig. 5.3.e Prøveholder med tilledninger.

Temperaturregulator og kryostat.

Vores formodning om at bl.a. depletionlagets tykkelse er temperaturafhængig, kan kun undersøges ved at måle prøvens impedansspekter for flere forskellige temperaturer. Hertil benyttede vi en såkaldt kryostat (fig. 5.3.f) (kryo=kulde, stat=konstant, stabil), der i princippet er en beholder, hvori det er muligt at holde temperaturen konstant.

Som det ses af tegningen fig. 5.3.f, indeholder kryostaten flere adskilte kamre. Mellem den yderste metalcylinder og den indre ringformede beholder, er der vacuum. Dette er opnået via udsugningen på kryostatens "hals". Undertrykket bevirker at der kun findes få luftmolekyler pr. volumenenhed. Dette medfører at varmestrålingen fra den ydre cylinder til den indre ringformede beholder minimeres. Den ringformede beholder er fyldt med flydende kvælstof, som har en temperatur på 77K. Ydre temperaturpåvirkninger er endvidere søgt nedsat, idet den indre beholder kun er ophængt i de to små rør, hvorigennem påfyldning af kvælstof kan ske. Fra kvælstofbeholderens bund er der ført en slange til et lille kammer udenpå det lange rør i midten af kryostaten. I toppen af dette kammer er der ført endnu en slange, der er forbundet til en regulerbar pumpe i temperatur-regulatoren.

Forsøgsbeskrivelse



Kryostat med tilslutning til HP-analyser.

Ved at pumpe kvælstof fra beholderen op omkring røret i midten, og videre ud af kryostaten, er det altså muligt at fjerne energi fra prøvekammeret i bunden af røret. Dette medfører at prøvekammerets og dermed prøvens temperatur falder. Den laveste temperatur der kan opnås på denne måde, er kvælstoffets temperatur : 77K.

Der kan ikke slippe lys ned til prøven i prøvekammeret, hvorved mulighed for optisk generering i halvledermaterialet elimineres.

Forsøgsbeskrivelse

En lang metalstang er fastgjort til prøveholderen, således at denne kan nedsænkes til prøvekammeret i bunden af røret.

Omkring prøvekammeret findes en bevikling af isoleret metaltråd, der bliver varm, når der sendes strøm igennem. På denne måde er det muligt at hæve temperaturen i prøvekammeret. For at holde styr på prøvens eksakte temperatur (vi antager at prøve og prøvekammer har samme temperatur), sidder der et termoelement fast uden på prøvekammeret. Et tilsvarende element er nedsænket i flydende kvælstof, og fungerer som reference. Spændingsforskellen mellem de indbyrdes forbundne termoelementer er udtryk for prøvens temperatur i forhold til 77K.

Både slangen fra det lille kammer omkring røret i midten, og ledningerne til termoelementer og varmetråd, er forbundet til temperaturregulatoren. Med instruktioner fra PC'eren sendt via et interface til temperaturregulatoren, er det muligt at indstille temperaturen til en konstant værdi mellem 77K og ca. 300K (Stuetemperatur.)

Personal Computer - styring af målingerne.

Som det er fremgået af de foregående afsnit, styres målingerne fra PC'eren. Når såvel HP'eren og temperaturregulatoren er tilsluttet, er det muligt at fastsætte følgende måleparametre : starttemperatur for målingerne, temperaturspring fra måling til måling, frekvensområdets størrelse samt om frekvensspring skal være logaritmiske eller lineære. Amplituden af den spænding der påtrykkes prøven, vælges manuelt på HP'eren.

Forsøgsbeskrivelse

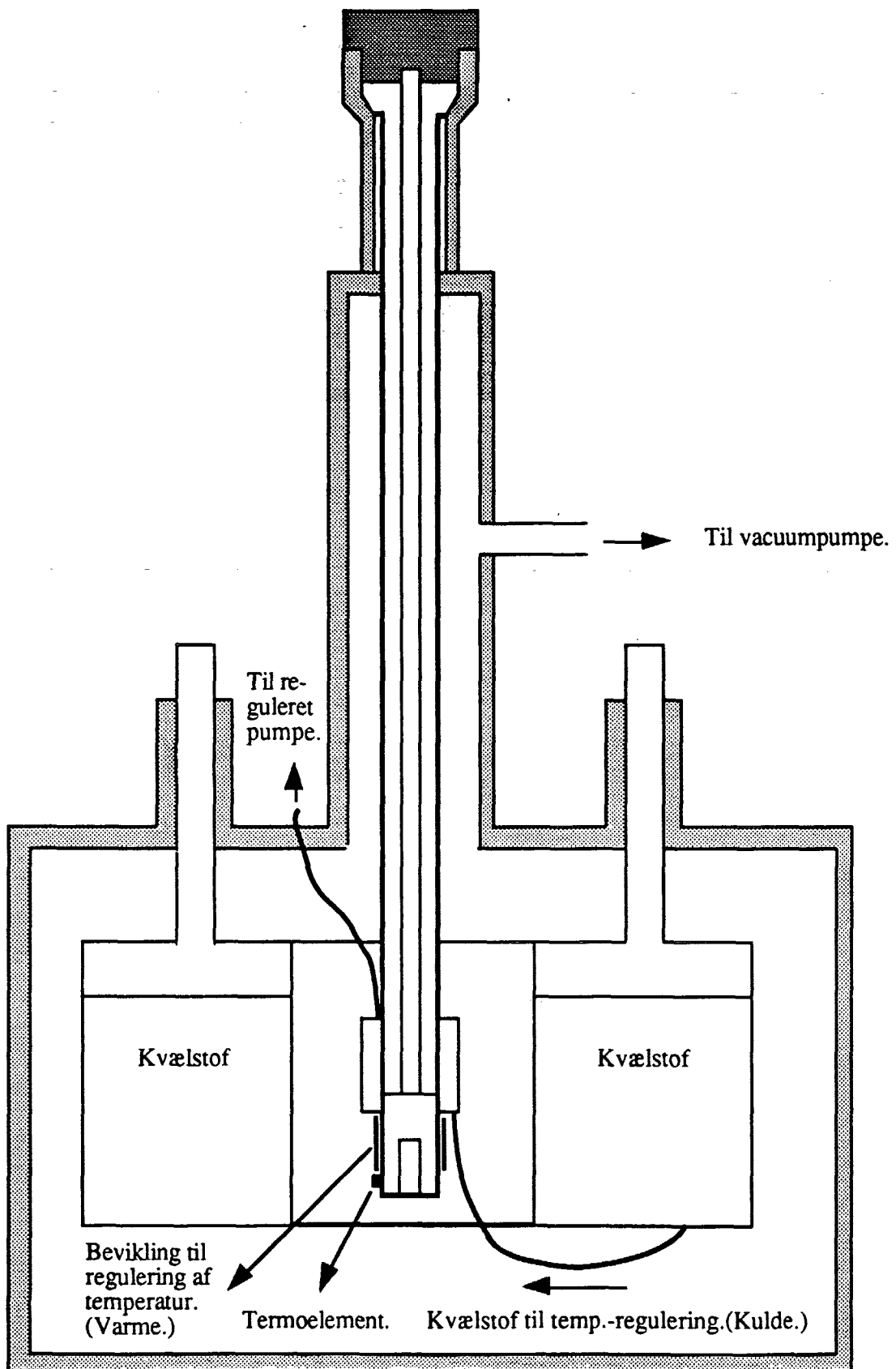


Fig.5.3.f Kryostatens opbygning.

5.4 Forsøgsrækken.

I dette afsnit vil der blive beskrevet den endelige forsøgsrække.

Da det er frekvensafhængigheden ved forskellige temperaturer vi er ude efter, blev målingerne foretaget ved temperaturer mellem 80-300K, med temperaturspring på 11K. Der blev således foretaget 20 målinger pr. prøve. For hver måling stabiliseres temperaturen i kryostaten i løbet af 10 minutter, hvorefter en måleserie foretages.

Ved hver temperatur blev der målt fra 10 Hz til 10 MHz, hvor frekvensmålingerne foregår med logaritmiske spring, 20 log pr. dekade. Ved hvert målpunkt foretager HP'eren 10 målinger og finder gennemsnitsværdien. Bias-spændingen (DC-spændingen) over prøven er 0V, og den påsatte amplitude er på 0.1 V.

Forsøgsrækken er ens for alle 6 prøver og ser således ud :

Start temperatur	300 K
Slut temperatur	80 K
Temperatur spring	-11 K
Kryostatens stabiliserings tid	10 min.
Antal målinger pr. prøve	20
Frekvens område	10 Hz til 10 MHz
Antal log spring pr. dekade	20
Amplitude	0.1 V
Bias	0 V
Maksimal målbar modstand	10 M Ω (serieforbindelse)
Maksimal målbar ledningsevne	10 ⁻⁹ S (parallelforbindelse)



Kapitel 6

Dette kapitel handler om bearbejdningen og fortolkningen af vores måleresultater.

6.1 Graferne og hvad man kan læse ud af dem

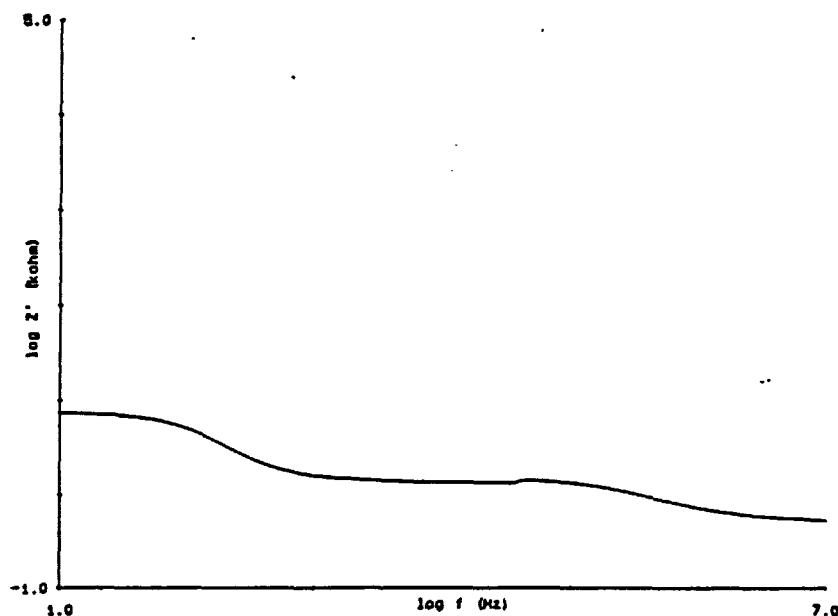
De data, HP-frekvensanalysatoren målte på hver prøve var 121 målinger af impedansen ved 20 forskellige temperaturer. Vi har skrevet disse admittanser ud i form af følgende to kurvetyper :

- realdelen af impedansen som funktion af frekvensen $Z'(f)$
- realdelen af kapacitansen som funktion af frekvensen $C'(f)$

Disse kurver kan lettere give os de informationer vi er ude efter, nemlig :

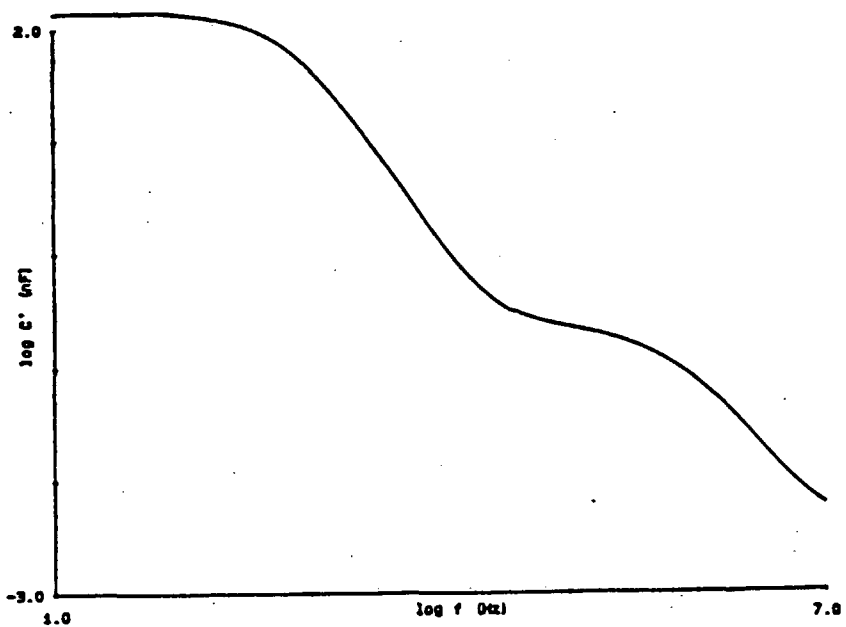
- Om to-ledsmodellen i den nuværende form (2 RC-led) holder!!!
- R- og C-værdierne for de RC-led, der indgår i vores model.

Som eksempel på de typer kurver, vi fik ud, er her medbragt impedanskurven og kapacitanskurven ved h.h.v. høj og lav temperatur for prøve 26.



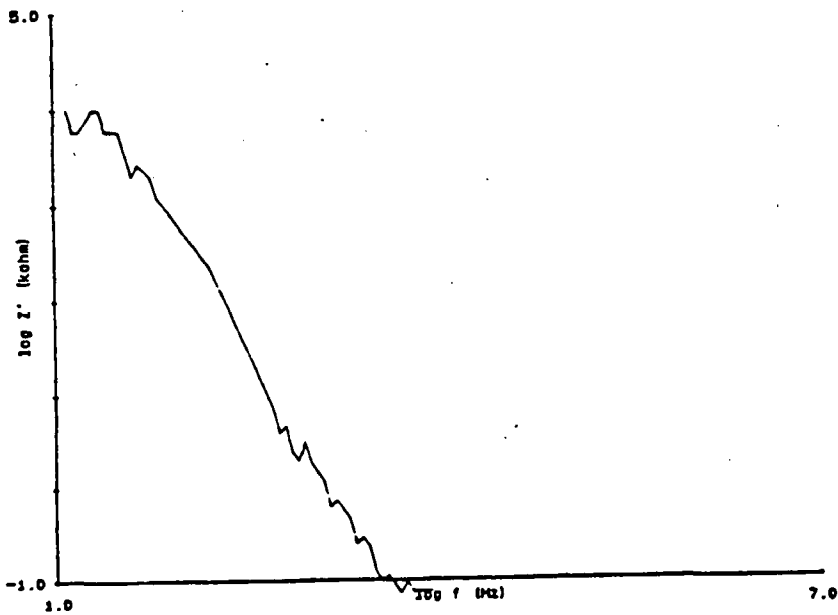
Figur 6.1 a. Impedans Z' total for $T = 300\text{K}$.

Fortolkning af måleresultater



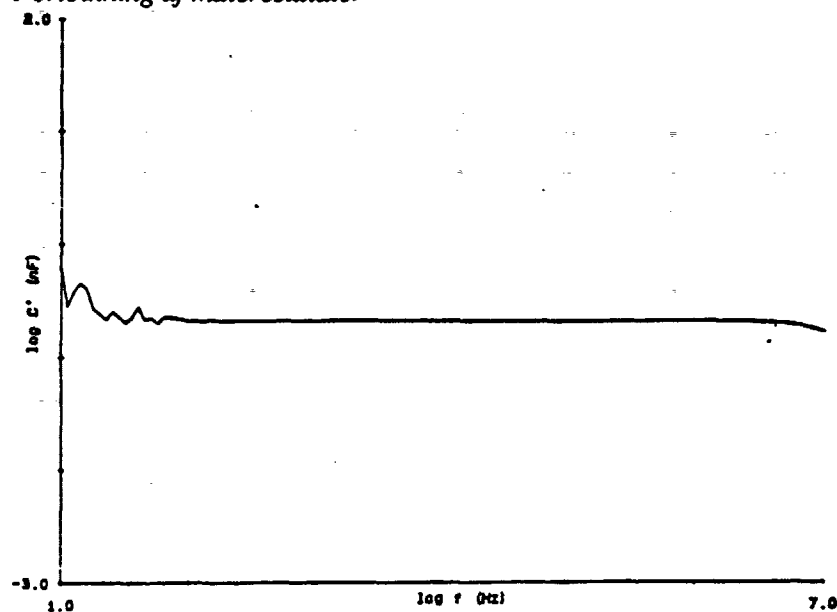
Figur 6.1.b Kapacitanskurve C' total ved 300 K

Ved lave temperaturer opfører kurverne sig derimod noget anderledes, idet de tre niveauer nu flyder mere ud.



Figur 6.1.c Impedans Z' total for $T = 91 \text{ K}$.

Fortolkning af måleresultater



Figur 6.1.d. Kapacitans C' total for $T = 91\text{K}$.

6.1.1 Sammenhæng mellem niveauer på grafen og antal RC-led i modellen

Ved at betragte $Z'(f)$ og $C'(f)$ kurverne ses for de høje temperaturer tre niveauer eller i det mindste antydning af tre niveauer. Det er nødvendigt at undersøge om vores to-ledsmodel (to RC-led i serie) kan forklare tilstedeværelsen af tre niveauer. For at kunne se sammenhængen mellem grafernes udseende - antallet af niveauer - og vores matematiske model, må vi se nærmere på udtrykkene for impedans og kapacitans, afhængige af vinkelfrekvensen ω^* . Vi vil, med udgangspunkt i modellen, søge at opnå en kvantitativ tolkning af niveauerne på graferne. Derved kan R -værdierne og C -værdierne af de enkelte RC-led bestemmes.

6.1.2 Udledning af Z_{total} og Z' total

For at kunne forstå hvad der sker på de to grafer må vi undersøge udtrykkene for impedansen og kapacitansen Z'_{total} og C'_{total} af n RC-led i serie.

Impedansen for et enkelt RC-led findes som den inverse admittans Y^{**} :

$$Z = \frac{1}{Y} = \frac{1}{\frac{1}{R} + j\omega C} = \frac{R}{1 + j\omega\tau}, \quad \tau = RC \quad [6.1.2.a]$$

* Man bedes bemærke at vinkelfrekvens ω og frekvens f er proportionale med en faktor 2π til forskel.

Derfor kan man udmærket beskrive $Z'(f)$ kurver ved at studere et matematisk udtryk for $Z'(\omega)$.

** Gennem hele dette afsnit forudsættes kendskab til komplekse tal i almindelighed og kompleks symbolsk metode i særdeleshed, da udregningerne ellers vil virke meningsløse (hvad det jo godt kan være de er alligevel).

Fortolkning af måleresultater

Det bemærkes at tidskonstanten τ sættes lig RC . Det vil senere vise sig at tidskonstanten for et RC -led spiller en afgørende rolle for grafens udseende.

Ved at gange (6.1.2.a) igennem med den komplekse konjugerede fås en reel nævner, hvorved realdelen og imaginærdelen af Z kan adskilles.

[6.1.2.b]

$$Z = \frac{R(1 - j\omega\tau)}{(1 + j\omega\tau)(1 - j\omega\tau)} = \frac{R - j\omega\tau R}{1 + \omega^2\tau^2} = \frac{R}{1 + \omega^2\tau^2} - j \frac{\omega\tau R}{1 + \omega^2\tau^2}$$

Da det gælder at den samlede impedans af n impedanser i serie er :

$$Z_{\text{total}} = Z_1 + Z_2 + Z_3 + \dots + Z_n$$

fås den samlede impedans af n serieforbundne impedanser ved at summere formel (6.1.2.b) fra 1 til N . For at finde Z'_{total} skal man så blot tage realdelen af denne :

[6.1.2.c]

$$Z_{\text{total}} = \sum_{i=1}^n \frac{R_i}{1 + \omega^2\tau_i^2} - j \sum_{i=1}^n \frac{\omega\tau_i R_i}{1 + \omega^2\tau_i^2} \Rightarrow Z'_{\text{total}} = \sum_{i=1}^n \frac{R_i}{1 + \omega^2\tau_i^2}$$

6.1.3 Udledning af C_{total} og C'

For at finde C' uden det helt store regnearbejde, må man sjovt nok starte med at udlede admittansen. Der gælder nemlig at :

$$Y = \text{Re}(Y) + j \text{Im}(Y) = \frac{1}{R} + j\omega C$$

$$C = \frac{\text{Re}(Y)}{j\omega} + \frac{j \text{Im}(Y)}{j\omega} - \frac{1}{j\omega} = \frac{\text{Im}(Y)}{\omega} + \frac{\text{Re}(Y)}{j\omega} - \frac{1}{Rj\omega}$$

$$C' = \text{Re}(C) = \frac{\text{Im}(Y)}{\omega} \quad [6.1.3.a]$$

Fortolkning af måleresultater

Vi må altså bestemme imaginærdelen af admittansen. Dette gøres ved at udnytte $Y = 1/Z$ endnu en gang:

$$\begin{aligned} Y_{\text{total}} &= \frac{1}{Z_{\text{total}}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{R_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} - j \sum_{i=1}^n \frac{\omega \tau_i R_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}} \\ &= \frac{\sum_{i=1}^n \frac{R_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} + j \sum_{i=1}^n \frac{\omega \tau_i R_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}}{\left[\sum_{i=1}^n \frac{R_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^n \frac{\omega \tau_i R_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} \right]^2} \end{aligned} \quad [6.1.3.b]$$

Dette er jo ikke noget videre kønt syn, men der er der for øjeblikket ikke noget at gøre ved. Udtrykket [6.1.3.b] kan skrives på formen:

$$Y = \frac{a + jb}{a^2 + b^2}$$

Realdelen og imaginærdelen af Y bliver således:

$$\text{Re}(Y) = \frac{a}{a^2 + b^2} \quad \text{Im}(Y) = \frac{b}{a^2 + b^2}$$

Af [6.1.3.a] og [6.1.3.b] fås realdelen af kapacitansen for n RC-led i serie:

[6.1.3.c]

$$C'_{\text{total}} = \frac{\text{Im}(Y_{\text{total}})}{\omega} = \frac{1}{\omega} \frac{\sum_{i=1}^n \frac{\omega \tau_i R_i}{\omega^2 \tau_i^2}}{\left[\sum_{i=1}^n \frac{\omega \tau_i R_i}{\omega^2 \tau_i^2} \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^n \frac{R_i}{\omega^2 \tau_i^2} \right]^2}$$

6.1.4 Sammenhæng mellem antal niveauer og antal RC-led

Det næste skridt er at undersøge, hvordan Z' opfører sig når tidskonstanterne τ er langt fra hinanden : $\tau_1 \gg \tau_2 \gg \dots \gg \tau_n$ og ω går mod forskellige værdier. I både C'_{total} og Z'_{total} indtræder ω i nævneren af formen $1 + \omega^2\tau^2$. Denne nævner går hurtigt mod $\omega^2\tau^2$ ved store vinkelfrekvenser og mod 1 ved lave vinkelfrekvenser, og dette er en *meget* nyttig iagttagelse at gøre sig.

Vi vil i første omgang kigge lidt på udtrykket for Z'_{total} - impedansen af n RC-led i serie:

[6.1.4.a]

$$Z'_{total} = \sum_{i=1}^n \frac{R_i}{1 + \omega^2\tau_i^2} = \frac{R_1}{1 + \omega^2\tau_1^2} + \frac{R_2}{1 + \omega^2\tau_2^2} + \dots + \frac{R_n}{1 + \omega^2\tau_n^2}$$

og se hvad der sker med leddene i denne, når vinkelfrekvensen ω ændres.

Hvis $\omega \rightarrow \infty$, går alle nævnerne $(1 + \omega^2\tau^2)$ mod ∞ , således at der kommer til at stå

$$Z'_{total} = 0 + 0 + \dots + 0 = 0$$

Idet vi husker antagelsen om at tidskonstanterne ligger langt fra hinanden

($\tau_1 \gg \tau_2 \gg \dots \gg \tau_n$) lader vi vinkelfrekvensen ω gå nedaf. På et tidspunkt bliver denne så lille, at $\omega\tau_n$ bliver mindre end 1 $\Rightarrow \omega^2\tau_n^2 < 1$. Hvis frekvensen sænkes yderligere vil nævneren i det n 'te led nærme sig 1, mens de andre led stadigvæk er for små til at have nogen betydning. I dette område vil den totale impedans således være :

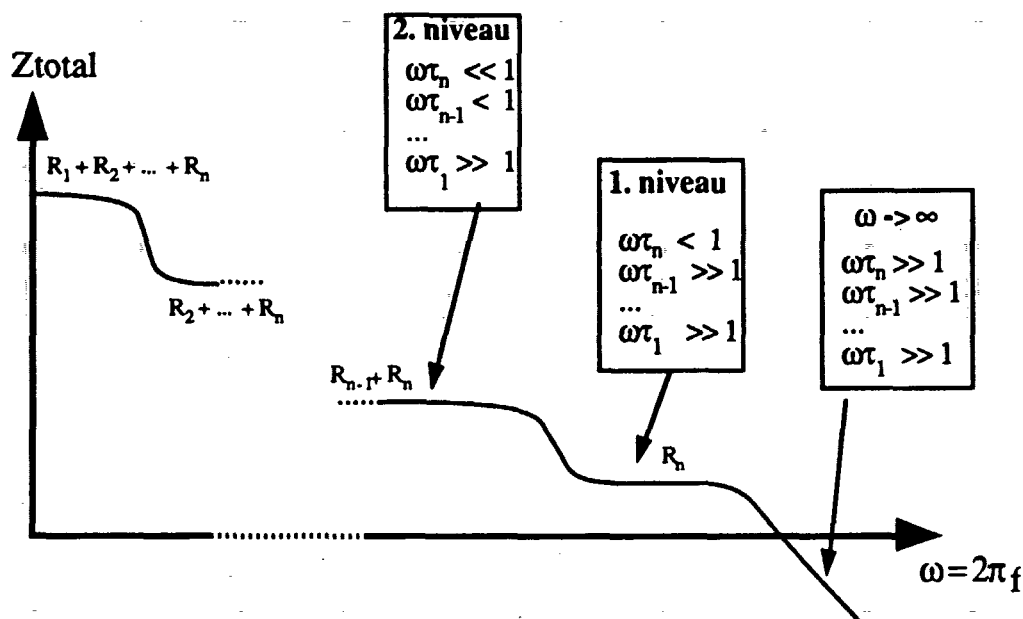
$$Z'_{total} = 0 + 0 + \dots + \frac{R_n}{1} = R_n$$

Hvis så frekvensen sænkes yderligere, vil der på et tidspunkt ske det samme for leddet $(n-1)$ som der skete for n : størrelsen $\omega^2\tau_{(n-1)}^2$ kommer under 1 og begynder at gå mod nul, således at nævneren $1 + \omega^2\tau_{(n-1)}^2$ begynder at gå mod 1. De andre led vil endnu ikke have nogen betydning, da deres tidskonstanter τ , og dermed deres nævnerer er langt større end for R_n og $R_{(n-1)}$.

$$Z'_{total} = 0 + 0 + \dots + \frac{R_{(n-1)}}{1} + \frac{R_n}{1} = R_{n-1} + R_n$$

Fortolkning af måleresultater

Med den information vi har nu, kan vi tegne kurveforløbet for de ω vi har undersøgt :



Figur 6.1.4.a. Her ses hvilke niveauer der optræder i Z'_{total} diagrammet afhængigt af vinkelfrekvensens størrelse.

Efterhånden som man sænker frekvensen vil alle leddene bidrage til den realdel af den totale impedans, således at Z'_{total} ved $\omega \rightarrow 0$ (jævnstrøm) bliver summen af R -værdierne :

$$Z'_{\text{total}} = R_1 + R_2 + \dots + R_n$$

Hvis tidskonstanterne ligger langt fra hinanden, vil der altså komme et niveau for hver enkelt RC-led. Og dermed n niveauer i Z' diagrammet for n RC-led.

Da der er tre niveauer i nogle af Z -diagrammerne, kan 2-lagsmodellen altså ikke forklare kurvernes udseende. For at kurverne skal kunne forklares må vi arbejde med 3 RC-led i serie i vores model (det bliver således en admiral-hat model).

Det kan selvfølgelig ikke udelukkes at der er tale om endnu flere lag, som enten har tidskonstanter der får niveauerne til at overlappe med de tre vi ser i forvejen, eller tidskonstanter, der gør at niveauerne kommer til at optræde uden for det frekvensområde vi har kunnet måle i. Vi håber dog at have undgået dette, ved at måle i et temmeligt stort frekvensområde (10 Hz – 10 MHz). Men vi har en hypotese om at det tredje lag er et oxid-lag, dvs et tyndt lag af oxideret silicium. Se afsnit 6.1.5 om oxidlag.

Fortolkning af måleresultater

Nu ved vi nok til at opstille en udgave af impedansen Z' total af n forskellige RC-led (se [6.1.4.a]), som gælder for vores 3 forskellige RC-led.

[6.1.4.b]

$$Z'_{\text{total}} = \sum_{i=1}^3 \frac{R_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} = \frac{R_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} + \frac{R_2}{1 + \omega^2 \tau_2^2} + \frac{R_3}{1 + \omega^2 \tau_3^2}$$

6.1.5 Oxidlag ?

Generelt for alle prøverne er, at de tydeligt viser 3 niveauer på impedans-kurverne ved høje temperaturer. Der er en tendens til, at aflæsningen bliver mindre entydig ved lave temperaturer.

Hvad der forårsager det tredje niveau, er et problem som stadig nager os en del. Vi har forløbige opstillet den hypotese, at der er tale om et oxidlag, der er dannet på prøvens overflade før guldpådamningen, og som derfor ligger mellem krystallen og guldlaget. Det er rimeligt at antage, at et sådant lag ville være ens i begge ender af krystallen. Eftersom to ens RC-led kan ækvivaleres med et RC-led, vil et oxid-lag med samme geometri i begge ender af prøven resultere i et tredje RC-led. Det ekstra led sidste afsnit påviste.

Ledning i oxidlaget.

I kapitel 3.2 var vi inde på, hvordan depletion-og bulkzonens resistans og kapacitans afhænger af temperaturen. Inden vi går videre med grafolkningen, er det nødvendigt lige at ridse op hvordan ladningstransporten foregår i oxidlaget.

Oxidlaget udgør som de to andre lag en kapacitans. Vi kan slå fast, at geometrien i oxidlaget ikke ændrer sig med temperaturen. Under den antagelse, at dielektrisitetets-konstanten ikke ændrer sig synderligt med temperaturen, vil C_0 i teorien ikke være temperaturafhængig.

SiO_2 er glas. Glas er en isolator. Ikke destomindre observerer vi en ohmsk modstand på $10^4 \Omega$ i oxidlaget ved 300°K . Dette kan forklares ved hjælp af et kvantemekaisk fænomen kaldet tunnelling. Det betyder billedligt, at partikler under specielle omstændigheder kan passere gennem en energibarriere uden at modtage energi først. Forudsætningen for at dette kan ske, er at der findes et energiniveau på den modsatte side af barrieren, hvor partiklen kan falde til hvile. Partiklen passerer gennem et forbudt energiområde istedet for at hoppe over.

Tunnelleringsstrømmen afhænger kraftigt af temperaturen. Jo højere temperaturen bliver, jo mindre bliver modstanden i oxidlaget. Man kan ud fra symmetribetragtninger vise, at tunnellerings-strømmen er ens i begge ender af krystallen, hvilket er afgørende for at oxidlaget kan ækvivaleres med et RC-led.(Se appendix D).

6.2 Aflæsning af grafer

Dette afsnit beskriver kort hvordan man udleder værdier for R og C i de tre RC-led ud fra niveauerne på graferne. Aflæsning af resistanser er ganske let, idet niveauet ved den højeste frekvens er R_3 , ved den midterste frekvens er $R_2 + R_3$, og ved den laveste frekvens er $R_1 + R_2 + R_3$.

Faktisk er det lettere at finde C-værdierne på impedanskurvene end på kapacitanskurven. Idet udtrykket for den totale kapacitans er meget svært at analysere - det er ikke til at se hvordan dette udtryk opfører sig ved forskellige frekvenser* .

Hvis vi endnu engang lader frekvensen dale fra uendelig og nedefter, kommer der et tidspunkt hvor $\omega\tau_3 = 1$ for det tredje lag. Dette medfører at den totale impedans bliver :

$$Z'_{\text{total}} = 0 + 0 + \frac{R_3}{1+1} = \frac{R_3}{2}$$

Dette gælder når:

$$\omega\tau_3 = 1 \Rightarrow \omega R_3 C_3 = 1 \Rightarrow C_3 = \frac{1}{R_3 \omega} = \frac{1}{R_3 2\pi f_3}$$

C_3 findes altså ved at aflæse den frekvens f_3 på førsteaksen, hvor Z'_{total} er lig $R_3/2$, og indsætte i ovenstående.

Hvis frekvensen daler yderligere vil nævneren i det tredje led ganske som før gå mod 1. Hvis den daler til $\omega\tau_2 = 1$ vil real-delen af den totale impedans blive :

$$Z'_{\text{total}} = 0 + \frac{R_2}{2} + \frac{R_3}{1} = \frac{R_2}{2} + R_3$$

* For $\omega \rightarrow \infty$ er C_{total} udtrykt ved

$$\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right)^{-1}$$

Dette kan man overbevise sig om, ved at analysere udtrykket for C_{total} på samme måde som Z_{total} .

Fortolkning af måleresultater

C_2 findes ved at aflæse den frekvens f på førsteaksen, hvor Z'_{total} denne gang er lig $R_2/2 + R_3$, og indsætte i :

$$C_2 = \frac{1}{R_2 2\pi f_2}$$

Ved $\omega\tau_1 = 1$ bliver impedansen

$$Z'_{\text{total}} = \frac{R_1}{2} + R_2 + R_3 \quad [6.2.a]$$

C_1 findes analogt med C_2 og C_3 ved at indsætte den f_3 , der findes ved at aflæse hvor kurven skærer $R_1/2 + R_2 + R_3$, i følgende udtryk :

$$C_1 = \frac{1}{R_1 2\pi f_1}$$

6.3 Identifikation af parametre.

Vi vil ved at lave et overslag over størrelsen af de enkelte kapacitanser sandsynliggøre, at τ_1 hidrører fra oxidlaget, τ_2 fra depletionlaget, og τ_3 fra bulkzonen. Vi anslår oxidlagets tykkelse til at være mindre end 50 Å (F.Lukes, Surface Science 30 (1972),91).

Dielektricitetskonstanten for SiO_2 er 3,9 og dielektricitetskonstanten for Si er 11,9. Vi antager at oxidlaget består af Si i mere eller mindre oxideret form (SiO_x), og anslår derfor ϵ_{OX} til at være ca.8. Herefter beregner vi en meget tilnærmet værdi for C_0 .

$$C_0 = \epsilon_0 \epsilon_{\text{OX}} \times \frac{A}{l} = \epsilon_0 8 \times \frac{\pi 0,2}{50 \times 10^{-10}} = 10^{-6} \text{F}$$

Vi kan også ud fra bulkzonens proportioner og ϵ_{Si} beregne en tilnærmet værdi for bulkkapacitansen.

$$C_3 = \epsilon_0 \epsilon_b \times \frac{A}{l} = \epsilon_0 3,9 \times \frac{\pi 0,2}{0,2} = 10^{-12} \text{F}$$

C_d (depletionkapacitansen) kan vi ikke sige noget om på forhånd, idet den afhænger af flere parametre, -f.eks.temperaturen og donor/acceptor-densiteten. Vi vil nu sammenligne med målte værdier.

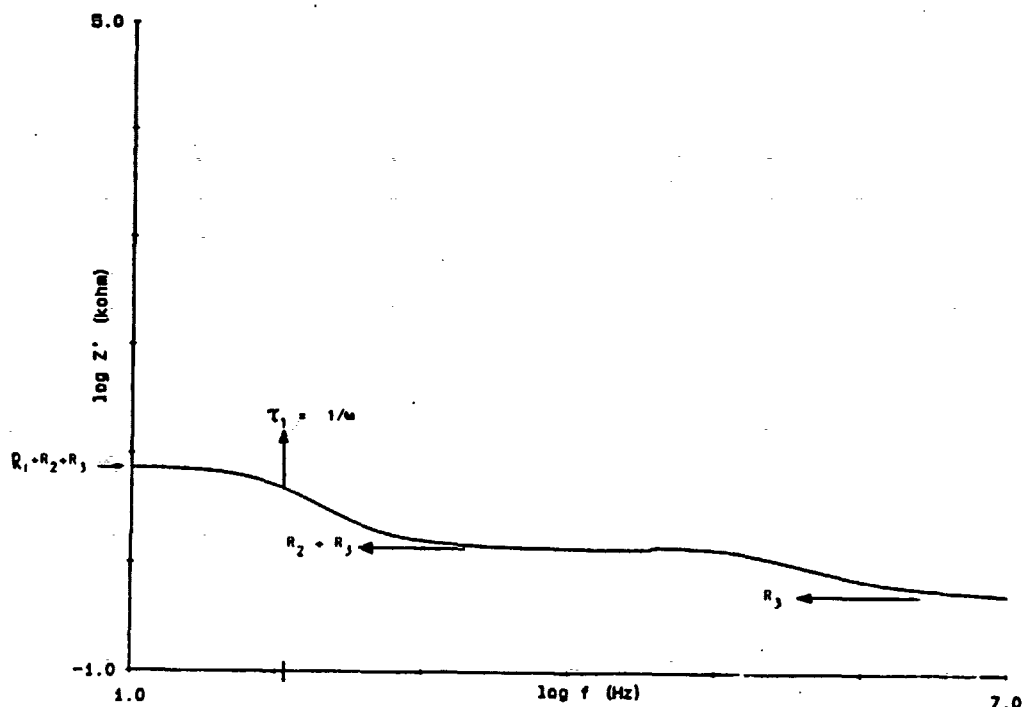


Fig 6.3.a. Prøve 26 ved 300 K. Realdelen af impedansen som funktion af frekvensen.

På impedansplottet kan vi aflæse de tre modstande $R_1=5.5 \times 10^2 \Omega$, $R_2=7.8 \times 10^2 \Omega$ og $R_3=6 \times 10^2 \Omega$ ved 300°K. R_3 aflæses direkte som værdien af Z' på det sidste niveau på kurven. R_2 aflæses ved at aflæse det andet niveau, og trække det første fra, -og så fremdeles. (Se iøvrigt afsnit 6.2).

Vi ved, at hvis der er tre adskilte niveauer på $Z'(\omega)$, så er der mindst 3 RC-led med 3 meget forskellige tidskonstanter. Da de 3 modstande er næsten ens, kan vi udlede, at den forskel som der nødvendigvis må være mellem τ_1 , τ_2 og τ_3 , må, stamme fra C_1, C_2 og C_3 .

Vi ved fra det forgående, at der for et enkelt led i formelen gælder at Z'_i går mod R_i , når ω går mod 0, og at Z'_i går mod 0, når ω går mod ∞ . Hvis $\omega R_i C_i = 1$, er $Z'_i = R_i/2$. Vi kalder det punkt hvor $Z_i = R_i/2$ for "Halveringspunktet for Z_i ". Ved at aflæse ω i halveringspunktet kan vi finde τ_i . ($\tau_i = 1/\omega$).

Vi aflæser det første halveringspunkt ved at dividere R_1 med 2, og lægge den sammen med R_3 og R_2 . Vi kan derefter aflæse hvilken frekvens denne Z' -værdi ligger på: $f= 130$ Hz, hvilket svarer til at $\omega = 2\pi \times 130$ Hz. Man skal lige passe på, idet det er en logaritmisk afbildning. (Se formel 6.2.a)

Da $\omega CR = 1$ ved denne frekvens, og vi ved at $R_1=550 \Omega$, kan vi bestemme C_1 :

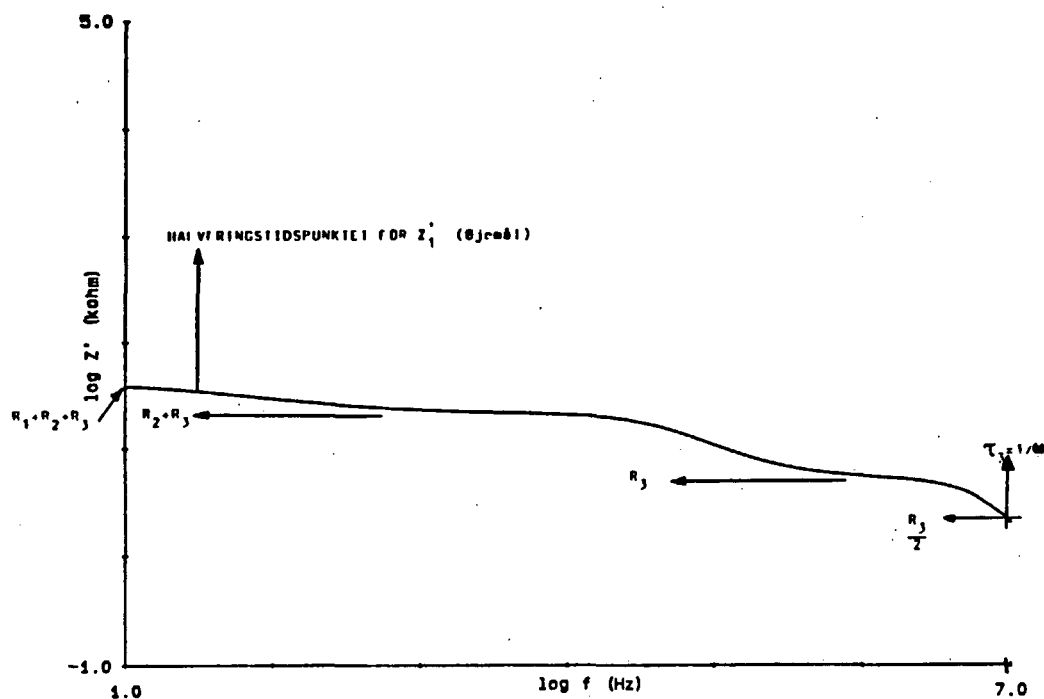
$$C_1 = 1/(2\pi 130 \times 550) = 2 \times 10^{-7} \text{ F.}$$

Fortolkning af måleresultater

Dette er nogenlunde den størrelsesorden, som vi forventer at C_0 skal have.

Hvis oxidlaget var repræsenteret af det andet led på kurven, ville ω være tre dekader større.

Dette svarer til at oxidlaget skulle være 50.000 \AA ($5 \mu\text{m}$) tykt, hvilket der ikke er empirisk belæg for. Det er ekstremt uheldigt, at at det tredje led på den valgte graf ligger uden for frekvensområdet. Derfor vedlægger vi endnu en graf (se figur 6.3.b).



Figur 6.3.b Prøve 19, ved 300 Kelvin. Realdelen af impedansen.

Aflæsning af R_3 , R_2 og R_1 :

$$R_3 = 5,1 \times 10^3 \Omega$$

$$R_2 = 15,1 \times 10^3 \Omega$$

$$R_1 = 18,1 \times 10^3 \Omega$$

Vi finder det punkt hvor $\omega\tau_3=1$ ved at dividere R_3 med 2:

$$R_3/2 = 2,5 \times 10^2$$

Z' har denne værdi når $f = 8,3 \times 10^6 \text{ Hz}$. Halveringspunktet for Z'_1 aflæser vi med øjet til at være ca. $10^{1,5} \text{ Hz}$. Dette bliver vi nødt til fordi den svage hældning på kurven ikke kan stamme fra vores impedansfunktion alene. Vi mener, at den underlige udfladning på grafen stammer fra en eller anden form for resistans og kapacitans, som nødvendigvis må resultere i en stigning af Z' . Derfor anslår halveringspunktet for Z'_1 til at ligge lidt til venstre fra det "knæk" som vi ser på kurven.

Fortolkning af måleresultater

Vi beregner nu kapacitanserne ud fra kendskabet til R og ω .

$$C = \frac{\tau}{R} = \frac{1}{\omega R} = \frac{1}{f 2 \pi R}$$

Eksperiment	" Beregnede "værdier.
$C1 = 3,8 \times 10^{-12} \text{ F}$	$Cb = 10^{-12} \text{ F}$
$C3 = 2,7 \times 10^{-7} \text{ F}$	$Co = 10^{-6}$

Disse kapacitanser svarer jo forbløffende godt til dem vi havde beregnet ud fra geometrien. Vi må nu formode, at $C1$ og $R1$ repræsenterer henholdsvis Co og Ro (kapacitansen og resistansen i oxidlaget), samt at $C3$ og $R3$ repræsenterer hhv. Cb og Rb (kapacitansen og resistansen i bulkzonen). Denne iagttagelse kan underbygges, hvis de eksperimentelle $R1, R3, C1$ og $C3$ -værdier kan fastlægges således, at deres temperaturafhængighed svarer til det formodede temperaturforløb for henholdsvis oxid og bulk.

Vi antager nu, at det midterste niveau på kurven repræsenterer depletionområdet. For at kontrollere rigtigheden af denne antagelse, må vi undersøge, om kurvernes $R2$ og $C2$ -værdier udviser samme temperaturafhængighed som den "forventede" R_{dep} og C_{dep} .

Før prøvernes temperaturafhængighed behandles, vil vi kort resumere delkomponenternes forventede temperaturafhængighed:

P/N-TYPE	$R1$	$R2$	$R3$	$C1$	$C2$	$C3$
80K ↓ 300K	Fald- ende	Fald- ende	Stig- ende	Kon- stant	Stigende (P-type bør brat forsvinde)	Kon- stant

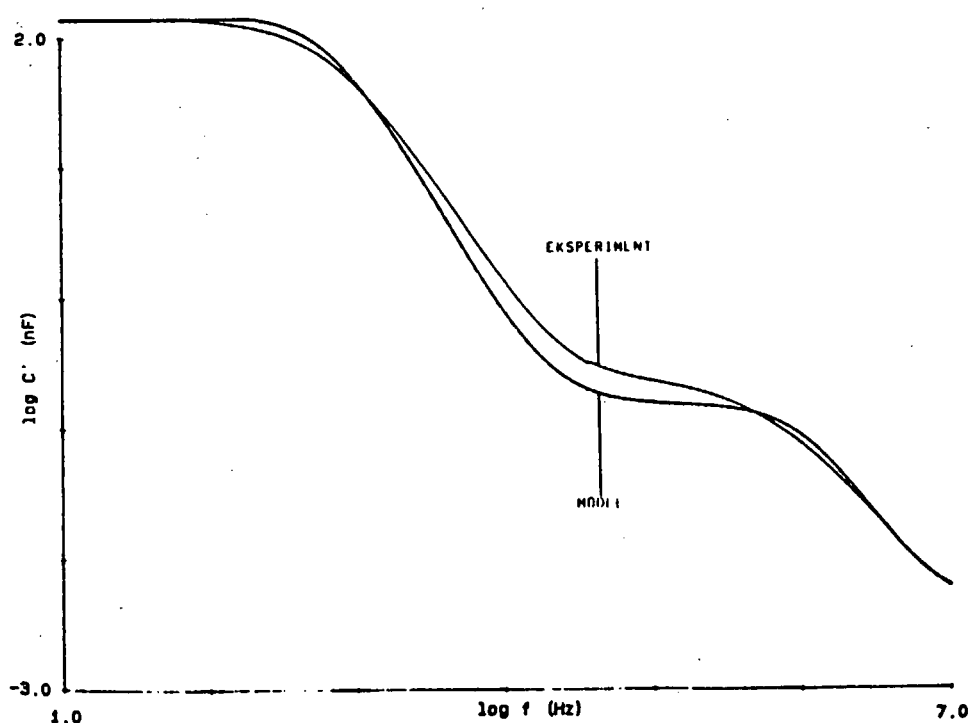
6.4 Kurvefitning og temperaturafhængighed.

Når de enkelte modelparametres temperaturafhængighed skal bestemmes er det både kompliceret og tidskrævende, at aflæse de mange R - og C -værdier direkte fra graferne. Derfor har vi benyttet os af kurvefitning. Kurvefitningen består i at benytte et computerprogram, hvor

Fortolkning af måleresultater

impedans-funktionen og kapacitans-funktionen for en 3-ledet RC-model er indlagt. Programmet * er konstrueret således, at man kan hente måledata ind fra en diskette, og tegne dem som en graf på skærmen, f.eks. $Z'(\omega)$ eller $C'(\omega)$. Samtidig kan man tegne de tilsvarende model-funktioner. Der er mulighed for at justere modelparametrene således, at modellen svarer til måleresultaterne. Når man har tilpasset modelgrafen til den eksperimentelle graf, kan man gå ind og læse de 6 modelparametre. Vi har forsøgt at gennemføre denne procedure på alle temperaturer for en formodet n-type og en formodet p-type siliciumprøve. (Prøve 19 og prøve 26)

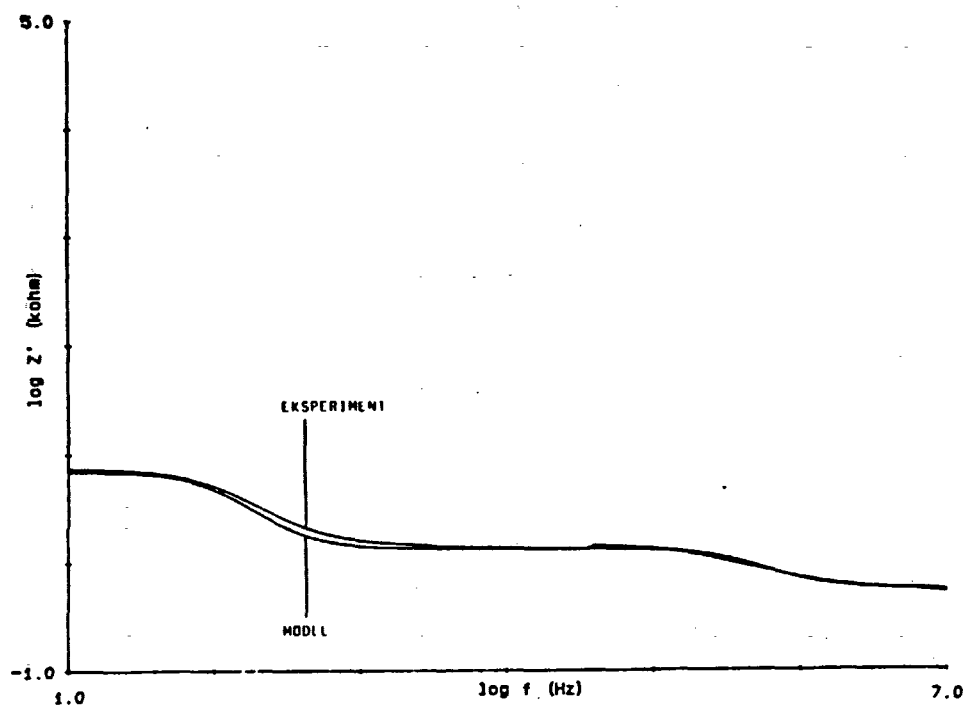
Metoden er særdeles anvendelig, idet man kan aflæse et niveau på en kurve med en nøjagtighed på $\pm 5\%$. For at opnå denne nøjagtighed i aflæsningen af modelparametrene skal der selvfølgelig være et niveau på grafen, som kan aflæses entydigt, hvilket bestemt ikke er tilfældet i alle vores målinger. Under kurvefitningen bevarer man let overblikket over hvordan den enkelte parameter indvirker på kurven. Generelt er det lettest først at tilpasse modstandene ved hjælp af realdelen af impedansen, da de tre niveauer kun afhænger af R_1 , R_2 og R_3 . Derefter fitter man kapacitanser, hvilket indvirker på modellen på en mere kompliceret måde. Først når både modellens impedans- og kapacitanskurver så vidt mulig viser overensstemmelse med måledata, er kurven "fittet" færdig.



Figur 6.4.a Prøve 23, ved 300 Kelvin. Realdelen af kapacitansen $C'(\omega)$ for . Den flade linie er måledata, og den stejle linie er en tilpasset kurve.

* Programmet er lavet af Jan Vedde, IMFUFA.

Fortolkning af måleresultater

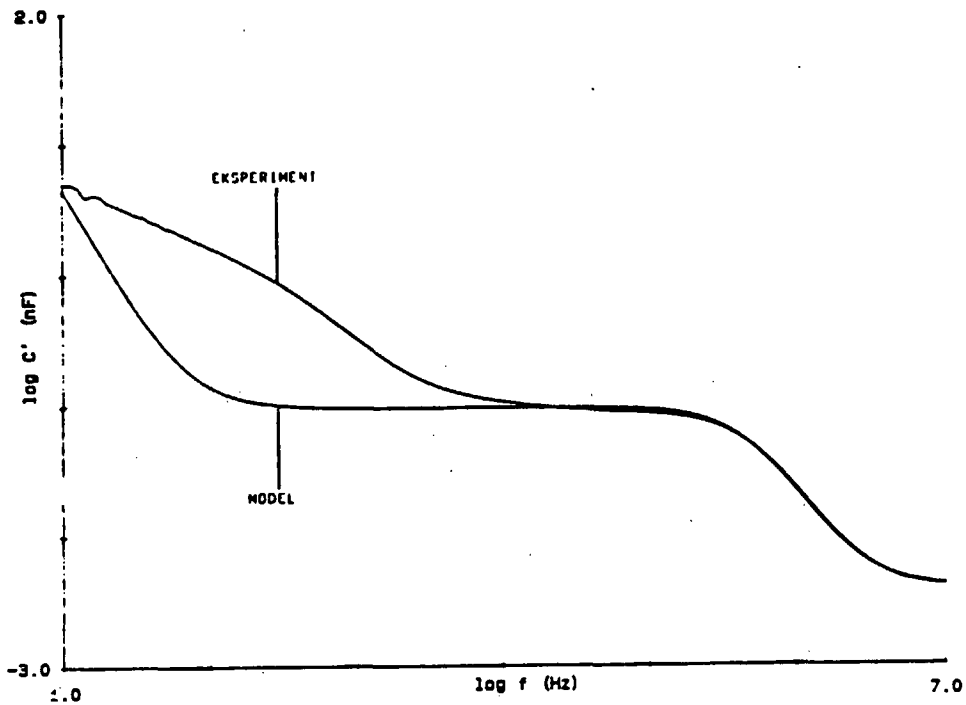


Figur 6.4.b Prøve 26 ved 300 Kelvin. Kurvefitning på $Z'(\omega)$.

Der er to modelparametre som ikke bør være temperaturafhængige: Bulk-kapacitansen og oxidkapacitansen. (C_3 og C_1). Det kunne selvfølgelig være rart at eftervise, at det forholder sig sådan. Der er imidlertid det problem, at τ_1 ved lave temperaturer ($T < 250\text{K}$) bliver så stor, at knækket på kapacitans-kurven ligger uden for det frevensområde-område som vi arbejder med. Samtidig sker der det, at overgangen fra det område af grafen hvor oxidlaget dominerer, til det område hvor depletionlaget dominerer bliver forstyrret ved faldende temperaturer. Det bliver således svært at skelne de to niveauer. Vi ved ikke rigtig hvad det er som giver denne flade overgang fra det første til det andet niveau, men man kunne jo forestille sig, at det er hatmodellens utilstrækkelighed, som spiller ind. Vi har jo forudsat, at der er en brat overgang fra depletion-til bulk-zonen. Og det kunne jo godt være, at det at der er en blød overgang, resulterer i lidt "snusk" i måleresultaterne.

C_1 udviser tendens til at forblive konstant i prøve 26. Her kan man aflæse C_1 og R_1 entydigt fra 300-256 K. Vi bliver nødt til at antage, at C_1 holder sig konstant i hele temperaturspekteret. Vi aflæser C_1 ved høje temperaturer, hvor den er nogenlunde entydig. Under kurve-fitningen holder vi simpelthen C_1 konstant. For at få τ_1 til at stige med faldende temperaturer, bliver man nødt til at hæve R_1 kraftigt. Dette stemmer kvalitativt overens med teorien om, hvordan R_1 afhænger af temperaturen. Se fig.6.4.d.

Fortolkning af måleresultater



Figur 6.4.c Prøve 19 ved 300 Kelvin. Hædningskoefficienten på kapacitanskurven kan ikke efterlignes ved at justere parametrene i modellen. Og det første niveau kan ikke aflæses entydigt.

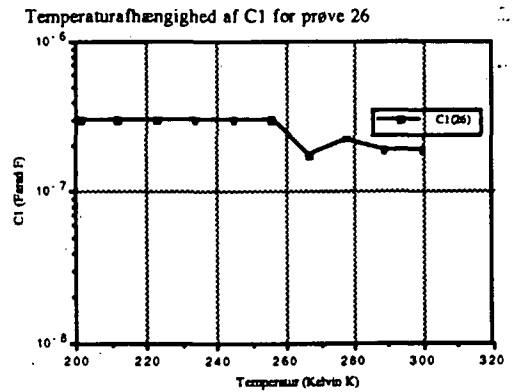
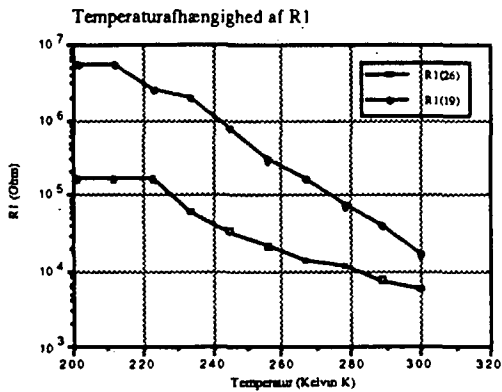


Fig.6.4.d. R1 og C1 afbildet som funktion af temperaturen. Kun de fem første C1-værdier i prøve 26 er målte værdier (300K-256K). De resterende er sat til at være konstante.

I den anden ende af frekvensspektret sker der for prøve 26 det, at τ_3 bliver så lille, at det ikke lader sig gøre at bestemme C3. Til gengæld viser prøve 19 entydigt at C3 er konstant ved alle temperaturer. Se fig.6.4.e. Endnu en gang er der kvalitativ overensstemmelse mellem teori og praksis, idet bulk-zonens kapacitans bør være den samme ved alle temperaturer.

Fortolkning af måleresultater

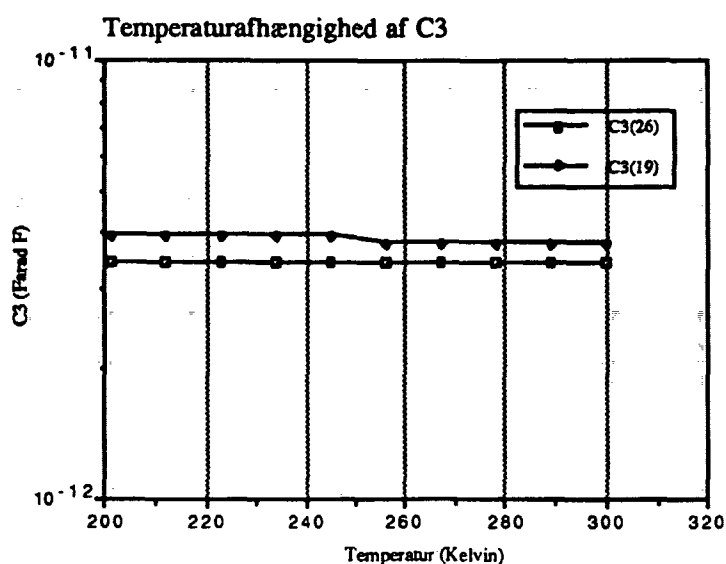


Fig.6.4.e. C3 afbildet som funktion af temperaturen.

Niveauet for R3 lader sig let aflæse i alle tilfælde. I begge prøver stiger R3, som forventet, med temperaturen - bulk-zonens modstand stiger.

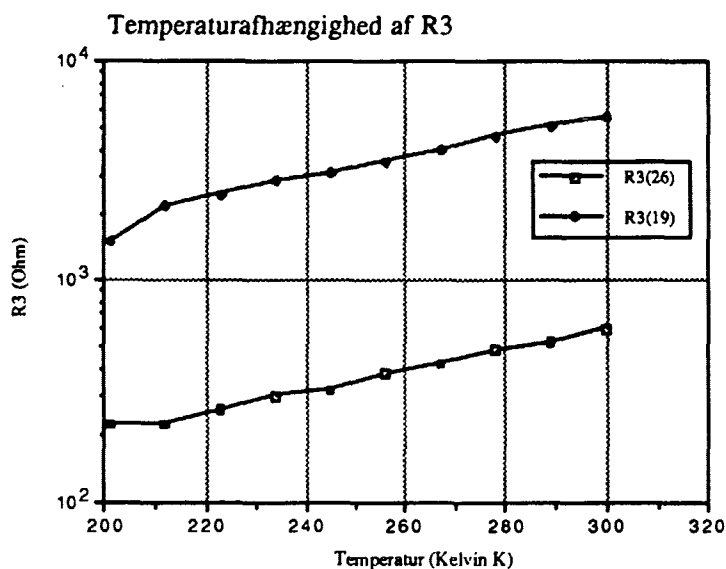


Fig.6.4.f. R3 som funktion af temperaturen.

C2 og R2 er forholdsvis lette at aflæse ved alle temperaturer. Når temperaturen stiger kan det konstateres, at modstanden falder, mens kapacitansen stiger (fig.6.4.g) Dette forløb indikerer kraftigt, at C2 og R2 repræsenterer henholdsvis C_{dep} og R_{dep} . Dog konstaterer vi ikke den bratte forsvinden af C_{dep} i den formodede p-halvleder. Dette kan skyldes mange faktorer. Den mest nærliggende forklaring er, at prøven i virkeligheden er en n-type! (Dette fænomen uddybes i kap.7)

Fortolkning af måleresultater

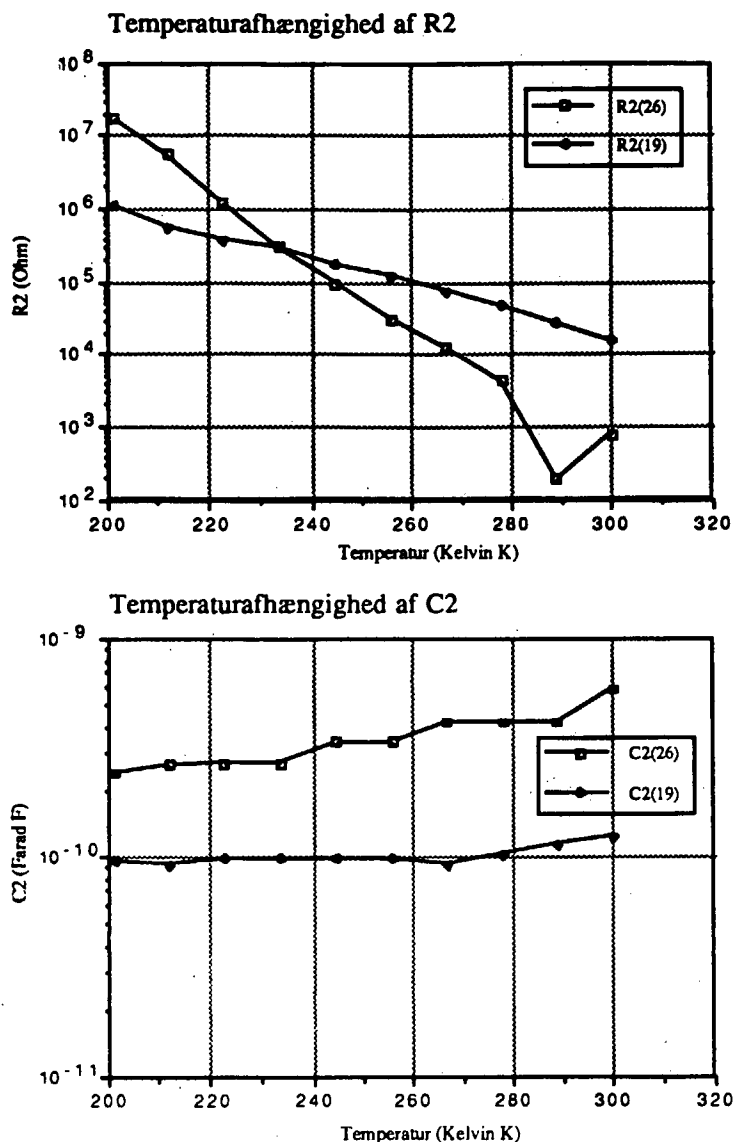


Fig.6.4.g. C2 og R2 som funktion af temperaturen.

Det er specielt R3 og C2 vi er interesserede i at finde, idet disse parametre skal bruges til at beregne donor/acceptor-densiteterne. Derfor er disse to parametre fittet for alle prøverne - R3 ved 300K og C2 ved 80K.

Når nu både temperaturafhængigheden og størrelsesordenen af de enkelte parametre passer med forudsigelseme, kan vi endeligt konkludere at de lag vi måler på, er oxidlag, depletionlag og bulkzone.



Kapitel 7

Kapitlet hvor densiteten af podningsatomer bestemmes for de enkelte siliciumprøver. Sidst i kapitlet findes diskussion og perspektivering.

7.1 Udregning af koncentration af podningsatomer.

Vi vil nu beregne koncentrationen af podningsatomer (N_{dop}), ud fra de fittede værdier for R_b og C_d . Selve udregningen af N_{dop} kan foretages på to uafhængige måder. Enten ud fra kendskab til R_b , eller ud fra kendskab til C_d . Disse to metoder vil i det følgende blive gennemgået.

" C_d -metoden".

Ud fra den opstillede strategi i kapitel 4, kan vi med kendskab til C_d udregne depletionområdets bredde (W), og derigennem ladningsdensiteten (n_{tot}). Da vi tidligere har antaget at ladningsdensiteten hovedsageligt afhænger af antallet dopingatomer (jvf. kap 2), kan n_{tot} opfattes som et direkte udtryk for N_{dop} :

[7.1.a]

$$N_{\text{dop}} = \frac{2 \epsilon_0 \epsilon_r \Delta\mu(\text{Au-Si})}{e^2 W^2}$$

Som det ses indgår bredden af depletionområdet (W) i udtrykket. Heldigvis kender vi opskriften på W :

[7.1.b]

$$W = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{2 C_d}$$

Kapacitansen af depletionzonen har vi fundet ud fra målingerne ved 91 K. Når vi har valgt at benytte den laveste måletemperatur, skyldes det bl.a. at antallet af intrinsic ladningsbærere her er ubetydeligt. Endvidere er det kemiske potentiale bedre defineret i dette temperatur-område (se kap 3). Ud fra de målte kapacitanser ved 91 K, samt med kendskab til prøvernes geometri (tværsnitsareal : A), kan vi nu endelig bestemme N_{dop} . (Ved kombination af formel 7.1.a og 7.1.b).

Bearbejdning af måleresultater og konklusion

" R_b -metoden".

N_{dop} kan også bestemmes ved hjælp af helt andre parametre, idet N_{dop} optræder i udtrykket for bulkmodstanden : [7.1.c]

$$N_{dop} = \frac{1}{|e| \cdot \lambda \cdot R_b} \cdot \frac{d}{A}$$

I denne metode benytter vi R_b fundet ved 300K, idet mobiliteten (λ) her er kendt. Prøvens tværsnitsareal A og tykkelse d er på forhånd kendte størrelser. N_{dop} kan nu udregnes.

P-type eller N-type ?

Både mobiliteten (λ) og forskellen i kemisk potentiale ($\Delta\mu$), er forskellig for n- og p-halvledere. Derfor er det muligt, at bestemme om den enkelte prøve er en n- eller p-type. For at der skal være konsistens i udregningerne, må der nødvendigvis være overensstemmelse mellem de to forskellige metoders N_{dop} -værdier. Når prøvetypen skal bestemmes, indsættes værdier der knytter sig til n- og p-silicium (λ og $\Delta\mu$). Den typeantagelse der giver bedst overensstemmelse mellem de to metoders N_{dop} -værdier, afgør prøvens art.

	N-type	P-type	Enhed
$\Delta\mu(\text{Au-Si})$	0.7	0.2	[eV]
$\lambda(300 \text{ K})$	0.14	0.048	[$\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]

Udregning af N_{dop} .

Inden N_{dop} beregnes vha. de to metoder, vil vi præsentere de fittede værdier for R_b og C_d , samt prøvernes geometri:

Prøve	d	A	C_d	R_b
19	$2,20 \cdot 10^{-3}$	$7,39 \cdot 10^{-5}$	$8,05 \cdot 10^{-11}$	$5,63 \cdot 10^3$
92	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$7,54 \cdot 10^{-5}$	$8,43 \cdot 10^{-11}$	$4,86 \cdot 10^3$
11	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$7,62 \cdot 10^{-5}$	$6,44 \cdot 10^{-11}$	$8,28 \cdot 10^3$
94	$2,30 \cdot 10^{-3}$	$7,70 \cdot 10^{-5}$	$2,07 \cdot 10^{-10}$	$5,63 \cdot 10^3$
26	$2,30 \cdot 10^{-3}$	$7,62 \cdot 10^{-5}$	$9,99 \cdot 10^{-11}$	$5,44 \cdot 10^2$
1	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$7,69 \cdot 10^{-5}$	$7,82 \cdot 10^{-11}$	$2,75 \cdot 10^3$
	m	m^2	F	Ω

Tabel 7.1.a De målte parametre.

Bearbejdning af måleresultater og konklusion

Ud fra disse data, kan vi nu beregne N_{dop} og samtidig undersøge overensstemmelsen mellem værdierne udregnet vha. de to metoder. Derudover kan prøvemes type bestemmes, ved indsættelse af tabelværdier for henholdsvis en n- og p-type silicium. Tabelværdierne er givet ved:

[ΔN_{dop}]	Beregnet med N-type parametre		Beregnet med P-type parametre		Relativ afvigelse		
	Prøve	$N_{\text{dop}}(C_d)$	$N_{\text{dop}}(R_b)$	$N_{\text{dop}}(C_d)$	$N_{\text{dop}}(R_b)$	N-type	P-type
19		$3,99 \cdot 10^{17}$	$2,36 \cdot 10^{17}$	$1,12 \cdot 10^{17}$	$6,88 \cdot 10^{17}$	40	83
92		$4,13 \cdot 10^{17}$	$2,74 \cdot 10^{17}$	$1,18 \cdot 10^{17}$	$7,98 \cdot 10^{17}$	34	85
11		$2,36 \cdot 10^{17}$	$1,59 \cdot 10^{17}$	$6,75 \cdot 10^{17}$	$4,64 \cdot 10^{17}$	33	31
26		$2,39 \cdot 10^{18}$	$2,45 \cdot 10^{18}$	$6,84 \cdot 10^{17}$	$7,14 \cdot 10^{18}$	2	90
94		$5,69 \cdot 10^{17}$	$4,89 \cdot 10^{17}$	$1,63 \cdot 10^{17}$	$1,43 \cdot 10^{18}$	14	87
1		$3,42 \cdot 10^{17}$	$1,79 \cdot 10^{17}$	$9,76 \cdot 10^{16}$	$5,21 \cdot 10^{17}$	47	82
		m^{-3}	m^{-3}	m^{-3}	m^{-3}	%	%

Tabel 7.1.b Ladningsbærer densiteten udregnet på baggrund af den kemiskepotentiale forskel mellem Si og Au. ($\Delta\mu(\text{Au-Si})$ for n-type = 0,7 eV $\Delta\mu(\text{Au-Si})$ for p-type = 0,2 eV). De relative usikkerheder er beregnet ud fra den største værdi.

Af de udregnede værdier, ser vi, at alle seks prøver (med undtagelse af prøve 11) er n-typer, idet der ved "n-type-antagelse" opnås mindst afvigelse mellem de to metoders resultater. Afvigelsen er for en formodet n-type op til 50%, mens den for en formodet p-type er helt op til 90%. Dog ved vi, fra Topsil's egne målinger, at tre af Si-prøverne er formodede p-typer. For at give denne uoverensstemmelse en mulig forklaring, undersøgte vi en ny hypotese.

7.2. "Overflade-hypotese".

Vi går ud fra, at de værdier for R_b og C_d , som vi har fundet frem til vha. fitningen er korrekte. Ud fra disse værdier kan det ses, at depletionlaget ikke opfører sig, som vi havde forventet. I følge teorien burde depletionlaget i p-halvlederen være forsvundet ved stigende temperaturer. Dette er ikke tilfældet!

En forklaring kunne være, at vi har regnet med en forkert forskel i kemisk potentiale. Silicium er nemlig kendt for at have betydelige overfladeeffekter (kilde 14, s.822). Disse overfladeeffekter kan resultere i tilladte energiniveauer i båndgabet. Se fig.7.2.a.

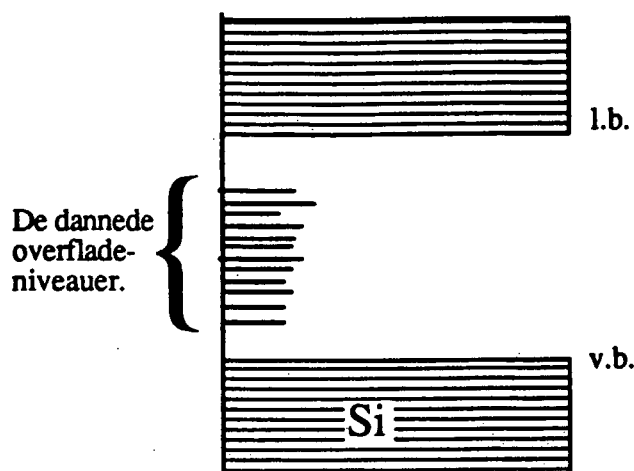


fig 7.2.a. De dannede overflade niveauer i energigabet.

Forskellen i kemisk potentiale skal derfor regnes som forskellen mellem det kemiske potentiale i henholdsvis silicium og overflade. Det kemiske potentiale i overfladen (μ -overflade) anslås, iflg. vores vejleder Petr Viscor, til at ligge ca.4,4 eV under vacuum-niveau.

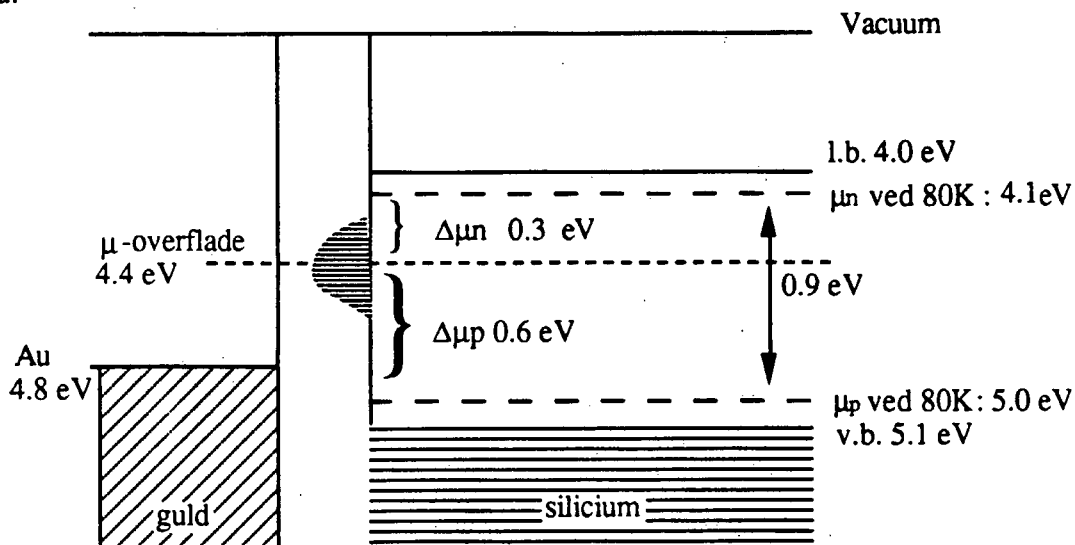


Fig.7.2.b. Viser det kemiske potentiale relateret til vacuum niveau, før sammensætning.

P.g.a ændringerne i kemisk potentiale må udregningern af N_{dop} vha. C_D -metoden revideres. Forskellen i kemisk potentiale er nu :

	N-type	P-type	Enhed
$\Delta\mu(\text{Au-Si})$	0.3	0.6	[eV]

Bearbejdning af måleresultater og konklusion

Resultatet af udregningerne:

Prøve	Beregnet med N-type parametre		Beregnet med P-type parametre		Relativ afvigelse [ΔN_{dop}]	
	$N_{dop}(C_d)$	$N_{dop}(R_b)$	$N_{dop}(C_d)$	$N_{dop}(R_b)$	N-type	P-type
19	$1,69 \cdot 10^{17}$	$2,36 \cdot 10^{17}$	$3,37 \cdot 10^{17}$	$6,88 \cdot 10^{17}$	28	51
92	$1,80 \cdot 10^{17}$	$2,74 \cdot 10^{17}$	$3,54 \cdot 10^{17}$	$7,98 \cdot 10^{17}$	34	56
11	$1,01 \cdot 10^{17}$	$1,59 \cdot 10^{17}$	$2,03 \cdot 10^{17}$	$4,64 \cdot 10^{17}$	36	56
26	$1,03 \cdot 10^{18}$	$2,45 \cdot 10^{18}$	$2,05 \cdot 10^{18}$	$7,14 \cdot 10^{18}$	58	71
94	$2,44 \cdot 10^{17}$	$4,89 \cdot 10^{17}$	$4,88 \cdot 10^{17}$	$1,43 \cdot 10^{18}$	50	66
1	$1,46 \cdot 10^{17}$	$1,79 \cdot 10^{17}$	$2,93 \cdot 10^{17}$	$5,21 \cdot 10^{17}$	18	43
	m^{-3}	m^{-3}	m^{-3}	m^{-3}	%	%

Tabel 2.a Ladningsbæredensiteten udregnet på baggrund af den kemiske potentiale forskel mellem Si og overfladelaget. ($\Delta\mu(\text{Si-overflade})$ for n-type = 0,3 eV og $\Delta\mu(\text{Si-overflade})$ for p-type = 0,6 eV).

Ved denne nye udregning er forskellen mellem $N_{dop}(C_d)$ og $N_{dop}(R_b)$ for en formodet n-type blevet væsentligt forøget. Den relative afvigelse (ΔN_{dop}) ligger nu i intervallet: 40 - 220 %. For en formodet p-type er ΔN_{dop} derimod stærkt formindsket (80 - 250 %) Da afvigelsen for henholdsvis n- og p-beregninger nu er af samme størrelsesorden, er det vanskeligt at afgøre, om de enkelt prøver er enten n eller p-typer. Resultaterne er ikke entydige, men det ses dog, at ΔN_{dop} , i alle prøverne, er mindst ved n-beregningerne. Meget tyder altså stadigvæk på, at vi udelukkende har målt på n-typer! Vi vil nu sammenligne vores beregnede N_{dop} -værdier med Topsil's egne resultater:

Prøve	Beregnet med N-type parametre		Beregnet med P-type parametre		FTIR
	$N_{dop}(C_d)$	$N_{dop}(R_b)$	$N_{dop}(C_d)$	$N_{dop}(R_b)$	N_{dop}
19	$3,99 \cdot 10^{17}$	$2,36 \cdot 10^{17}$	$1,12 \cdot 10^{17}$	$6,88 \cdot 10^{17}$	$7,44 \cdot 10^{17}$ p-type
92	$4,13 \cdot 10^{17}$	$2,74 \cdot 10^{17}$	$1,18 \cdot 10^{17}$	$7,98 \cdot 10^{17}$	$1,05 \cdot 10^{18}$ p-type
11	$2,36 \cdot 10^{17}$	$1,59 \cdot 10^{17}$	$6,75 \cdot 10^{17}$	$4,64 \cdot 10^{17}$	$5,0 \cdot 10^{16}$ n-type
26	$2,39 \cdot 10^{18}$	$2,45 \cdot 10^{18}$	$6,84 \cdot 10^{17}$	$7,14 \cdot 10^{18}$	$1,98 \cdot 10^{17}$ n-type
94	$5,69 \cdot 10^{17}$	$4,89 \cdot 10^{17}$	$1,63 \cdot 10^{17}$	$1,43 \cdot 10^{18}$	$2,98 \cdot 10^{16}$ n-type
1	$3,42 \cdot 10^{17}$	$1,79 \cdot 10^{17}$	$9,76 \cdot 10^{16}$	$5,21 \cdot 10^{17}$	$2,98 \cdot 10^{16}$ n-type
	m^{-3}	m^{-3}	m^{-3}	m^{-3}	m^{-3}

Tabel 7.2.b Sammenligning af ladningsbærer densiteten udregnet på baggrund af det kemiske potentiale forskel mellem Si og Au. ($\Delta\mu(\text{Au-Si})$ for n-type = 0,7 eV $\Delta\mu(\text{Au-Si})$ for p-type = 0,2 eV) og ladningsdensiteten målt ved FTIR.

7.3 Diskussion.

Disse måleresultater tyder på at vi har målt 5 n-type-siliciumkrystaller. Hvorvidt prøve 11 er p- eller n-type kan vi ikke afgøre ud fra målingerne. Ligemeget hvordan vi vender og drejer det, kan der ikke blive overensstemmelse mellem Topsils og vores målinger. Vi kan ikke tage stilling til, hvilke af måleresultaterne der er mest nøjagtige. I det følgende vil vi kort diskutere hatmodellens svage og stærke sider.

Modellen.

Beregningen af $N_{\text{dop}}(C_d)$ indebærer en modelantagelse om, at depletion-området er fuldstændig udtømt for ladningsbærere, og at der eksisterer en brat overgang mellem bulk og depletion. Vi ved, at dette ikke er tilfældet. Samtidig er det ikke muligt, nøjagtigt at bestemme forskellen i kemisk potentiale til en given temperatur. I udtrykket for R_b indgår der en mindre veldefineret parameter, mobiliteten. Man er i tvil om, hvorledes denne størrelse opfører sig ved lav doping-densitet. Pga. dette kan vi ikke udtale os om, hvilken af de to beregningsmetoder, der er den mest korrekte.

Modellen er selvkonsistent. Hvis vi udelukker hypotesen om overfladetilstande, ser vi en relativ afvigelse mellem $N_{\text{dop}}(C_d)$ og $N_{\text{dop}}(R_b)$ på højst 50%. I "denne branche" er dette faktisk en lille relativ afvigelse. Dette overbeviser os om, at en nuancering af hatmodellen kan føre til bedre resultater. F.eks. kunne man udbygge modellen mht. udtrykket for depletion-områdets bredde.

Vi har i realiteten målt bulk-resistiviteten i alle seks prøver. Modstanden R_b er givet næsten entydigt ved fitningen, og samtidig kan prøvemes geometri bestemmes med stor nøjagtighed. Den specifikke modstand kan da udregnes som:

$$\frac{1}{\sigma_b} = R_b \cdot \frac{A}{d} \quad [7.3.a]$$

Derimod kan vi ikke udtale os om doping-atomernes antal og art. For at kunne gøre dette er det nødvendigt, at undersøge fænomenet overfladetilstande nøjere.

Bearbejdning af måleresultater og konklusion

Prøve	d	A	R_b	σ^{-1}
19	$2,20 \cdot 10^{-3}$	$7,39 \cdot 10^{-5}$	$5,63 \cdot 10^3$	$1,89 \cdot 10^2$
92	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$7,54 \cdot 10^{-5}$	$4,86 \cdot 10^3$	$1,63 \cdot 10^2$
11	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$7,62 \cdot 10^{-5}$	$8,28 \cdot 10^3$	$2,80 \cdot 10^2$
94	$2,30 \cdot 10^{-3}$	$7,70 \cdot 10^{-5}$	$5,63 \cdot 10^3$	$1,88 \cdot 10^2$
26	$2,30 \cdot 10^{-3}$	$7,62 \cdot 10^{-5}$	$5,44 \cdot 10^2$	$1,80 \cdot 10^1$
1	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$7,69 \cdot 10^{-5}$	$2,75 \cdot 10^3$	$9,40 \cdot 10^1$
	m	m^2	Ω	Ωm

Tabel 7.3.a Den specifikke modstand i bulk, udregnet vha. formel 7.3.a.

7.4 Perspektivering.

Perspektiverne af de resultater vi har opnået ved brug af hatmodellen, kan måske forkomme uvedkommende. Som målinger, er de da heller ikke at betragte som andet end et første forsøg på at anvende en ny målemetode, med alle de muligheder det medfører for fejl. Omvendt bekræfter resultaterne hatmodellens anvendelighed, i en grad der giver håb om, at modellen indenfor en overskuelig tidsramme kan udvikles og forfines til et nyt og slagkraftigt værktøj inden for faststoffysikken. Perspektiverne heraf er meget svære at overskue, men det kan muligvis betyde et gennembrud for udforskningen af højresistive materials indre elektriske egenskaber. Ikke mindst fordi metoden giver mulighed for bestemmelse af både densitet og mobilitet af ladningsbærerne på en gang. En anden fordel er at metoden er meget billigere, end tilsvarende metoder (f.eks. FTIR), og er meget lettere at udføre.

Hvis der er andre studerende, der ønsker at beskæftige sig med faststoffysik, giver de forliggende resultater mulighed for et væld af projektmuligheder, der kan være medvirkende til yderligere undersøgelse af hatmodellens muligheder.

De emner der specielt tænkes på er:

- Undersøgelse og sammenligning af forskellige målegeometriens betydning for de enkelte værdier- hvordan prøvernes form og størrelse indvirker på deres elektriske egenskaber.
- Undersøgelse af forskellige elektrodematerialers betydning for depletionlagets tykkelse, med henblik på videre undersøgelse af overflade-energitilstandenes betydning.

Bearbejdning af måleresultater og konklusion

-Undersøgelse af lavfrekvent AC-strøm og forskellige typer biasspændingers betydning for den rummelige fordeling af ladningsbærere. Dette ville vi godt have nået, hvis vi havde haft lidt mere tid.

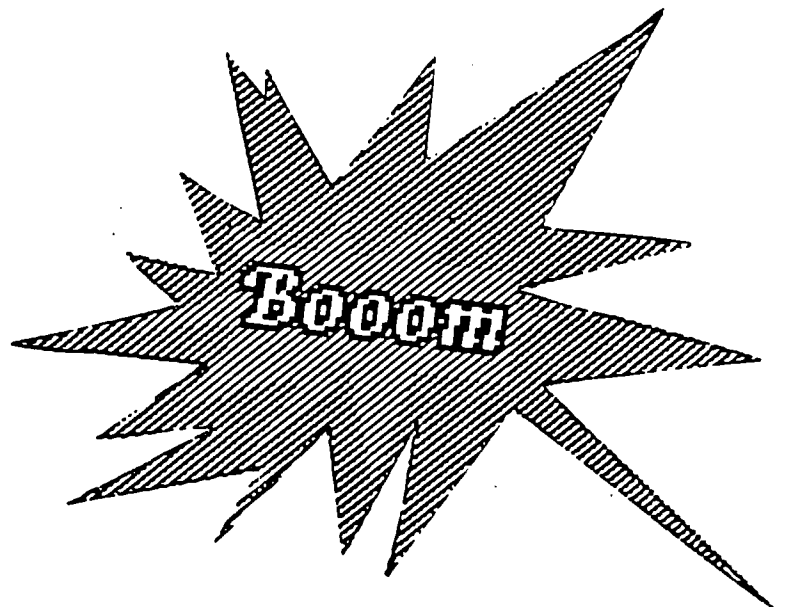
-Undersøgelse af oxidlags betydning for de indre elektriske egenskaber. F.eks. hvordan oxidlaget påvirker depletionlagets tykkelse og resistivitet.

-Undersøgelse af, hvorledes selve pådampningen af gullet indvirker på krystaloverfladen.

-Undersøgelse af, hvordan oxidlagets impedans opfører sig ved lave frekvenser. Lavere end f.eks. 10 Hz.

God fornøjelse

Med Venlig Hilsen Gruppe 8, P1, forår 1989.



APPENDIKS A

Hvor vi vil beskrive de grundlæggende egenskaber ved en kondensator, ved at tage udgangspunkt i en pladekondensator.

To elektriske ledende parallelle plader, påtrykkes en spændingsforskel, V .

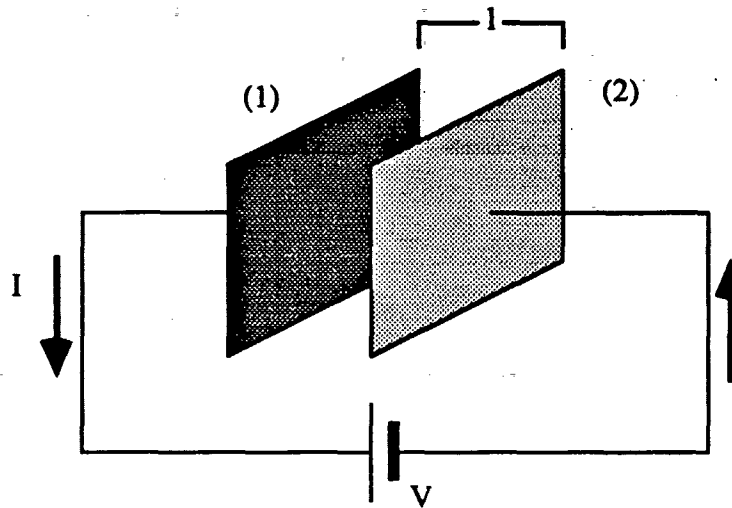


Fig. A.a Pilene på tegningen viser strømmens retning fra plus til minus, som er defineret modsat af elektronernes bevægelsesretning.

Elektronerne vil nu begynde at vandre fra spændingskildens negative pol og over til plade (1). Et tilsvarende antal elektroner trækkes fra plade (2) og med mod spændingskildens positive pol. Plade (1) har nu en ladning svarende til $-Q$ mens, plade (2) har ladningen Q . Hvis V ændres, vil ladningsforskydningen ligeledes ændres. Denne ladningsforskydning medfører dannelse af et elektrisk felt, E .

En kondensators kapacitans (C) er et udtryk for hvor stor en ladningsophobning, der fås ved en given spænding. Jo større kapacitans, desto bedre er kondensatoren til at "holde" på ladninger. Enheden for kapacitans er Farad [F], og er defineret som forholdet mellem den ladning [q] der er ophobet på kondensatorpladerne, pr. spændingsfald [V].

$$C = \frac{Q}{V}$$

Kapacitansen afhænger af kondensatorens udformning samt af materialet mellem pladerne kaldet dielektriket. Sammenhængen mellem kapacitansen (C), pladernes areal (A), afstanden mellem pladerne (d), og dielektrikets polarisations-egenskaber (ϵ), er givet ved:

$$C = \frac{\epsilon A}{d}$$

Når arealet øges vil kondensatoren kunne rumme flere ladninger til sammen spændingsforskel. Derimod vil det elektriske felt aftage med afstanden.

Kondensatoren

Dielektricitetskonstanten, ϵ_r .

Hvis man placerede en perfekt isolator mellem en kondensators to plader, ville man få en kondensator med en uendelig stor parallelkoblet tabsmodstand. Ingen elektroner ville nu være istand til at vandre fra den negativt til den positivt ladede plade. En stor ladnings-ophobning er hermed opnået. Modsat, ville en kondensator med et mellemliggende ledende materiale, have en lille tabsmodstand, hvorved ladningstransport mellem pladerne er mulig. Herved skabes en dårlig kondensator.

Et materiales egenskab som dielektrikum, opgives normalt i forhold til dielektricitetskonstanten for vacuum, ϵ_0 .

$$\epsilon_s = \epsilon_0 \epsilon_r \qquad \epsilon_0 = 8,95 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$$

Som eksempel kan nævnes at for Silicium er $\epsilon_r = 11,9$. Den samlede dielektricitetskonstant er følgelig ; $11,9 \epsilon_0 \text{ F / m}$.

Forskydningsstrøm

Holder man spændingen konstant over pladerne, vil der ingen strøm løbe. Begynder man derimod at variere spændingen, vil ladningsfordelingen ændres. Sænkes spændingen vil plade (1) nu afgive elektroner med plade (2) vil optage elektroner. Dette vil i princippet medføre at plade (1) modtager en strøm, $I(t)$, svarende til den afgivne strøm fra plade (2).

$$I(t) = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dV}{dt}$$

P.g.a. denne strømændring ser det nu ud som om kondensatoren gennemløbes af strømmen I . Denne fiktive strøm gennem kondensatoren kaldes også forskydningsstrømmen. Bemærk at forskydningsstrømmen er tidsafhængig, og at det er et resultat af det tidligere spændingsforløb.

APPENDIKS B

Kompleks symbolsk metode

I tidssproget kan man beskrive en sinusformet varieret strøm ved funktionen $I(t)$

$$I(t) = I_{\max} \sin(\omega t + \beta) \quad [B.a]$$

hvor $I(t)$ er øjebliksstrømmen til tiden t ,
 t er tiden,
 I_{\max} er maksimalstrømmen,
 ω er vinkelhastighed og
 β er fasevinklen

Strømmen kan dog også repræsenteres ved en kompleks notation, man kan bruge den komplekse eksponentialfunktion som overgangsled. Det gælder at:

$$e^{jx} = \cos x + j \sin x \quad [B.b]$$

$\cos x$ udgør den reelle del af e^{jx} og $j \sin x$ udgør den imaginære del. Ligeledes gælder det at:

$$e^{j\omega t} = \cos \omega t + j \sin \omega t \quad [B.c]$$

her udgøres realdelen af $\cos \omega t$ og imaginær delen af $j \sin \omega t$. Da der for funktionen $I(t)$ indgår $\sin(\omega t + \beta)$ kan vi benytte den imaginære del af $e^{j\omega t}$ til at udtrykke $I(t)$.

$I(t)$ kan beskrives som den imaginære del af $I_{\max} e^{j(\omega t + \beta)}$ eller skrevet på en anden måde:

$$I(t) = \text{Im}[I_{\max} e^{j(\omega t + \beta)}] \quad [B.d]$$

$$\Rightarrow I(t) = \text{Im}[I_{\max} e^{j\beta} e^{j\omega t}] \quad [B.e]$$

Den tidsuafhængige del, $I_{\max} e^{j\beta}$, kalder vi den komplekse strøm

$$\hat{I} = I_{\max} e^{j\beta} \quad [B.f]$$

Sammenholdes dette med [A.e] fås:

$$I(t) = \text{Im}[\hat{I} e^{j\omega t}] \quad [B.g]$$

Kompleks symbolsk metode

Hvis vi har en sinus formet varieret spænding, kan denne, i tidssproget, udtrykkes ved funktionen $U(t)$.

$$U(t) = U_{\max} \sin(\omega t + \alpha) \quad [\text{B.h}]$$

Analogt med strømmen, vil spændingen, $U(t)$, ved kompleks notation, være udtrykt som:

$$U(t) = \text{Im}[U_{\max} e^{j(\omega t + \alpha)}] \quad [\text{B.i}]$$

Som før, indfører vi nu denn kompleks spænding, \hat{U} .

$$\hat{U} = U_{\max} e^{j\alpha} \quad [\text{B.j}]$$

Sammenholdes [B.j] med [B.i] ses det at det, ligeledes her, gælder at:

$$U(t) = \text{Im}[\hat{U} e^{j\omega t}] \quad [\text{B.k}]$$

Afbilder man $I(t)$ dvs. $I_{\max} \sin(\omega t + \beta)$ i et polært diagram, knytter der sig en vektor, med de polære kordinater (I_{\max} , β) dvs. længden af vektoren vil være I_{\max} og den vil være drejet β grader fra x-aksen.

Som ωt vokser vil vektoren bevæge sig i en cirkelbue omkring origo. Længden a af projektionen af vektoren ind på y-aksen, vil svare til øjebliksstrømmen $I(t)$.

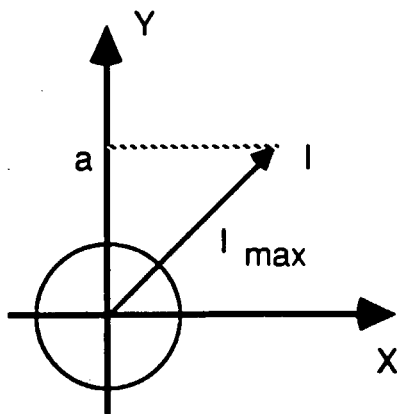


Fig B.a Afbildning af strømvektoren I .

Afbilder man ligeledes den komplekse strøm \hat{I} , og den komplekse spænding \hat{U} , i det komplekse plan, får man ligeledes at længden af vektorerne er hhv. I_{\max} og U_{\max} , samt at vinklerne til den reelle akse vil være hhv. β og α .

Kompleks symbolsk metode

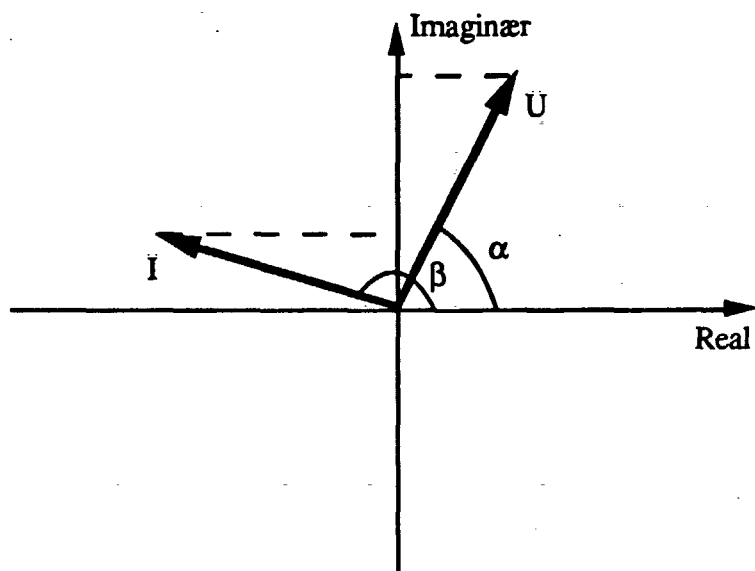


Fig. B.b Afbildning af den komplekse strøm og spænding i det komplekse plan.

Impedansen, Z , er defineret som forholdet mellem strøm og spænding. For et rent Ohm'sk kredsløb, gælder det at:

$$\frac{U}{I} = R \quad [B.1]$$

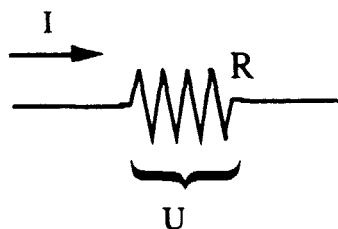


Fig B.c Strøm og spænding for en modstand.

dvs. impedansen af en modstand er R .

$$Z_{\text{modstand}} = R \quad [B.m]$$

Hvis vi ser på impedansen af en kondensator, er det lidt vanskeligere.

Kompleks symbolsk metode

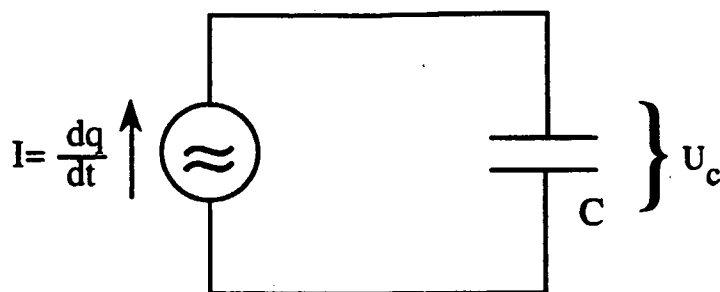


Fig. B.d Kredsløb med kondensator.

Det gælder at ændringen i ladning, dq , er proportional med ændringen i spændingen over kondensatoren, dU_c .

$$dq = C dU_c \quad [B.n]$$

Strømmen er defineret som ladningsændringen pr. tid:

$$I(t) = \frac{dq}{dt} \quad [B.o]$$

Denne differentiaalligning har løsningen:

$$U(t) = \frac{1}{C} \int I(t) dt + U_0 \quad [B.p]$$

Vi er ikke interesserede i indsvingningen, og kan se bort fra U_0 .

$$U(t) = \frac{1}{C} \int I(t) dt \quad [B.q]$$

Højre side af lighedstegnet integreres:

$$\frac{1}{C} \int \text{Im}[\hat{I} e^{j\omega t}] dt = \text{Im}\left[\frac{1}{j\omega} \hat{I} e^{j\omega t} \right] \quad [B.r]$$

og udtrykket kan skrives sammen til:

$$\text{Im}[\hat{U} e^{j\omega t}] = \text{Im}\left[\frac{1}{j\omega} \hat{I} e^{j\omega t} \right] \quad [B.s]$$

Kompleks symbolsk metode

eller på en kortere form:

$$\hat{U} = \frac{1}{j\omega} \hat{I} \quad [\text{B.t}]$$

Impedansen Z , for en kondensator er altså $1/j\omega C$.

$$Z_{\text{kondensator}} = \frac{\hat{U}}{\hat{I}} = \frac{1}{j\omega} \quad [\text{B.u}]$$

Vi kender nu impedanserne for både én kondensator og én modstand, lad os nu se på hvad der sker når flere impedanser sættes sammen i et kredsløb. Det kan vises at Kirchoffs love også gælder, når man regner med komplekse strømme og spændinger.

Hvis vi betragter to seriekoblede impedanser, Z_1 og Z_2 , vil der, ifølge Kirchoffs knudepunktlov, løbe den samme strøm gennem Z_1 og Z_2 .

$$I = I_1 = I_2 \quad [\text{B.v}]$$

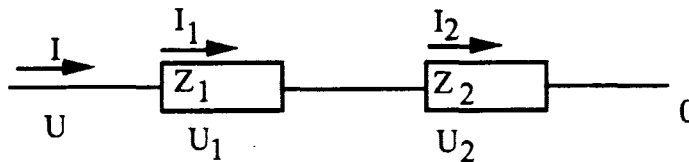


Fig B.e Serie forbindelse af impedanser.

Ifølge Kirchoffs maskelov, må det samlede spændingsfald U , være summen af spændingsfaldene over Z_1 og Z_2 .

$$U = U_1 + U_2 \quad [\text{B.x}]$$

Ved at indsætte de komplekse repræsentanter for strøm og spænding, ses det at:

$$\text{Im}[\hat{U} e^{j\omega t}] = \text{Im}[Z_1 + \hat{I} e^{j\omega t}] + \text{Im}[Z_2 + \hat{I} e^{j\omega t}] \quad [\text{B.y}]$$

$$U(t) = \text{Im}[(Z_1 + Z_2) \hat{I} e^{j\omega t}] \quad [\text{B.z}]$$

Kompleks symbolsk metode

Dvs. den samlede impedans i en serieforbindelse af impedanser, er lig med summen af de enkelte impedanser.

$$Z_{\text{serie}} = \sum_{i=0}^n Z_i \quad [B.æ]$$

Hvis vi ser på en parallelforbindelse af impedanserne Z_1 og Z_2 , vil spændingen over impedanserne være ens mens den samlede strøm vil være summen af strømmene gennem de to impedanser.

$$U = U_1 = U_2 \quad \text{og} \quad I = I_1 + I_2 \quad [B.ø]$$

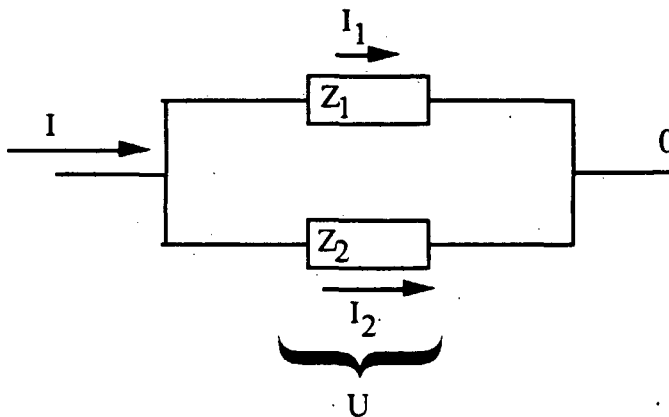


Fig. B.e Parallelforbindelse af impedanser.

Ved igen at indsætte de komplekse repræsentanter, fås at:

$$I(t) = \text{Im}\left[\frac{1}{Z_1} \hat{U} e^{j\omega t}\right] + \text{Im}\left[\frac{1}{Z_2} \hat{U} e^{j\omega t}\right] \quad [B.å]$$

$$I(t) = \text{Im}\left[\left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}\right) \hat{U}\right] \quad [B.aa]$$

eller :

$$\hat{I} = \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}\right) \hat{U} \quad [B.ab]$$

Kompleks symbolsk metode

Vi er interesserede i at finde \hat{U} / \hat{I} og får at:

$$Z = \frac{\hat{U}}{\hat{I}} = \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \right)^{-1} \quad [B.ac]$$

Heraf ses det, at den samlede impedans er summen af de reciprokke impedansværdier for de enkelte impedanser i minus første, såfremt impedanserne er parallelforbundet.

$$Z_{\text{parallel}} = \left(\sum_{i=0}^n \frac{1}{Z_i} \right)^{-1} \quad [B.ad]$$

Istedet for at beskrive forholdet mellem strøm og spænding ved impedanser, kan man vælge at gøre det med admittanser. Admittansen Y , er givet ved følgende udtryk:



$$Y = \frac{\hat{I}}{\hat{U}} \quad [B.ae]$$

dette er blot det reciprokke af Z , og vi har at:

$$Y = \frac{1}{Z} \quad [B.af]$$

Admittans kan oversættes med ledningsevne og impedans med ordet modstand. Men den komplekse impedans, Z , er ikke blot et tal der angiver hvor stor den Ohm'ske modstand er. Impedansen angiver dels den Ohm'ske modstand, men giver os også oplysninger om *faseforskydningen*.

Kompleks admittans værdier indeholder præcis de samme oplysninger om et system, som komplekse impedansværdier.

Netværks element	Y	Z
modstand  R	$\frac{1}{R}$	R
kondensator  C	$j\omega C$	$\frac{1}{j\omega C}$
serieforbindelse af	$Y = \left(\frac{1}{y_1} + \frac{1}{y_1} \right)^{-1}$	$Z = Z_1 + Z_1$
parallelforbindelse af	$Y = Y_1 + Y_1$	$Z = \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_1} \right)^{-1}$

Tabel B.a

APPENDIKS C

Tunnellering gennem oxidlag

Dette afsnit tjener to formål :

- 1) At vise at modstanden er ens i de to oxidlag, og
- 2) at vise at $R_{\text{oxid}} (R_1)$ falder med temperaturen

Tunnellering er et kvantemekanisk fænomen. Når en elektron passerer gennem en energibarriere, uden først at modtage energi, kaldes det tunnelling. Da silicium-oxid er en isolator, er tunnelling den eneste mulighed for elektrontransport gennem dette lag.

Tunnelling vil fortrinsvis forekomme i et energiområde i bunden af ledningsbåndet i silicium, da tunnellingssandsynligheden aftager stærkt, med energibarrierens højde (se figur C.a).

Den kvantemekaniske tunnelleringskoefficient A er givet ved følgende proportionalitetsforhold:

$$A = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_0^l \sqrt{2m[U(x)-E]} dx} \quad [\text{C.a}]$$

hvor	$U(x)$: højden af barrieren som funktion af x ,
	l	: bredden af barrieren (se figur C.a),
	$\hbar = 6,6 \cdot 10^{-16} \text{ eV}\cdot\text{s}$: Plancks konstant
	$m = 1 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$: Elektronens masse
	E	: Elektronens energi

I vores tilfælde er $U(x)$ konstant, hvilket vil sige at potentialeforskellen over oxidlaget er nul.

Dette er i høj grad en antagelse, men skidt.

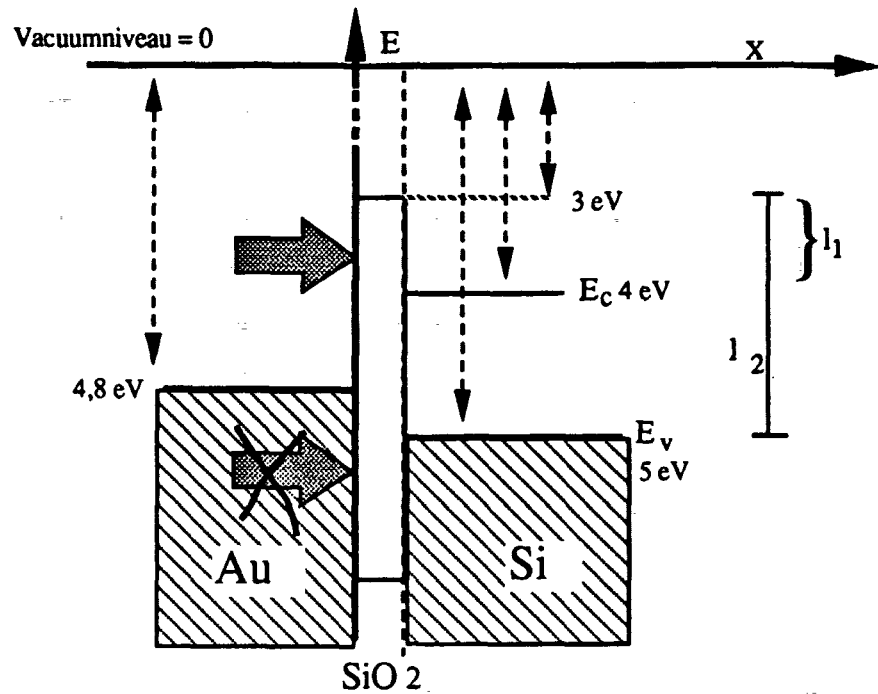
Vi definerer $U(E)$ som højden af energibarrieren, som elektronen med energien E skal passere :

$U(E) = U(x) - E$. Da $U(E)$ ikke ændrer sig i x -aksen, er :

$$A = e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m} \sqrt{U(E)} \cdot l}$$

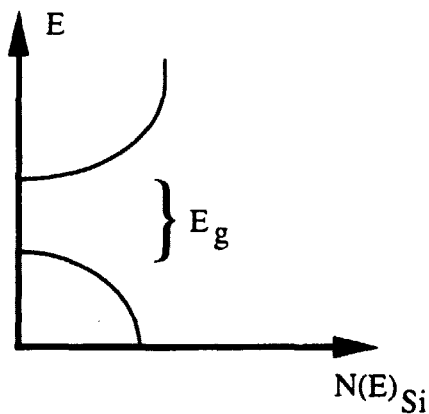
$$A = e^{-2 \cdot 10^8 \sqrt{U(E)}}$$

Oxidlag



Figur C.a Elektronerne bevæger sig igennem et område hvor de ikke har nogle energitilstande. Der foregår næsten ingen tunnelling mellem metallet og valensbåndet fordi L_2 er for stor.

Tunnelleringen ind i siliciumkrystallen, kommer til at afhænge af elektrondensiteten i området over siliciums ledningsbånd i guldlaget, og af densiteten af ubesatte energiniveauer (ledige elektronpladser) over ledningsbåndet inde i krystallen. For at elektronen kan tunnellere, må der være et ubesat energiniveau på den anden side af barrieren, hvor den kan være. Funktionerne $N(E)_{Si}$ og $N(E)_{Au}$ bestemmer energiniveau-densiteten for hhv. silicium og guld.

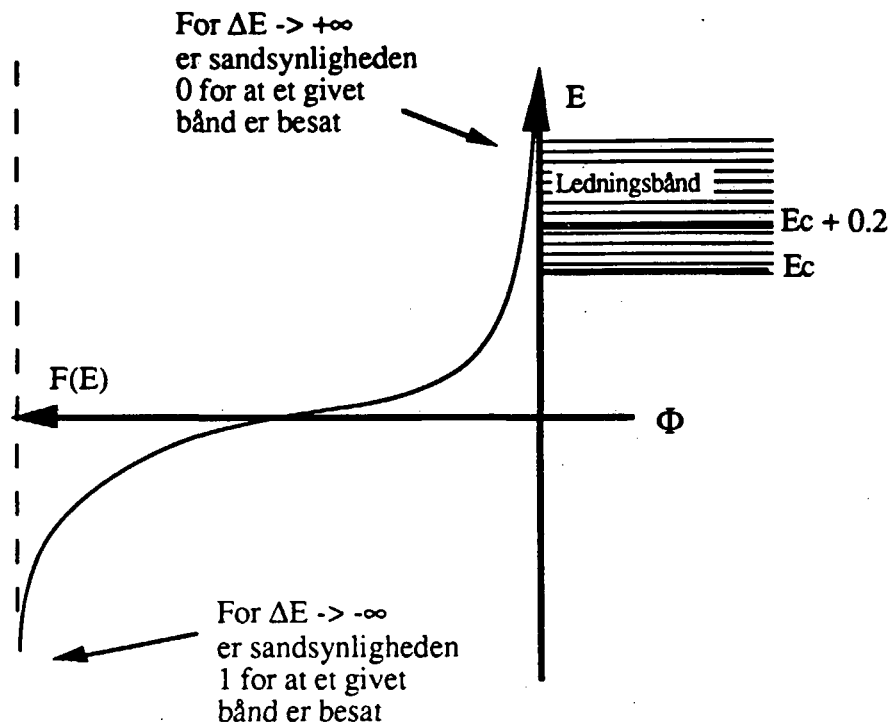


Figur C.b Energiniveau-densiteten i silicium. ($eV^{-1}cm^{-1}$).

Oxidlag

Sandsynligheden for at et bestemt energiniveau er besat, er bestemt af Fermi-Dirac-fordelingsfunktionen $F(E)$. Se formel (C.b).

$$F(E) = \frac{1}{e^{\Delta E/kT} + 1} \quad [C.b]$$

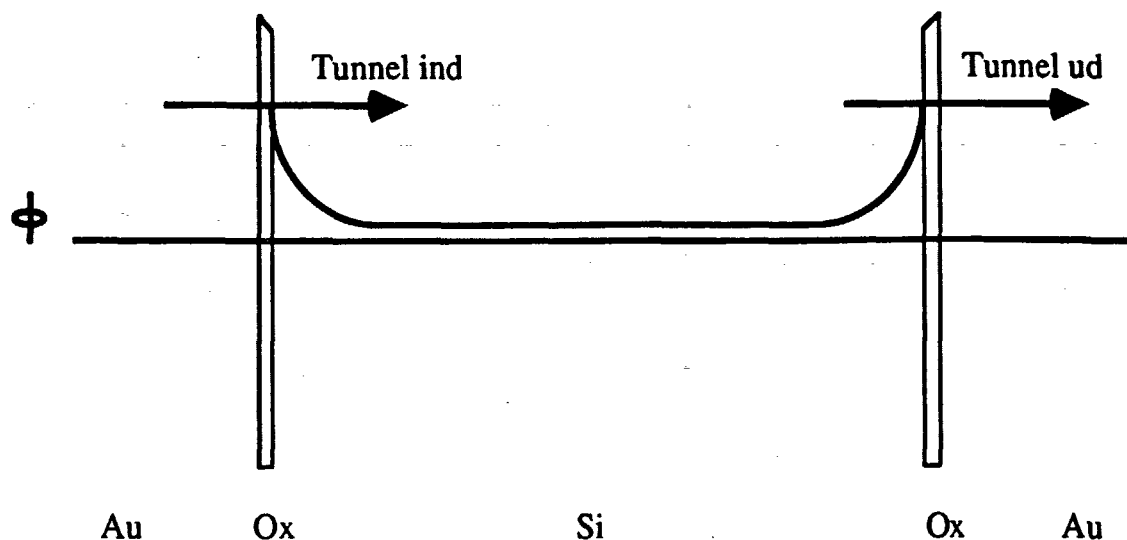


Figur C.c E-
 Figuren viser Fermi-Dirac fordelingen $F(E)$. Koordinatsystemet er tippet 90° , da det gør det lettere at sammenligne med andre grafer, hvor energiaksen tegnes opad. Bredden fra kurven til aksen udtrykker sandsynligheden for at et niveau er besat ved en given energi-højde. ΔE er energiniveauets afstand fra det kemiske potentiale ϕ i stoffet, k er Boltzmanns konstant ($8,62 \times 10^{-5}$ eV/K) og T er temperaturen i kelvin. Funktionen $(1-F(E))$ udtrykker sandsynligheden for at energiniveauet E ikke er besat.

Da ΔE skal ses i forhold til det elektrokemiske potentiale, har $F(E)$ altid den samme værdi for det samme energiniveau, hvis det elektrokemiske potentiale og temperaturen er ens. Det vil sige, at sandsynligheden for at et bestemt energiniveau er besat, er den samme på guld- og siliciumsidens, såfremt det elektrokemiske potential og temperaturen er ens. Det der adskiller elektrondensiteten i guld og silicium ved et bestemt sted på energiaksen, er derfor $N(E)_{Au}$ og $N(E)_{Si}$.

Se iøvrigt Physics Of Semiconductors v.2.s.271.

Oxidlag



Figur B.d Ledningsbåndet er afbøjet således, at der er en energibarriere for elektronerne både når de skal ud og når de skal ind i krystallen og ud af krystallen. Det elektrokemiske potentiale er det samme i guldlaget og i krystallen. Der sker ingen tunnelling gennem oxidlaget fordi det er ca 10^3 gang bredere end oxidlaget.

Kort efter pådampningen, når ligevægten er indtrådt (se afsnit 2.2), vil der altså gælde at $F(E)_{Au} = F(E)_{Si}$. Dette udnytter vi i det følgende.

Spørgsmålet er, om tunnelleringsstrømmen er lige stor ved tunnelling fra guld til silicium, som ved tunnelling fra silicium til guld.

Tætheden af elektroner et bestemt punkt på energiaksen, fås ved at gange sandsynligheden $F(E)$ for at et enkelt energiniveau er besat, med densiteten $N(E)$ af energiniveauer ved denne energi.

Ligeledes kan man opstille et udtryk for tætheden af ubesatte energiniveauer (ledige pladser) i et punkt på energiaksen, ved at gange densiteten $N(E)$ af energiniveauer med sandsynligheden $1-F(E)$ for at et energiniveau ikke er besat.

Tunnelleringsstrømmen (f.eks. fra guld til silicium) et bestemt punkt på energiaksen, er lig tætheden af elektroner $F(E) \cdot N(E)$ på guldsiden gange tætheden af "ledige pladser" $(1-F(E)) \cdot N(E)$ på siliciumsidens gange den kvantemekaniske tunnelleringskoefficient A .

Nu kan vi sammenligne tunnelleringsstrømmen fra guld ind i silicium med tunnelleringsstrømmen fra silicium ind i guld (se iøvrigt figur C.d).

[C.c]

$$\begin{aligned}
 & F(E) \cdot N_{Au}(E) \cdot (1-F(E)) \cdot N_{Si}(E) \cdot A && (Au \rightarrow Si) \\
 = & F(E) \cdot N_{Si}(E) \cdot (1-F(E)) \cdot N_{Au}(E) \cdot A && (Si \rightarrow Au)
 \end{aligned}$$

Man kan se af ovenstående at tunnelleringsstrømmen ved ligevægt er ens for de tunnelling ind og ud af krystallen.

Oxidlag

Af hensyn til det følgende vil vi gange venstresiden af (C.c) ud:

$$\begin{aligned} & F(E) \cdot N_{\text{Au}}(E) \cdot (1-F(E)) \cdot N_{\text{Si}}(E) \cdot A \\ &= (-F^2(E) \cdot N_{\text{Au}}(E) \cdot N_{\text{Si}}(E) + F(E) \cdot N_{\text{Au}}(E) \cdot N_{\text{Si}}(E)) \cdot A \end{aligned}$$

(venstresiden er jo bekendt lig højresiden).

Det betyder at der er lige stor tunnelleringsstrøm, og dermed lige stor modstand i de to oxidlag ved ligevægt.

$F(E)$ ændres meget hurtigt ved ændringer i energiniveau E , idet kT i vores beregninger er meget lille (størrelsesorden $\approx 10^{-3}$).

Der kan som tidligere nævnt ikke foregå tunnelling i båndgabet. Og da $F(E)$ aftager kraftigt ved voksende E , begår vi ikke nogen stor fejl ved at sige at den væsentlige del af tunnellingen foregår i intervallet E_c til $E_c+0.2\text{eV}$. Vi antager endvidere at $N_{\text{Au}}(E)$, $N_{\text{Si}}(E)$ er konstante i dette lille interval (ellers bliver udregningerne alt for komplicerede).

Ledningsevnen i oxidlaget må være proportional med summen af alle tunnellerings-sandsynlighederne i intervallet : E_c til $E_c + 0.2 \text{ eV}$.

$$\frac{1}{R} \sim \int_{E_c}^{E_c+0.2\text{eV}} N_{\text{Au}}(E) \cdot N_{\text{Si}}(E) \cdot (-F^2(E) + F(E)) \cdot A(E) \, dE \quad [\text{C.d}]$$

[C.e]

$$\sim N_{\text{Au}}(E) \cdot N_{\text{Si}}(E) \int_{E_c}^{E_c+0.2\text{eV}} \left(\left(\frac{1}{e^{\Delta E/kT} + 1} \right)^2 + \frac{1}{e^{\Delta E/kT} + 1} \right) e^{-2 \cdot 10^{-8} \sqrt{1.8 \cdot \Delta E}} \, dE$$

I formelen er $U(E)$ skiftet ud med $U(1.8\text{eV} - \Delta E)$, idet vi definerer E i forhold til det elektrokemiske potentiale. Forskellen mellem det elektrokemiske potentiale og højden af energibarrieren er netop 1.8 eV (Se figur C.a).

Oxidlag

Da vi ved at ΔE er i størrelsesordenen 0.8 eV, og temperaturen 80-300 K kan se bort fra det første led i formlen. I det interval vi arbejder med (E_c til $E_c + 0.2$) er sidste led i (C.e) tilnærmelsesvis 1. Derfor kan (C.e) skrives :

$$\frac{1}{R} \sim \int_{E_c}^{\infty} \frac{1}{e^{\Delta E/kT} + 1} dE \quad [\text{C.f}]$$

Desuden er $e^{\Delta E/kT}$ så stor, at 1-tallet ikke har nogen betydning, hvilket leder frem til det gode og overskuelige resultat (og ekstremt rigtige) :

$$\frac{1}{R} \sim \int_{E_c}^{\infty} e^{-\Delta E/kT} dE \sim kT e^{-\Delta E/kT}$$

Ekspontialfunktionen er uhyggelig følsom over for ændringer i T. I intervallet 80 til 300 K stiger den over 20 dekader. Koefficienten $k \cdot T$ er også temperaturafhængig, men ikke i samme grad. Ud fra disse lidt overfladiske betragtninger konkluderer vi at R falder kraftigt med temperaturen.

APPENDIKS D : Anvendt apperatur.

Kryostat med special måleprobe.

Helwett - Packard HP 4197 A

Olivetti M 24, PC.

Opsamlingsprogram i ASYST, lavet af Niels Boye Olsen og Jan Vedde.



Epilog

'And you're ready to give it to us?' urged Loonquawl.

'I am.'

'Now?'

'Now,' said Deep Thought.

They licked there dry lips.

'Though I don't think,' added Deep Thought, that you're going to like it.'

'Doesn't matter!' said Phouchg. 'We must know it! Now!'

'Now?' inquired Deep Thought.

'Yes now...'

'Alright,' said the computer and settled into silence again.

The two men fidgeted. The tension was unbearable.

'You're really not going to like it,' observed Deep Thought.

'Tell us!'

'Alright,' said Deep Thought. 'The answer to the Great Question...'

'Yes...!'

'Of Life, the Universe and Everything...' said Deep Thought.

'Yes...!'

'Is...' said Deep Thought, and paused.

'Yes...!'

'Is...'

'Yes...!!!...?'

'Forty-two,' said Deep Thought, with infinite majesty and calm.

.....

It was a long time before anyone spoke. Out of the corner of his eye Phouchg could see the sea of tense expectant faces down in the square outside.

'We're going to get lynched aren't we?' he whispered.

'It was a tough assignment,' said Deep Thought mildly.

'Forty-two!' yelled Loonquawl. 'Is that all you've got to show for seven and a half million years of work?'

Epilog

'I checked it very thoroughly,' said the computer, 'and that quite definitely is the answer. I think the problem, to be quite honest with you, is that you've never actually known what the question is.'

'But it was the Great Question! The Ultimate Question Of Life, the Universe and Everything,' howled Loonquawl.

'Yes said Deep Thought with the air of one who suffers fools gladly, 'but what actually is it?'

A slow stupified silence crept over the men as they stared at the computer and then at each other.

'Well, you know, it's just Everything ... Everything ...' offered Phouchg weakly.

'Exactly!' said Deep Thought. 'So when you do know what the Question actually is, you'll know what the answer means.'



** Citatet er fra bogen 'The Hitch Hiker's Guide to the Galaxy' af Douglas Adams.
Som supplerende bemærkning kan vi oplyse, at vores tålmodige vejleder Petr Vištor er født i 1947 ...*

Litteraturliste

Forfatter	Titel, forlag, år
1) Ashcroft, N.W Mermin, N.D	"Solid State Physics", Holt-saunders International Editions (1981).
2) Davydov, A.S	"Quantum Mechanics, 2nd Edition", Pergamon Press (1973).
3) Fraser, D.A	"The Physics of semiconductor devices", Clarendon press, Oxford (1984).
4) Hall, H.E	"Solid State Physics", John Wiley and sons (1974).
5) Harrison, W.A	"Elektronisk Structure and the Properties of Solids", W.H. Freeman and company, San Francisco (1980).
6) Jonscher, A.K	"Dielectric Relaxation in Solids", Chelsea Dielectrics Press, London (1983).
7) Krag, E. m.fl.	"Anvendt elektricitetslære bind I", Danmarks Ingeniørakademi Elektroafdelingen (1982).
8) Krag, E. m.fl.	"Anvendt elektricitetslære bind II", Danmarks Ingeniørakademi Elektroafdelingen (1982).
9) Krag, E. m.fl.	"Elementær elektrostatik", Danmarks Ingeniørakademi Elektroafdelingen (1979).
10) Krag, E. m.fl.	"Elementær Magnetismelære", Danmarks Ingeniørakademi Elektroafdelingen (1979).
11) Knight, R.	"Mathematics for electronics",

The Open University Press (1972).

- 12) Larsen, J.H. og
Sørensen, Palle "Kredsløbsteknik - grundlægende begreber og metoder,
Noter i almindelig Elektroteknik nr. 19",
Danmarks Ingeniørakademi Elektroafdelingen (1973).
- 13) Martin H. og
Helligsøe j. "Maskintegning",
Erhvervsskolernes forlag, Odense (1982).
- 14) Nicollian, E.H "M.O.S (Metal Oxide Semiconductor)
physics and teknologi",
John Wiley and sons (1982).
- 15) Staffansson, E,
Andersson, B. og
Johansson, K.E "Fysik i grundtræk - 3A vekselstrøms elektronik",
Munksgaar (1976).
- 16) Stowe, K "Introduction to statistical mechanics and thermodynamics",
John Wiler and Sons (1984).
- 17) Sze, S.M. "Physics of Semiconductor Devices",
John Wiler and Sons (1981).
- 18) Valkenburg, M.E "Network Analysis",
Prentice-Hall, Inc. (1965).

SYMBOLLISTE.

- A** : Areal. [m^2]
C : Kapacitans. [F] Farad.
C_b : Bulkkapacitans. [F]
C_d : Depletionkapacitans. [F]
C' : Realdelen af den komplekse kapacitans. [F]
d : Afstanden mellem kondensatorpladerne. [m]
e : Elementarladningen : $1.602 \cdot 10^{-19}$ C
E : Elektrisk felt. [$V \cdot m^{-1}$]
E_c : Energieniveau for ledningsbånd. (c : conduction) [eV]
E_g : Energigabets størrelse. ($E_g = E_c - E_v$) [eV]
E_v : Energieniveau for valensbånd. (v : valens) [eV]
f : Frekvens [Hz] Hertz.
F(E) : Fermi-Dirac sandsynlighedsfordelingen.
 \hbar : Reduceret Planck's konstant : $1.05458 \cdot 10^{-34}$ J -s ($h/2\pi$)
I : Strøm [A] Ampere.
j : Den imaginære enhed. ($j \cdot j = -1$)
J_t : Tunnellerings-strømtæthed. [$A \cdot m^{-2}$]
k : Boltzmanns konstant : $1.381 \cdot 10^{-23}$ J/K.
n : Koncentrationen af elektroner. [m^{-3}]
n_{n+p} : Koncentrationen af ladningsbærere. [m^{-3}]
N_a : Koncentrationen af acceptoratomer. [m^{-3}]
N_d : Koncentrationen af donatoratomer. [m^{-3}]
N(E) : Tæthed af energiniveauer. [$eV^{-1} \cdot cm^{-3}$]
p : Koncentrationen af huller. [m^{-3}]
Q, q : Elektrisk ladning. [C] Coulomb.
R : Resistans , modstand. [Ω] Ohm.
R_b : Bulk-modstanden. [Ω]
R_d : Depletion-modstanden. [Ω]
T : Den absolutte temperatur. [K] Kelvin.
V : Potentiale. [V] Volt.
W : Depletionlagets tykkelse. [m]
x, dx : Refererer til aftande i materialet. [m]
x_d : Afstanden fra overfladen til depletionlagets ophør. [m]
-x_{Au} : Tykkelsen på guldlaget. [m]

Symbolliste

- Y : Den komplekse admitans. [S] Siemens.
- Y' : Realdelen af den komplekse admitans. [S] Siemens.
- Z : Den komplekse impedans. [Ω] Ohm.
- Z' : Realdelen af den komplekse impedans. [Ω] Ohm.
- β : Fasevinkel mellem strøm og spænding. [rad]
- ϵ_0 : Vacuum-dielektricitetskonstanten : $8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m.
- ϵ_r : Materiale dielektricitetskonstanten.
- ϵ_{pot} : Potentiel energi. [eV]
- Φ : Elektrokemisk potentiale. [eV]
- λ : Mobilitet. [$m^2 \cdot s^{-1} \cdot V^{-1}$]
- $\mu, \Delta\mu$: Kemisk potentiale, forskel i kemisk potentiale. [eV]
- ρ : Ladningsdensitet. (Ladningskoncentration). [$C \cdot cm^{-3}$]
- σ : Specifik ledningsevne. [S·m]
- τ : Tidskonstanten. ($R \cdot C = \tau$) [s]
- ω : Vinkelfrekvens : $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ [s^{-1}]

- 1/78 "TANKER OM EN PRAKSIS" - et matematikprojekt.
Projektrapport af: Anne Jensen, Lena Lindenskov, Marianne Kesselhahn og Nicolai Lomholt.
Vejleder: Anders Madsen
- 2/78 "OPTIMERING" - Menneskets forøgede beherskelsesmuligheder af natur og samfund.
Projektrapport af: Tom J. Andersen, Tommy R. Andersen, Gert Krenøe og Peter H. Lassen
Vejleder: Bernhelm Boss.
- 3/78 "OPGAVESAMLING", breddekursus i fysik.
Af: Lasse Rasmussen, Aage Bonde Kræmmer og Jens Højgaard Jensen.
- 4/78 "TRE ESSAYS" - om matematikundervisning, matematiklæreruddannelsen og videnskabsrindalismen.
Af: Mogens Niss
Nr. 4 er p.t. udgået.
- 5/78 "BIBLIOGRAFISK VEJLEDNING til studiet af DEN MODERNE FYSIKS HISTORIE".
Af: Helge Kragh.
Nr. 5 er p.t. udgået.
- 6/78 "NOGLE ARTIKLER OG DEBATINDLÆG OM - læreruddannelse og undervisning i fysik, og - de naturvidenskabelige fags situation efter studenteroprøret".
Af: Karin Beyer, Jens Højgaard Jensen og Bent C. Jørgensen.
- 7/78 "MATEMATIKKENS FORHOLD TIL SAMFUNDSØKONOMIEN".
Af: B.V. Gnedenko.
Nr. 7 er udgået.
- 8/78 "DYNAMIK OG DIAGRAMMER". Introduktion til energy-bond-graph formalismen.
Af: Peder Voetmann Christiansen.
- 9/78 "OM PRAKSIS' INDFLYDELSE PÅ MATEMATIKKENS UDVIKLING". - Motiver til Kepler's: "Nova Stereometria Dolliorum Vinariorum".
Projektrapport af: Lasse Rasmussen.
Vejleder: Anders Madsen.
-
- 10/79 "TERMODYNAMIK I GYMNASIET".
Projektrapport af: Jan Christensen og Jeanne Mortensen,
Vejledere: Karin Beyer og Peder Voetmann Christiansen.
- 11/79 "STATISTISKE MATERIALER".
Af: Jørgen Larsen.
- 12/79 "LINEÆRE DIFFERENTIALLIGNINGER OG DIFFERENTIALLIGNINGSSYSTEMER".
Af: Mogens Brun Heefelt.
Nr. 12 er udgået.
- 13/79 "CAVENDISH'S FORSØG I GYMNASIET".
Projektrapport af: Gert Kreinøe.
Vejleder: Albert Chr. Paulsen.
- 14/79 "BOOKS ABOUT MATHEMATICS: History, Philosophy, Education, Models, System Theory, and Works of".
Af: Else Høyrup.
Nr. 14 er p.t. udgået.
- 15/79 "STRUKTUREL STABILITET OG KATASTROFER i systemer i og udenfor termodynamisk ligevægt".
Specialeopgave af: Leif S. Striegler.
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen.
- 16/79 "STATISTIK I KRÆFTFORSKNINGEN".
Projektrapport af: Michael Olsen og Jørn Jensen.
Vejleder: Jørgen Larsen.
- 17/79 "AT SPØRGE OG AT SVARE i fysikundervisningen".
Af: Albert Christian Paulsen.
- 18/79 "MATHEMATICS AND THE REAL WORLD", Proceedings af an International Workshop, Roskilde University Centre, Denmark, 1978.
Preprint.
Af: Bernhelm Booss og Mogens Niss (eds.)
- 19/79 "GEOMETRI, SKOLE OG VIRKELIGHED".
Projektrapport af: Tom J. Andersen, Tommy R. Andersen og Per H.H. Larsen.
Vejleder: Mogens Niss.
- 20/79 "STATISTISKE MODELLER TIL BESTEMMELSE AF SIKRE DOSER FOR CARCINOGENE STOFFER".
Projektrapport af: Michael Olsen og Jørn Jensen.
Vejleder: Jørgen Larsen.
- 21/79 "KONTROL I GYMNASIET-FORMAL OG KONSEKVENSER".
Projektrapport af: Crilles Bacher, Per S.Jensen, Preben Jensen og Torben Nysteen.
- 22/79 "SEMIOTIK OG SYSTEMEGENSKABER (1)".
1-port lineært response og støj i fysikken.
Af: Peder Voetmann Christiansen.
- 23/79 "ON THE HISTORY OF EARLY WAVE MECHANICS - with special emphasis on the role of reality".
Af: Helge Kragh.
-
- 24/80 "MATEMATIKOPFATTELSE HOS 2.G'ERE".
a+b 1. En analyse. 2. Interviewmateriale.
Projektrapport af: Jan Christensen og Knud Lindhardt Rasmussen.
Vejleder: Mogens Niss.
- 25/80 "EKSAMENSOPGAVER", Dydemodul/fysik 1974-79.
- 26/80 "OM MATEMATISKE MODELLER".
En projektrapport og to artikler.
Af: Jens Højgaard Jensen m.fl.
- 27/80 "METHODOLOGY AND PHILOSOPHY OF SCIENCE IN PAUL DIRAC'S PHYSICS".
Af: Helge Kragh.
- 28/80 "DILEMMATISK RELAXATION - et forslag til en ny model bygget på væskernes viscoelastiske egenskaber".
Projektrapport af: Gert Kreinøe.
Vejleder: Niels Boye Olsen.
- 29/80 "ODIN - undervisningsmateriale til et kursus i differentiaalligningsmodeller".
Projektrapport af: Tommy R. Andersen, Per H.H. Larsen og Peter H. Lassen.
Vejleder: Mogens Brun Heefelt.
- 30/80 "FUSIONSENERGIEN - - - ATOMSAMFUNDETS ENDESTATION".
Af: Oluf Danielsen.
Nr. 30 er udgået.
- 31/80 "VIDENSKABSTEORETISKE PROBLEMER VED UNDERVISNINGSSYSTEMER BASERET PÅ MØNGDELERE".
Projektrapport af: Troels Lange og Jørgen Karrebæk.
Vejleder: Stig Andur Pedersen.
Nr. 31 er p.t. udgået.
- 32/80 "POLYMERE STOFFERS VISCOELASTISKE EGENSKABER - BELYST VED HJÆLP AF MEKANISKE IMPEDANSMÅLINGER MØSSBAUEREFFEKTIVITÄT".
Projektrapport af: Crilles Bacher og Preben Jensen.
Vejledere: Niels Boye Olsen og Peder Voetmann Christiansen.
- 33/80 "KONSTITUERING AF FAG INDEN FOR TEKNISK - NATURVIDENSKABELIGE UDDANNELSER. I-II".
Af: Arne Jakobsen.
- 34/80 "ENVIRONMENTAL IMPACT OF WIND ENERGY UTILIZATION".
ENERGY SERIES NO. 1.
Af: Bent Sørensen
Nr. 34 er udgået.

- 35/80 "HISTORISKE STUDIER I DEN NYERE ATOMFYSIKS UDVIKLING".
Af: Helge Kragh.
- 36/80 "HVAD ER MENINGEN MED MATEMATIKUNDERVISNINGEN?".
Fire artikler.
Af: Mogens Niss.
- 37/80 "RENEWABLE ENERGY AND ENERGY STORAGE".
ENERGY SERIES NO. 2.
Af: Bent Sørensen.
-
- 38/81 "TIL EN HISTORIETEORI OM NATURERKENDELSE, TEKNOLOGI OG SAMFUND".
Projekt rapport af: Erik Gade, Hans Hedal, Henrik Lau og Finn Physant.
Vejledere: Stig Andur Pedersen, Helge Kragh og Ib Thiersen.
Nr. 38 er p.t. udgivet.
- 39/81 "TIL KRITIKKEN AF VÆKSTØKONOMIEN".
Af: Jens Højgaard Jensen.
- 40/81 "TELEKOMMUNIKATION I DANMARK - oplæg til en teknologivurdering".
Projekt rapport af: Arne Jørgensen, Bruno Petersen og Jan Vedde.
Vejleder: Per Nørgaard.
- 41/81 "PLANNING AND POLICY CONSIDERATIONS RELATED TO THE INTRODUCTION OF RENEWABLE ENERGY SOURCES INTO ENERGY SUPPLY SYSTEMS".
ENERGY SERIES NO. 3.
Af: Bent Sørensen.
- 42/81 "VIDENSAB TEORI SAMFUND - En introduktion til materialistiske videnskabsopfattelser".
Af: Helge Kragh og Stig Andur Pedersen.
- 43/81 1. "COMPARATIVE RISK ASSESSMENT OF TOTAL ENERGY SYSTEMS".
2. "ADVANTAGES AND DISADVANTAGES OF DECENTRALIZATION".
ENERGY SERIES NO. 4.
Af: Bent Sørensen.
- 44/81 "HISTORISKE UNDERSØGELSER AF DE EKSPERIMENTELLE FORUDSÆTNINGER FOR RUTHERFORDS ATOMMODEL".
Projekt rapport af: Niels Thor Nielsen.
Vejleder: Bent C. Jørgensen.
-
- 45/82 Er aldrig udkommet.
- 46/82 "EKSEMPLARISK UNDERVISNING OG FYSISK ERKENDELSE-1+11 ILLUSTRERET VED TO EKSEMPLER".
Projekt rapport af: Torben O. Olsen, Lasse Rasmussen og Niels Dreyer Sørensen.
Vejleder: Bent C. Jørgensen.
- 47/82 "BARSEBÄCK OG DET VÆRST OFFICIELT-TÆNKELIGE UHELD".
ENERGY SERIES NO. 5.
Af: Bent Sørensen.
- 48/82 "EN UNDERSØGELSE AF MATEMATIKUNDERVISNINGEN PÅ ADGANGSKURSUS TIL KØBENHAVNS TEKNIKUM".
Projekt rapport af: Lis Eilertzen, Jørgen Karrebæk, Troels Lange, Preben Nørregaard, Lissi Pedersen, Laurst Rishøj, Lill Røn og Isac Showiki.
Vejleder: Mogens Niss.
- 49/82 "ANALYSE AF MULTISPENTRALE SATELLITBILLEDER".
Projekt rapport af: Preben Nørregaard.
Vejledere: Jørgen Larsen og Rasmus Ole Rasmussen.
- 50/82 "HERSLEV - MULIGHEDER FOR VEDVARENDE ENERGI I EN LANDSBY".
ENERGY SERIES NO. 6.
Rapport af: Bent Christensen, Bent Hove Jensen, Dennis B. Møller, Bjarne Laursen, Bjarne Lillethorup og Jacob Mørch Pedersen.
Vejleder: Bent Sørensen.
- 51/82 "HVAD KAN DER GØRES FOR AT AFHJÆLPE PIGERS BLOKERING OVERFOR MATEMATIK?".
Projekt rapport af: Lis Eilertzen, Lissi Pedersen, Lill Røn og Susanne Stender.
- 52/82 "DESUSPENSION OF SPLITTING ELLIPTIC SYMBOLS".
Af: Bernhelm Booss og Krzysztof Wojciechowski.
- 53/82 "THE CONSTITUTION OF SUBJECTS IN ENGINEERING EDUCATION".
Af: Arne Jacobsen og Stig Andur Pedersen.
- 54/82 "FUTURES RESEARCH" - A Philosophical Analysis of Its Subject-Matter and Methods.
Af: Stig Andur Pedersen og Johannes Witt-Hansen.
- 55/82 "MATEMATISKE MODELLER" - Litteratur på Roskilde Universitetsbibliotek.
En biografi.
Af: Else Høytrup.

Vedr. tekst nr. 55/82 se også tekst nr. 62/83.
- 56/82 "EN - TO - MANGE" -
En undersøgelse af matematisk økologi.
Projekt rapport af: Troels Lange.
Vejleder: Anders Madsen.
-
- 57/83 "ASPECT EKSPERIMENTET" -
Skjulte variable i kvantemekanikken?
Projekt rapport af: Tom Juul Andersen.
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen.
Nr. 57 er udgivet.
- 58/83 "MATEMATISKE VANDRINGER" - Modelbetragtninger over spredning af dyr mellem småbiotoper i agerlandet.
Projekt rapport af: Per Hammershøj Jensen og Lene Vagn Rasmussen.
Vejleder: Jørgen Larsen.
- 59/83 "THE METHODOLOGY OF ENERGY PLANNING".
ENERGY SERIES NO. 7.
Af: Bent Sørensen.
- 60/83 "MATEMATISK MODEKSPERTISE" - et eksempel.
Projekt rapport af: Erik O. Gade, Jørgen Karrebæk og Preben Nørregaard.
Vejleder: Anders Madsen.
- 61/83 "FYSIKS IDEOLOGISKE FUNKTION, SOM ET EKSEMPEL PÅ EN NATURVIDENSAB - HISTORISK SET".
Projekt rapport af: Annette Post Nielsen.
Vejledere: Jens Høytrup, Jens Højgaard Jensen og Jørgen Vogelius.
- 62/83 "MATEMATISKE MODELLER" - Litteratur på Roskilde Universitetsbibliotek.
En biografi 2. rev. udgave.
Af: Else Høytrup.
- 63/83 "CREATING ENERGY FUTURES: A SHORT GUIDE TO ENERGY PLANNING".
ENERGY SERIES No. 8.
Af: David Crossley og Bent Sørensen.
- 64/83 "VON MATEMATIK UND KRIEG".
Af: Bernhelm Booss og Jens Høytrup.
- 65/83 "ANVENDT MATEMATIK - TEORI ELLER PRAKSIS".
Projekt rapport af: Per Hedegård Andersen, Kirsten Habekost, Carsten Holst-Jensen, Annelise von Moos, Else Marie Pedersen og Erling Møller Pedersen.
Vejledere: Bernhelm Booss og Klaus Grünbaum.
- 66/83 "MATEMATISKE MODELLER FOR PERIODISK SELEKTION I ESCHERICHIA COLI".
Projekt rapport af: Hanne Lisbet Andersen, Ole Richard Jensen og Klavs Frisdahl.
Vejledere: Jørgen Larsen og Anders Hede Madsen.
- 67/83 "ELEPSOIDE METODEN - EN NY METODE TIL LINEAR PROGRAMMERING".
Projekt rapport af: Lone Billmann og Lars Boye.
Vejleder: Mogens Brun Heefelt.
- 68/83 "STOKASTISKE MODELLER I POPULATIONSGENETIK" - til kritikken af teoriladede modeller.
Projekt rapport af: Lise Odgård Gade, Susanne Hansen, Michael Hviid og Frank Mølgård Olsen.
Vejleder: Jørgen Larsen.

- 69/83 "ELEVFORUDSÆTNINGER I FYSIK"
- en test i l.g med kommentarer.
Af: Albert C. Paulsen.
- 70/83 "INDLÆRINGS - OG FORMIDLINGSPROBLEMER I MATEMATIK PÅ VOKSENUNDERVISNINGSNIVEAU".
Projektrapport af: Hanne Lisbet Andersen, Torben J. Andreasen, Svend Age Houmann, Helle Glerup Jensen, Keld Fl. Nielsen, Lene Yagn Rasmussen.
Vejleder: Klaus Grünbaum og Anders Bode Madsen.
- 71/83 "PIGER OG FYSIK"
- et problem og en udfordring for skolen?
Af: Karin Beyer, Sussanne Elegaa, Birthe Olsen, Jette Reich og Mette Vedelsby.
- 72/83 "VERDEN IFØLGE PEIRCE" - to metafysiske essays, om og af C.S Peirce.
Af: Peder Voetmann Christiansen.
- 73/83 "EN ENERGIANALYSE AF LANDERIG"
- økologisk contra traditionelt.
ENERGY SERIES NO. 9
Specialeopgave i fysik af: Bent Hove Jensen,
Vejleder: Bent Sørensen.
-
- 74/84 "MINIATURISERING AF MIKROELEKTRONIK" - om videnskabeliggjort teknologi og nytten af at lære fysik.
Projektrapport af: Bodil Harder og Linda Szkotak Jensen.
Vejledere: Jens Højgaard Jensen og Bent C. Jørgensen.
- 75/84 "MATEMATIKUNDERVISNINGEN I FREMTIDENS GYMNASIUM"
- Case: Lineær programmering.
Projektrapport af: Morten Blomhøj, Klavs Frisdahl og Frank Mølgaard Olsen.
Vejledere: Mogens Brun Heefelt og Jens Bjørneboe.
- 76/84 "KERNEKRAFT I DANMARK?" - Et hørings svar indkaldt af miljøministeriet, med kritik af miljøstyrelsens rapporter af 15. marts 1984.
ENERGY SERIES No. 10
Af: Niels Boye Olsen og Bent Sørensen.
- 77/84 "POLITISKE INDEKS - FUP ELLER FAKTA?"
Opinionsundersøgelser belyst ved statistiske modeller.
Projektrapport af: Svend Age Houmann, Keld Nielsen og Susanne Stender.
Vejledere: Jørgen Larsen og Jens Bjørneboe.
- 78/84 "JÆVNSTRØMSLEDNINGSEVNE OG GITTERSTRUKTUR I AMORFT GERMANIUM".
Specialrapport af: Hans Hedal, Frank C. Ludvigsen og Finn C. Physant.
Vejleder: Niels Boye Olsen.
- 79/84 "MATEMATIK OG ALMENDANNELSE".
Projektrapport af: Henrik Øster, Mikael Wennerberg Johansen, Povl Kattler, Birgitte Lydholm og Morten Overgaard Nielsen.
Vejleder: Bernhelm Booss.
- 80/84 "KURSUSMATERIALE TIL MATEMATIK B".
Af: Mogens Brun Heefelt.
- 81/84 "FREKVENSÅFHÆNGIG LEDNINGSEVNE I AMORFT GERMANIUM".
Specialrapport af: Jørgen Wind Petersen og Jan Christensen.
Vejleder: Niels Boye Olsen.
- 82/84 "MATEMATIK - OG FYSIKUNDERVISNINGEN I DET AUTOMATISEREDE SAMFUND".
Rapport fra et seminar afholdt i Hvidovre 25-27 april 1983.
Red.: Jens Højgaard Jensen, Bent C. Jørgensen og Mogens Niss.
- 83/84 "ON THE QUANTIFICATION OF SECURITY":
PEACE RESEARCH SERIES NO. 1
Af: Bent Sørensen
nr. 83 er p.t. udgæet
- 84/84 "NOGLE ARTIKLER OM MATEMATIK, FYSIK OG ALMENDANNELSE".
Af: Jens Højgaard Jensen, Mogens Niss m. fl.
- 85/84 "CENTRIFUGALREGULATORER OG MATEMATIK".
Specialrapport af: Per Begegård Andersen, Carsten Holst-Jensen, Else Marie Pedersen og Erling Møller Pedersen.
Vejleder: Stig Andur Pedersen.
- 86/84 "SECURITY IMPLICATIONS OF ALTERNATIVE DEFENSE OPTIONS FOR WESTERN EUROPE".
PEACE RESEARCH SERIES NO. 2
Af: Bent Sørensen.
- 87/84 "A SIMPLE MODEL OF AC HOPPING CONDUCTIVITY IN DISORDERED SOLIDS".
Af: Jeppe C. Dyre.
- 88/84 "RISE, FALL AND RESURRECTION OF INFINITESIMALS".
Af: Detlef Laugwitz.
- 89/84 "FJERNVARMEOPTIMERING".
Af: Bjarne Lillethorup og Jacob Mørch Pedersen.
-
- 90/84 "ENERGI I L.G - EN TEORI FOR TILRETTELÆGGELSE".
Af: Albert Chr. Paulsen.
-
- 91/85 "KVANTETEORI FOR GYMNASIET".
1. Lærervejledning
Projektrapport af: Biger Lundgren, Hanning Sten Hansen og John Johansson.
Vejleder: Torsten Meyer.
- 92/85 "KVANTETEORI FOR GYMNASIET".
2. Materiale
Projektrapport af: Biger Lundgren, Hanning Sten Hansen og John Johansson.
Vejleder: Torsten Meyer.
- 93/85 "THE SEMIOTICS OF QUANTUM - NON - LOCALITY".
Af: Peder Voetmann Christiansen.
- 94/85 "TREENIGHEDEN BOURBAKI - generalen, matematikeren og ånden".
Projektrapport af: Morten Blomhøj, Klavs Frisdahl og Frank M. Olsen.
Vejleder: Mogens Niss.
- 95/85 "AN ALTERNATIV DEFENSE PLAN FOR WESTERN EUROPE".
PEACE RESEARCH SERIES NO. 3
Af: Bent Sørensen
- 96/85 "ASPEKTER VED KRAFTVARMEFORSYNING".
Af: Bjarne Lillethorup.
Vejleder: Bent Sørensen.
- 97/85 "ON THE PHYSICS OF A.C. HOPPING CONDUCTIVITY".
Af: Jeppe C. Dyre.
- 98/85 "VALGMULIGHEDER I INFORMATIONSDEREN".
Af: Bent Sørensen.
- 99/85 "Der er langt fra Q til R".
Projektrapport af: Niels Jørgensen og Mikael Klintorp.
Vejleder: Stig Andur Pedersen.
- 100/85 "TALSISTEMETS OPBYGNING".
Af: Mogens Niss.
- 101/85 "EXTENDED MOMENTUM THEORY FOR WINDMILLS IN PERTURBATIVE FORM".
Af: Ganesh Sengupta.
- 102/85 OPSTILLING OG ANALYSE AF MATEMATISKE MODELLER, BELYST VED MODELLER OVER KØRS FODEROPTAGELSE OG - OMSKIFNING".
Projektrapport af: Lis Eilertzen, Kirsten Habekost, Lill Røn og Susanne Stender.
Vejleder: Klaus Grünbaum.

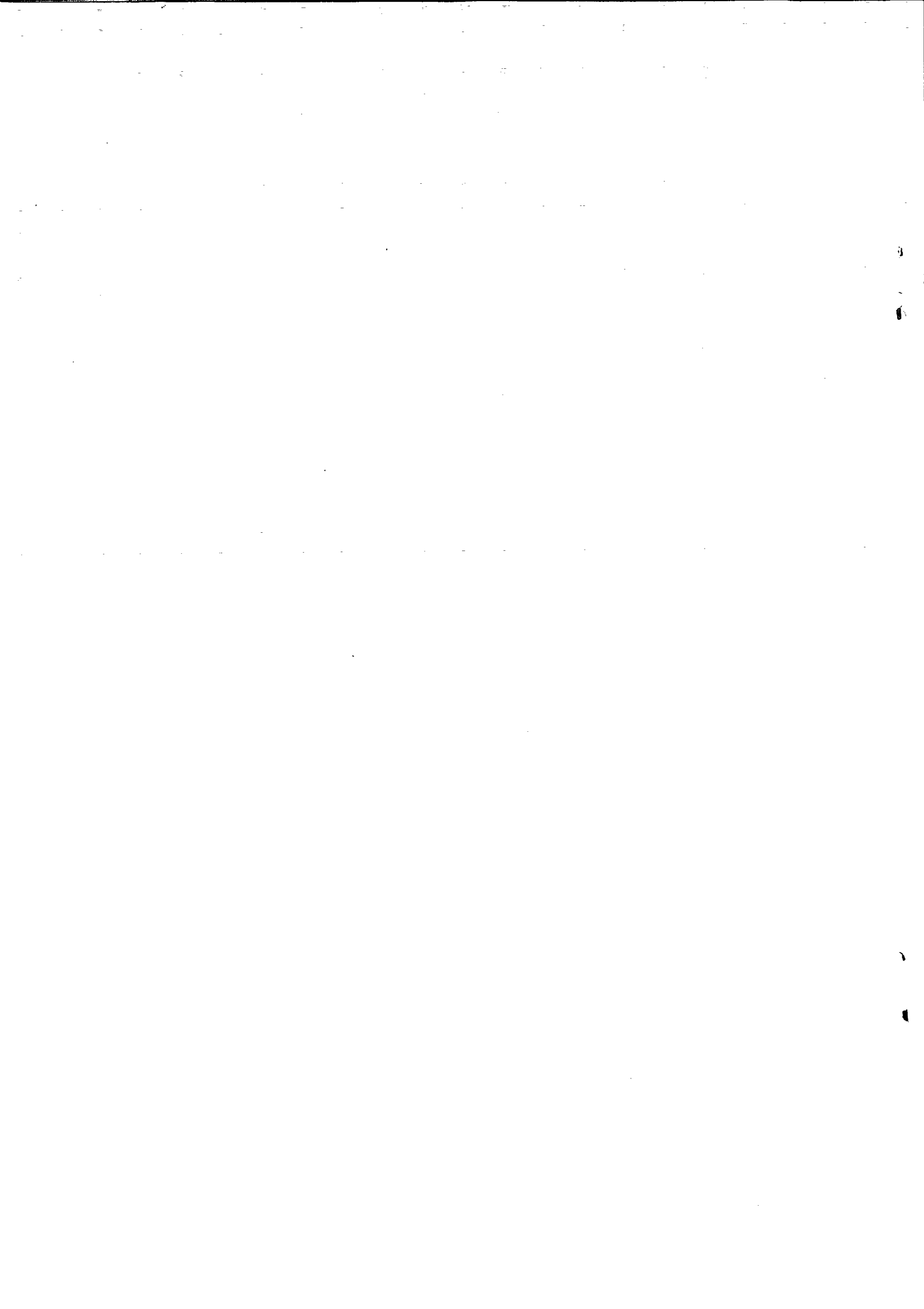
- 103/85 "GDSLE KOLDKRIGERE OG VIDENSKABENS LYSE IDEER".
 Projekt rapport af: Niels Ole Dam og Kurt Jensen.
 Vejleder: Bent Sørensen.
- 104/85 "ANALOGREGNEMASKINEN OG LORENZLIGNINGER".
 Af: Jens Jøger.
- 105/85 "THE FREQUENCY DEPENDENCE OF THE SPECIFIC HEAT OF THE GLASS REANSTIOT".
 Af: Tage Christensen.
- "A SIMPLE MODEL AF AC HOPPING CONDUCTIVITY".
 Af: Jeppe C. Dyre.
 Contributions to the Third International Conference on the Structure of Non - Crystalline Materials held in Grenoble July 1985.
- 106/85 "QUANTUM THEORY OF EXTENDED PARTICLES".
 Af: Bent Sørensen.
- 107/85 "EN MYG GØR INGEN EPIDEMI",
 - floedblindhed som eksempel på matematisk modelle-
 ring af et epidemiologisk problem.
 Projekt rapport af: Per Hedeqård Andersen, Lars Boye,
 Carsten Holst Jensen, Else Marie Pedersen og Erling
 Møller Pedersen.
 Vejleder: Jesper Larsen.
- 108/85 "APPLICATIONS AND MODELLING IN THE MATHEMATICS CUR-
 RICULUM" - state and trends -
 Af: Mogens Niss.
- 109/85 "COX I STUDIETIDEN" - Cox's regressionsmodel anvendt på
 studenteroplysninger fra RUC.
 Projekt rapport af: Mikael Wernerberg Johansen, Poul Kat-
 ler og Torben J. Andreassen.
 Vejleder: Jørgen Larsen.
- 110/85 "PLANNING FOR SECURITY".
 Af: Bent Sørensen
- 111/85 "JORDEN RUNDT PÅ FLADE KORT".
 Projekt rapport af: Birgit Andresen, Beatriz Quinones
 og Jimmy Staal.
 Vejleder: Mogens Niss.
- 112/85 "VIDENSKABELIGGØRELSE AF DANSK TEKNOLOGISK INNOVATION
 FREM TIL 1950 - BELYST VED EKSEMPLER".
 Projekt rapport af: Erik Odgaard Gade, Hans Hedal,
 Frank C. Ludvigsen, Annette Post Nielsen og Finn
 Physant.
 Vejleder: Claus Bryld og Bent C. Jørgensen.
- 113/85 "DESUSPENSION OF SPLITTING ELLIPTIC SYMBOLS II".
 Af: Bernhelm Booss og Krzysztof Wojciechowski.
- 114/85 "ANVENDELSE AF GRAFISKE METODER TIL ANALYSE
 AF KONFIGURATIONSTABELLER".
 Projekt rapport af: Lone Billmann, Ole R. Jensen
 og Arne-Lise von Moos.
 Vejleder: Jørgen Larsen.
- 115/85 "MATEMATIKKENS UDVIKLING OP TIL RENESSANCEN".
 Af: Mogens Niss.
- 116/85 "A PHENOMENOLOGICAL MODEL FOR THE MEYER-
 NELDEL RULE".
 Af: Jeppe C. Dyre.
- 117/85 "KRAFT & FJERNVARMEOPTIMERING"
 Af: Jacob Mørch Pedersen.
 Vejleder: Bent Sørensen
- 118/85 "TILFÆLDIGHEDEN OG NØDVENDIGHEDEN IFØLGE
 FEINCE OG FYSIKKEN".
 Af: Peder Voetmann Christiansen
- 120/86 "ET ANTAL STATISTISKE STANDARDMODELLER".
 Af: Jørgen Larsen
- 121/86 "SIMULATION I KONTINUERT TID".
 Af: Peder Voetmann Christiansen.
- 122/86 "ON THE MECHANISM OF GLASS IONIC CONDUCTIVITY".
 Af: Jeppe C. Dyre.
- 123/86 "GYMNASIEFYSIKKEN OG DEN STORE VERDEN".
 Fysiklærerforeningen, DMFA, RUC.
- 124/86 "OPGAVESAMLING I MATEMATIK".
 Samtlige opgaver stillet i tiden 1974-jan. 1986.
- 125/86 "UVEY, β - systemet - en effektiv fotometrisk spektral-
 klassifikation af B-, A- og F-stjerner".
 Projekt rapport af: Birger Lundgren.
- 126/86 "OM UDVIKLINGEN AF DEN SPECIELLE RELATIVITETSTEORI".
 Projekt rapport af: Lise Odgaard & Linda Szkotak Jensen
 Vejledere: Karin Beyer & Stig Andur Pedersen.
- 127/86 "GALOIS' BIDRAG TIL UDVIKLINGEN AF DEN ABSTRakte
 ALGEBRA".
 Projekt rapport af: Pernille Sand, Heine Larsen &
 Lars Frandsen.
 Vejleder: Mogens Niss.
- 128/86 "SMÅRYB" - om ikke-standard analyse.
 Projekt rapport af: Niels Jørgensen & Mikael Klintorp.
 Vejleder: Jeppe Dyre.
- 129/86 "PHYSICS IN SOCIETY"
 Lecture Notes 1983 (1986)
 Af: Bent Sørensen
- 130/86 "Studies in Wind Power"
 Af: Bent Sørensen
- 131/86 "FYSIK OG SAMFUND" - Et integreret fysik/historie-
 projekt om naturanskuelsens historiske udvikling
 og dens samfundsmæssige betingethed.
 Projekt rapport af: Jakob Heckscher, Søren Brønd,
 Andy Wierød.
 Vejledere: Jens Høyrup, Jørgen Vogelius,
 Jens Højgaard Jensen.
- 132/86 "FYSIK OG DANNEELSE"
 Projekt rapport af: Søren Brønd, Andy Wierød.
 Vejledere: Karin Beyer, Jørgen Vogelius.
- 133/86 "CHERNOBYL ACCIDENT: ASSESSING THE DATA.
 ENERGY SERIES NO. 15.
 Af: Bent Sørensen.
-
- 134/87 "THE D.C. AND THE A.C. ELECTRICAL TRANSPORT IN AsSeTe SYSTEM"
 Authors: M.B.El-Den, N.B.Olsen, Ib Høst Pedersen,
 Petr Visčor
- 135/87 "INTUITIONISTISK MATEMATIKS METODER OG ERKENDELSES-
 TEORETISKE FORUDSÆTNINGER"
 MATEMATIKSPECIALE: Claus Larsen
 Vejledere: Anton Jensen og Stig Andur Pedersen
- 136/87 "Mystisk og naturlig filosofi: En skitse af kristendommens
 første og andet møde med græsk filosofi"
 Projekt rapport af Frank Colding Ludvigsen
 Vejledere: Historie: Ib Thiersen
 Fysik: Jens Højgaard Jensen
- 137/87 "HOPMODELLER FOR ELEKTRISK LEDNING I UORDNEDE
 FASTE STOFFER" - Resumé af licentiatafhandling
 Af: Jeppe Dyre
 Vejledere: Niels Boye Olsen og
 Peder Voetmann Christiansen.
- 119/86 "DET ER GANSKE VIST - - EUKLIDS FEMTE POSTULAT
 KUNNE NOK SKABE RØRE I ANDEDAMMEN".
 Af: Iben Maj Christiansen
 Vejleder: Mogens Niss.

- 138/87 "JOSEPHSON EFFECT AND CIRCLE MAP."
Paper presented at The International Workshop on Teaching Nonlinear Phenomena at Universities and Schools, "Chaos in Education". Balaton, Hungary, 26 April-2 May 1987.
By: Peder Voetmann Christiansen
- 139/87 "Machbarkeit nichtbeherrschbarer Technik durch Fortschritte in der Erkennbarkeit der Natur"
Af: Bernhelm Booss-Bavnbek
Martin Bohle-Carbonell
- 140/87 "ON THE TOPOLOGY OF SPACES OF HOLOMORPHIC MAPS"
By: Jens Gravesen
- 141/87 "RADIOMETERS UDVIKLING AF BLODGASAPPARATUR - ET TEKNOLOGIHISTORISK PROJEKT"
Projektrapport af Finn C. Physant
Vejleder: Ib Thiersen
- 142/87 "The Calderón Projektor for Operators With Splitting Elliptic Symbols"
by: Bernhelm Booss-Bavnbek og
Krzysztof P. Wojciechowski
- 143/87 "Kursusmateriale til Matematik på NAT-BAS"
af: Mogens Brun Heefelt
- 144/87 "Context and Non-Locality - A Peircean Approach"
Paper presented at the Symposium on the Foundations of Modern Physics The Copenhagen Interpretation 60 Years after the Como Lecture. Joensuu, Finland, 6 - 8 august 1987.
By: Peder Voetmann Christiansen
- 145/87 "AIMS AND SCOPE OF APPLICATIONS AND MODELLING IN MATHEMATICS CURRICULA"
Manuscript of a plenary lecture delivered at ICMA 3, Kassel, FRG 8.-11.9.1987
By: Mogens Niss
- 146/87 "BESTEMMELSE AF BULKRESISTIVITETEN I SILICIUM"
- en ny frekvensbaseret målemetode.
Fysikspeciale af Jan Vedde
Vejledere: Niels Boye Olsen & Petr Višňor
- 147/87 "Rapport om BIS på NAT-BAS"
redigeret af: Mogens Brun Heefelt
- 148/87 "Naturvidenskabsundervisning med Samfundsperspektiv"
af: Peter Colding-Jørgensen DLH
Albert Chr. Paulsen
- 149/87 "In-Situ Measurements of the density of amorphous germanium prepared in ultra high vacuum"
by: Petr Višňor
- 150/87 "Structure and the Existence of the first sharp diffraction peak in amorphous germanium prepared in UHV and measured in-situ"
by: Petr Višňor
- 151/87 "DYNAMISK PROGRAMMERING"
Matematikprojekt af:
Birgit Andresen, Keld Nielsen og Jimmy Staal
Vejleder: Mogens Niss
- 152/87 "PSEUDO-DIFFERENTIAL PROJECTIONS AND THE TOPOLOGY OF CERTAIN SPACES OF ELLIPTIC BOUNDARY VALUE PROBLEMS"
by: Bernhelm Booss-Bavnbek
Krzysztof P. Wojciechowski
- 153/87 "HALVLEDERTEKNOLOGIENS UDVIKLING MELLEM MILITÆRE OG CIVILE KRÆFTER"
Et eksempel på humanistisk teknologihistorie
Historiespeciale
Af: Hans Hedal
Vejleder: Ib Thiersen
- 154/87 "MASTER EQUATION APPROACH TO VISCOUS LIQUIDS AND THE GLASS TRANSITION"
By: Jeppe Dyre
- 155/87 "A NOTE ON THE ACTION OF THE POISSON SOLUTION OPERATOR TO THE DIRICHLET PROBLEM FOR A FORMALLY SELFADJOINT DIFFERENTIAL OPERATOR"
by: Michael Pedersen
- 156/87 "THE RANDOM FREE ENERGY BARRIER MODEL FOR AC CONDUCTION IN DISORDERED SOLIDS"
by: Jeppe C. Dyre
- 157/87 "STABILIZATION OF PARTIAL DIFFERENTIAL EQUATIONS BY FINITE DIMENSIONAL BOUNDARY FEEDBACK CONTROL: A pseudo-differential approach."
by: Michael Pedersen
- 158/87 "UNIFIED FORMALISM FOR EXCESS CURRENT NOISE IN RANDOM WALK MODELS"
by: Jeppe Dyre
- 159/87 "STUDIES IN SOLAR ENERGY"
by: Bent Sørensen
- 160/87 "LOOP GROUPS AND INSTANTONS IN DIMENSION TWO"
by: Jens Gravesen
- 161/87 "PSEUDO-DIFFERENTIAL PERTURBATIONS AND STABILIZATION OF DISTRIBUTED PARAMETER SYSTEMS: Dirichlet feedback control problems"
by: Michael Pedersen
- 162/87 "PIGER & FYSIK - OG MEGET MERE"
Af: Karin Beyer, Sussanne Blegaa, Birthe Olsen,
Jette Reich, Mette Vedelsby
- 163/87 "EN MATEMATISK MODEL TIL BESTEMMELSE AF PERMEABILITETEN FOR BLOD-NETHINDE-BARRIEREN"
Af: Finn Langberg, Michael Jarden, Lars Frellesen
Vejleder: Jesper Larsen
- 164/87 "Vurdering af matematisk teknologi
Technology Assessment
Teknikfolgenabschätzung"
Af: Bernhelm Booss-Bavnbek, Glen Pate med
Martin Bohle-Carbonell og Jens Højgaard Jensen
- 165/87 "COMPLEX STRUCTURES IN THE NASH-MOSER CATEGORY"
by: Jens Gravesen

- 166/88 "Grundbegreber i Sandsynlighedsregningen"
Af: Jørgen Larsen
- 167a/88 "BASISSTATISTIK 1. Diskrete modeller"
Af: Jørgen Larsen
- 167b/88 "BASISSTATISTIK 2. Kontinuerte modeller"
Af: Jørgen Larsen
- 168/88 "OVERFLADEN AF PLANETEN MARS"
Laboratorie-simulering og MARS-analoger undersøgt ved Mössbauerspektroskopi.
Fysikspeciale af:
Birger Lundgren
Vejleder: Jens Martin Knudsen
Fys.Lab./HCØ
- 169/88 "CHARLES S. PEIRCE: MURSTEN OG MØRTEL TIL EN METAFYSIK."
Fem artikler fra tidsskriftet "The Monist" 1891-93.
Introduktion og oversættelse:
Peder Voetmann Christiansen
- 170/88 "OPGAVESAMLING I MATEMATIK"
Samtlige opgaver stillet i tiden 1974 - juni 1988
- 171/88 "The Dirac Equation with Light-Cone Data"
af: Johnny Tom Ottesen
- 172/88 "FYSIK OG VIRKELIGHED"
Kvantemekanikkens grundlagsproblem i gymnasiet.
Fysikprojekt af:
Erik Lund og Kurt Jensen
Vejledere: Albert Chr. Paulsen og Peder Voetmann Christiansen
-
- 173/89 "NUMERISKE ALGORITMER"
af: Mogens Brun Heefelt
- 174/89 "GRAFISK FREMSTILLING AF FRAKTALER OG KAOS"
af: Peder Voetmann Christiansen
- 175/89 "AN ELEMENTARY ANALYSIS OF THE TIME DEPENDENT SPECTRUM OF THE NON-STATONARY SOLUTION TO THE OPERATOR RICCATI EQUATION"
af: Michael Pedersen
- 176/89 "A MAXIMUM ENTROPY ANSATZ FOR NONLINEAR RESPONSE THEORY"
af: Jeppe Dyre
- 177/89 "HVAD SKAL ADAM STÅ MODEL TIL"
af: Morten Andersen, Ulla Engström, Thomas Gravesen, Nanna Lund, Pia Madsen, Dina Rawat, Peter Torstensen
Vejleder: Mogens Brun Heefelt
- 178/89 "BIOSYNTESEN AF PENICILLIN - en matematisk model"
af: Ulla Eghave Rasmussen, Hans Oxvang Mortensen, Michael Jarden
vejleder i matematik: Jesper Larsen
biologi: Erling Lauridsen
- 179a/89 "LÆRERVEJLEDNING M.M. til et eksperimentelt forløb om kaos"
af: Andy Wierød, Søren Brønd og Jimmy Staal
Vejledere: Peder Voetmann Christiansen
Karin Beyer
- 179b/89 "ELEVHEFTE: Noter til et eksperimentelt kursus om kaos"
af: Andy Wierød, Søren Brønd og Jimmy Staal
Vejledere: Peder Voetmann Christiansen
Karin Beyer
- 180/89 "KAOS I FYSISKE SYSTEMER eksemplificeret ved torsions- og dobbeltpendul".
af: Andy Wierød, Søren Brønd og Jimmy Staal
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen
- 181/89 "A ZERO-PARAMETER CONSTITUTIVE RELATION FOR PURE SHEAR VISCOELASTICITY"
by: Jeppe Dyre
- 183/89 "MATHEMATICAL PROBLEM SOLVING, MODELLING. APPLICATIONS AND LINKS TO OTHER SUBJECTS - State. trends and issues in mathematics instruction
by: WERNER BLUM, Kassel (FRG) og MOGENS NISS, Roskilde (Denmark)
- 184/89 "En metode til bestemmelse af den frekvensafhængige varmfylde af en underafkølet væske ved glasovergangen"
af: Tage Emil Christensen
-
- 185/90 "EN NESTEN PERIODISK HISTORIE"
Et matematisk projekt
af: Steen Grode og Thomas Jessen
Vejleder: Jacob Jacobsen
- 186/90 "RITUAL OG RATIONALITET i videnskabers udvikling"
redigeret af Arne Jakobsen og Stig Andur Pedersen
- 187/90 "RSA - et kryptografisk system"
af: Annette Sofie Olufsen, Lars Frellesen og Ole Møller Nielsen
Vejledere: Michael Pedersen og Finn Munk
- 188/90 "FERMICONDENSATION - AN ALMOST IDEAL GLASS TRANSITION"
by: Jeppe Dyre
- 189/90 "DATAMATER I MATEMATIKUNDERVISNINGEN PÅ GYMNASIET OG HØJERE LÆREANSTALTER
af: Finn Langberg

- 190/90 "FIVE REQUIREMENTS FOR AN APPROXIMATE NONLINEAR RESPONSE THEORY"
by: Jeppe Dyre
- 191/90 "MOORE COHOMOLOGY, PRINCIPAL BUNDLES AND ACTIONS OF GROUPS ON C^* -ALGEBRAS"
by: Iain Raeburn and Dana P. Williams
- 192/90 "Age-dependent host mortality in the dynamics of endemic infectious diseases and SIR-models of the epidemiology and natural selection of co-circulating influenza virus with partial cross-immunity"
by: Viggo Andreasen
- 193/90 "Causal and Diagnostic Reasoning"
by: Stig Andur Pedersen
- 194a/90 "DETERMINISTISK KAOS"
Projektrapport af: Frank Olsen
- 194b/90 "DETERMINISTISK KAOS"
Kørselsrapport
Projektrapport af: Frank Olsen
- 195/90 "STADIER PÅ PARADIGMETS VEJ"
Et projekt om den videnskabelige udvikling der førte til dannelse af kvantemekanikken.
Projektrapport for 1. modul på fysikuddannelsen, skrevet af:
Anja Boisen, Thomas Hougård, Anders Gorm Larsen, Nicolai Ryge.
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen
- 196/90 "ER KAOS NØDVENDIGT?"
- en projektrapport om kaos' paradigmatisk status i fysikken.
af: Johannes K. Nielsen, Jimmy Staal og Peter Bøggild
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen
- 197/90 "Kontrafaktiske konditionaler i HOL"
af: Jesper Voetmann, Hans Oxvang Mortensen og Aleksander Høst-Madsen
Vejleder: Stig Andur Pedersen
- 198/90 "Metal-Isolator-Metal systemer"
Speciale
af: Frank Olsen
- 199/90 "SPREDT FÆGTNING" Artikelsamling
af: Jens Højgaard Jensen
- 200/90 "LINEAR ALGEBRA OG ANALYSE"
Noter til den naturvidenskabelige basisuddannelse.
af: Mogens Niss
- 201/90 "Undersøgelse af atomare korrelationer i amorfe stoffer ved røntgendiffraction"
af: Karen Birkelund og Klaus Dahl Jensen
Vejledere: Petr Višćor, Ole Bakander
- 202/90 "TEGN OG KVANTER"
Foredrag og artikler, 1971-80.
af: Peder Voetmann Christiansen
- 203/90 "OPGAVESAMLING I MATEMATIK" 1974-1990
afleser tekst 170/88
-
- 204/91 "ERKENDELSE OG KVANTEMEKANIK"
et Breddemodul Fysik Projekt
af: Thomas Jessen
Vejleder: Petr Višćor
- 205/91 "PEIRCE'S LOGIC OF VAGUENESS"
by: Claudine Engel-Tiercelin
Department of Philosophy
Université de Paris-1
(Panthéon-Sorbonne)
- 206a+b/91 "GERMANIUMBEAMANALYSE SAMT A - GE TYNDFILMS ELEKTRISKE EGENSKABER"
Eksperimentelt Fysikspeciale
af: Jeanne Linda Mortensen og Annette Post Nielsen
Vejleder: Petr Višćor
- 207/91 "SOME REMARKS ON AC CONDUCTION IN DISORDERED SOLIDS"
by: Jeppe C. Dyre
- 208/91 "LANGEVIN MODELS FOR SHEAR STRESS FLUCTUATIONS IN FLOWS OF VISCO-ELASTIC LIQUIDS"
by: Jeppe C. Dyre
- 209/91 "LORENZ GUIDE" Kompendium til den danske fysiker Ludvig Lorenz, 1829-91.
af: Helge Kragh
- 210/91 "Global Dimension, Tower of Algebras, and Jones Index of Split Seperable Subalgebras with Unitality Condition."
by: Lars Kadison
- 211/91 "J SANDHEDENS TJENESTE"
- historien bag teorien for de komplekse tal.
af: Lise Arleth, Charlotte Gjerrild, Jane Hansen, Linda Kyndlev, Anne Charlotte Nilsson, Kamma Tulinius.
Vejledere: Jesper Larsen og Bernhelm Booss-Bavnbek
- 212/91 "Cyclic Homology of Triangular Matrix Algebras"
by: Lars Kadison
- 213/91 "Disease-induced natural selection in a diploid host"
by: Viggo Andreasen and Freddy B. Christiansen

- 214|91 "Hallej i steren" - om
elektromagnetisme. Oplæg
til undervisningsmateriale
i gymnasiet.
Af: Nils Kruse, Peter Gastrup,
Kristian Hoppe, Jeppe Guldager
Vejledere: Petr Viscor, Hans Hedal
- 215|91 "Physics and Technology of Metal-
Insulator-Metal thin film structures
used as planar electron emitters
by: A.Delong, M.Drsticka, K.Hladil,
V.Kolarik, F.Olsen, P.Pavelka and
Petr Viscor.
- 216|91 "Kvantemekanik på PC'eren"
af: Thomas Jessen
-
- 217/92 "Two papers on APPLICATIONS AND MODELLING
IN THE MATHEMATICS CURRICULUM"
by: Mogens Niss
- 218/92 "A Three-Square Theorem"
by: Lars Kadison
- 219/92 "RUPNOK - stationær strømning i elastiske rør"
af: Anja Boisen, Karen Birkelund, Mette Olufsen
Vejleder: Jesper Larsen
- 220/92 "Automatisk diagnosticering i digitale kredsløb"
af: Bjørn Christensen, Ole Møller Nielsen
Vejleder: Stig Andur Pedersen
- 221/92 "A BUNDLE VALUED RADON TRANSFORM, WITH
APPLICATIONS TO INVARIANT WAVE EQUATIONS"
by: Thomas P. Branson, Gestur Olafsson and
Henrik Schlichtkrull
- 222/92 On the Representations of some Infinite Dimensional
Groups and Algebras Related to Quantum Physics
by: Johnny T. Ottesen
- 223/92 THE FUNCTIONAL DETERMINANT
by: Thomas P. Branson
- 224/92 UNIVERSAL AC CONDUCTIVITY OF NON-METALLIC SOLIDS AT
LOW TEMPERATURES
by: Jeppe C. Dyre
- 225/92 "HATMODELLEN" Impedansspektroskopi i ultrarent
en-krystallinsk silicium
af: Anja Boisen, Anders Gorm Larsen, Jesper Varmer,
Johannes K. Nielsen, Kit R. Hansen, Peter Bøggild
og Thomas Hougaard
Vejleder: Petr Viscor
- 226/92 "METHODS AND MODELS FOR ESTIMATING THE GLOBAL
CIRCULATION OF SELECTED EMISSIONS FROM ENERGY
CONVERSION"
by: Bent Sørensen

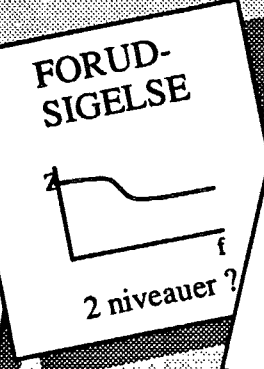
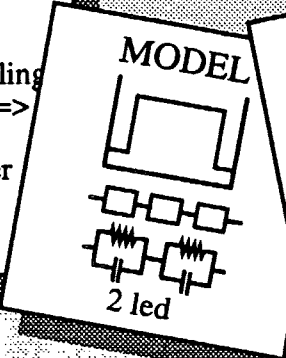


10-10-66

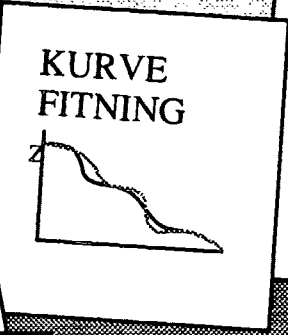
10-10-66

VORES VEJ MOD EN KONKLUSION

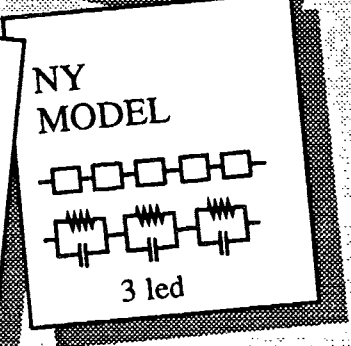
TEORI
Ladningsfordeling i en halvleder => depletion ved metal-halvleder junction



BEARBEJDNING AF RESULTATER



TEORI:
Det sidste led i modellen er et OXIDLAG => modstand leddet konstant



RESULTATER STEMMER IKKE overens med Topsil's
Tre udveje

MODELLEN HOLDER (måske),
Depletion skyldes overfladeeffekter, ikke guld-lag!

Topsil tager måske fejl?

MODELLEN HOLDER IKKE!!!
- eller vi har ikke været gode nok

