

Basis dokument

Jon Skarpeteig

7. desember 2009

1 Introduksjon

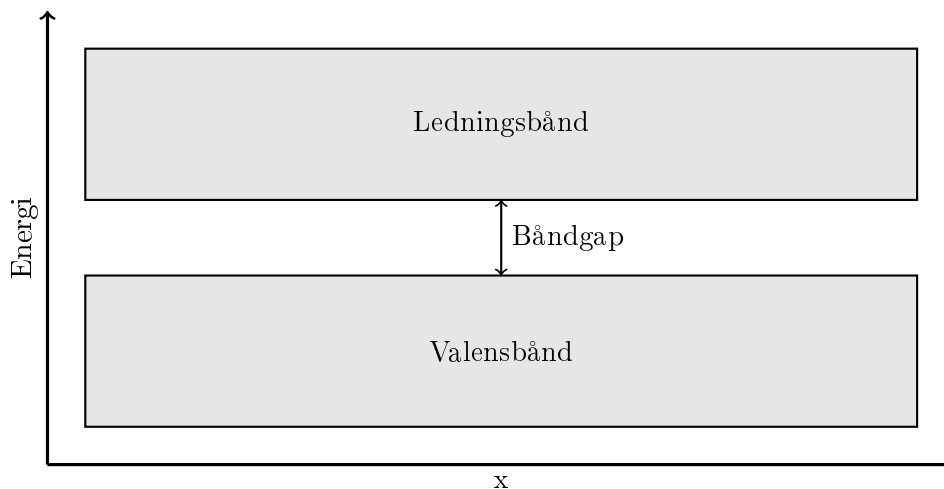
Solceller er antatt å dominere energisektoren de neste hundre år. For at dette skal bli tilfelle trengs det billige og effektive solceller. Multikrystallinsk silisium er materialet som har mest potensiale for å oppnå dette. Det er billig å produsere, men har også relativt lav utnyttelse av solenergien. Derfor er det viktig å nøyaktig kunne identifisere kilder til tap, og forstå virkemåten til slike materialer.

Det er opprettet et laboratorium for å kunne gjøre målinger på slike celler ved hjelp av fotoluminisens på ekstremt lave temperaturer. Tidligere målinger av multikrystallinsk silisium på dette laboratoriet viser deler av et spekter som er å finne på tilsvarende målinger (f.eks [19]), men deler av tapsspekteret som var forventet dukket ikke opp. Dette prosjektet fokuserer på hva som er årsaken til dette avviket, og hvordan det kan utbedres. I tillegg til det er det fokusert på virkemåte til solceller, og kilder til tap i multikrystallinsk silisium.

2 Solcelle teori

De fleste solceller er krystallinske, det betyr at strukturen er ordnet, eller periodisk. I praksis vil krystallene inneholde feil av forskjellige slag. Noen solcellematerialer er ikke krystallinske, men mangler langtrevkende periodisitet. Disse består da av amorfe materialer.

Et fritt elektron i vakuum vil kunne innta en hvilken som helst energi. Et elektron i en krystallstruktur er bundet av energibånd atskilt av gap med energitilstander som elektronene ikke kan ha. Det er derfor bare plass til et endelig antall elektroner i hvert bånd, fordi hver tilstand bare kan romme to elektroner i følge Pauli-Prinsippet. For en krystall kan energibåndene oppfattes som overlapp av enkelttilstander for hvert atom. En kan oppfatte energibåndene som krystallens 'elektronskall'.



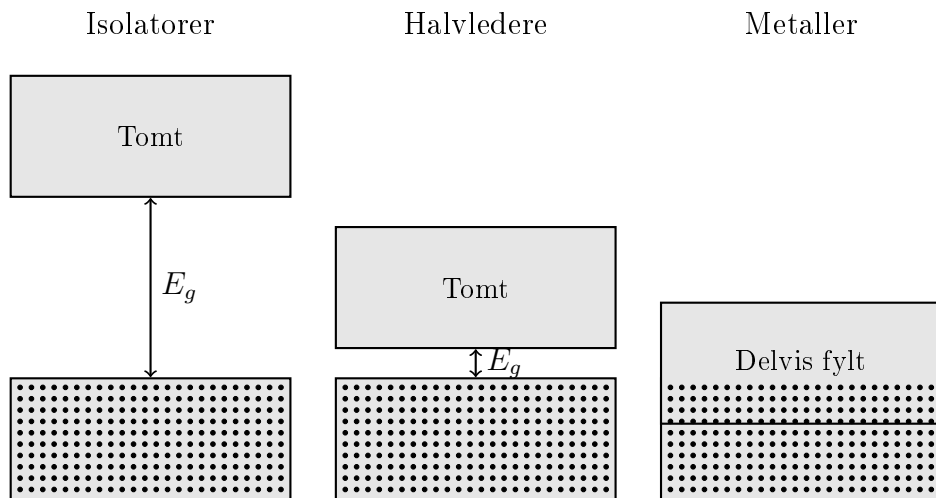
Figur 1: Energibånd

Det øverste båndet kalles ledningsbåndet. Energibåndet umiddelbart under ledningsbåndet, kalles valensbåndet. De ikke tillatte tilstandene mellom valensbåndet og ledningsbåndet kalles båndgapet. Dette båndgapet er veldig viktig i forbindelse med solceller og oppgis ofte i elektronvolt (eV).

For at elektronet skal kunne flytte på seg må det befinne seg i ledningsbåndet. Et elektron må ha nok energi til å kunne eksiteres fra valensbåndet. Eksitasjon vil si at et elektron forflytter seg fra valensbåndet til ledningsbåndet. Dette kan skje ved at elektronet får høy nok energi til å forflytte seg over båndgapet ved termisk energi, eller annen energi tilført utenfra, som fra lys. Dette gir økt ledningsevne til materialet. Samtidig blir det en ledig plass i valensbåndet, som gjør at andre elektroner i valensbåndet kan få høyere kinetisk energi på grunn av færre kollisjoner. Dette påvirker også materialet slik at det får høyere ledningsevne. Energien til lys ved elektronvolt er gitt av:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1)$$

der E er energi i elektronvolt, h er Plancks konstant, ν er frekvens, og c er lysfarten. Materialer deles ofte inn i tre kategorier; Isolatorer, halvledere, og metaller. Isolatorer har ingen, eller få elektroner i ledningsbåndet, som gir dem dårlig ledningsevne. Metaller har som regel fylte ledningsbånd ved romtemperatur, som gir dem god ledningsevne. Selv ved 0K har metaller et delvis fylt ledningsbånd. Halvledere har dårligere ledningsevne enn metaller, og vil ved 0K ikke ha noen elektroner i ledningsbåndet. Båndgapet til halvledere ligger mellom det for isolatorer og metaller, slik at ved romtemperatur er ledningsbåndet delvis fylt, i motsetning til isolatorer.



Figur 2: Typiske båndgap ved 0K

Typisk båndgap for halvleder silisium er 1.1eV, sammenlignet med 5eV for diamant som er en isolator. [18, Kapittel 3]

Hull er en beskrivelse for fravær av elektroner i valensbåndet. Et hull vil oppstå når et elektron eksiteres fra valensbåndet til ledningsbåndet. Lite båndgap, og høy temperatur vil gi vesentlig flere elektroner i ledningsbåndet, enn for lave temperaturer og stort båndgap. Dette beskrives med massevirkningsloven:

$$np = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (2)$$

der n er antall elektroner, p er antall hull, N_c og N_v er konstanter for gitte materialer. E_g er båndgapet, k er Boltzmanns konstant og T er temperaturen i Kelvin. For en intrinsikk halvleder, det vil si en halvleder uten noe form for doping, for eksempel ren silisium, kan massevirkningsloven skrives:

$$np = n_i^2 \quad (3)$$

der

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (4)$$

Fra massevirkningsloven kommer det av E_g er en avgjørende faktor for om en krystall kan sies å være en halvleder eller ikke.

2.1 Doping

Ved å sette inn andre atomer i en krystallstruktur, med en annerledes elektronfordeling er det mulig å øke elektroner i ledningsbåndet uten å endre konsentrasjonen av hull i valensbåndet. Dette kalles donor-doping. Et eksempel på donor-doping er å tilsette fosfor i en silisiumkrystall. Dette vil føre til flere elektroner i ledningsbåndet, da fosfor har et valenselektron mer enn silisium og valensbåndet er tilnærmet fullt. Fosfor vil i dette tilfellet kalles donor i denne donor-doping. Doping konsentrasjonen er vanligvis så liten at båndstrukturen ikke forstyrres vesentlig. Hvis en for eksempel setter inn bor istedenfor fosfor, vil silisium krystallen bli akseptor-dopet. Bor har et mindre elektron i valensbåndet enn silisium, og vil derfor tilføre et hull ekstra i valensbåndet. Som regel er donorkonsentrasjonen av hull og elektroner i henholdsvis valens- og ledningsbånd vesentlig høyere enn den intrinsiske, slik at det er en god tilnærming å sette

$$n \approx N_d \quad (5)$$

for donordoping, og

$$n \approx N_a \quad (6)$$

for akseptordoping. Der N_d er donorkonsentrasjonen, og N_a er akseptorkonsentrasjonen.

En dopet halvleder omtales generelt som ekstrinsikk. Hvis en halvleder er dopet med overtall av donor atomer, har den overtall av elektroner, og kalles n-dopet. For akseptordoping omtales halvlederen som p-dopet, da den har overtall av hull. Den dominerende ladningsbærertypen kalles for majoritetsbæreren. Majoritetsbærere vil være de som i hovedsak sørger for strømtransporten gjennom halvlederen.

2.2 Transport- og rekombinasjons-prosesser

Det er to mekanismer som bidrar til transport av elektroner og hull i halvledere: drift og diffusjon. Drift er transport av en ladd partikkel på grunn av et elektrisk felt. For transport av et hull i en dimensjon er strømmen I_p lik antall hull N_p ganger ladning q som krysser et tverrsnitt.

$$I_p = N_p q \quad (7)$$

I vakuum vil et elektrisk felt akselerere hullene, og hastigheten vil stadig øke. I halvledere vil det oppstå kollisjoner med atomene i halvlederen, som gir hullene en midlere hastighet så lenge feltet er konstant. Denne midlere driftshastigheten er relatert til feltet via hullenes mobilitet μ_p

$$v_p = \mu_p E \quad (8)$$

Hvis alle hullene beveger seg i samme retning kan en da beregne strøm per areal, eller strømtetthet.

$$J_p = \frac{I_p}{A} = \frac{N_p q}{A} = p A v_p \frac{q}{A} = p v_p q = p q \mu_p E \quad (9)$$

Kombinert med tilsvarende uttrykk for elektroner:

$$J = J_p + J_n = (n q \mu_n + p q \mu_p) E = \sigma E \quad (10)$$

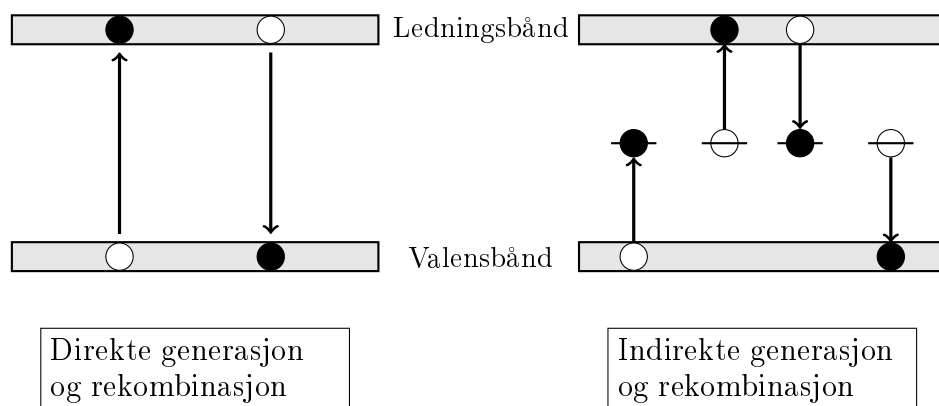
der μ_n er mobiliteten for elektroner, og σ er halvlederens ledningsevne. J_n er elektronstrømtettheten.

Strømmen blir da

$$I = J A = A \sigma E = \left(\frac{A \sigma}{L} \right) V \quad (11)$$

Halvledere vil typisk ha ledningsevne 10^{-8} til 10^3 S/m. Typiske verdien for isolatorer og metaller er henholdsvis 10^{-14} og 10^6 S/m [18, Kapittel 4]

Elektronet kan gå fra det ene båndet til det andre direkte eller indirekte. Ved indirekte generasjon og rekombinasjon kan elektronet benytte seg av såkalte gap-tilstander. Dette er tilstander somer knyttet til forurensinger, defekter i krystallstrukturen, grenseflater mellom krystallkorn for multikrystallinske materialer, og overflater. Gap-tilstander ligger mellom valensbåndet og ledningsbåndet, som er ikke tillatte tilstander for en perfekt krystal (se fig. 3)



Figur 3: Generasjon og rekombinasjon

I halvledere med direkte båndgap, som GaAs, vil begge prosessene kunne opptre. Silisium har indirekte båndgap, og vil ikke få en direkte prosess uten deltagelse av gittervibrasjoner (fononer). Dette er mindre sannsynlig enn indirekte generasjon og rekombinasjon, og indirekte generasjon og rekombinasjon vil derfor dominere. Elektronet antas å bevege seg som en planar bølge med propageringskonstanten \vec{k} , også kalt bølgevektor.

Generasjons- og rekombinasjonsprosesser kan beskrives ved nettoproduksjon av elektroner til ledningsbåndet, U_n , proporsjonalt med avviket fra likevekt

$$U_n = -\frac{n - n^0}{\tau_n} \quad (12)$$

der τ_n er midlere levetid for elektronet. n er konsentrasjonene av elektroner, og n^0 er likevektskonsentrasjonene av elektroner. Midlere levetid, vil være den tiden elektroner er i ledningsbåndet før det rekombinerer. Tilsvarende er nettoproduksjonen av hull U_p

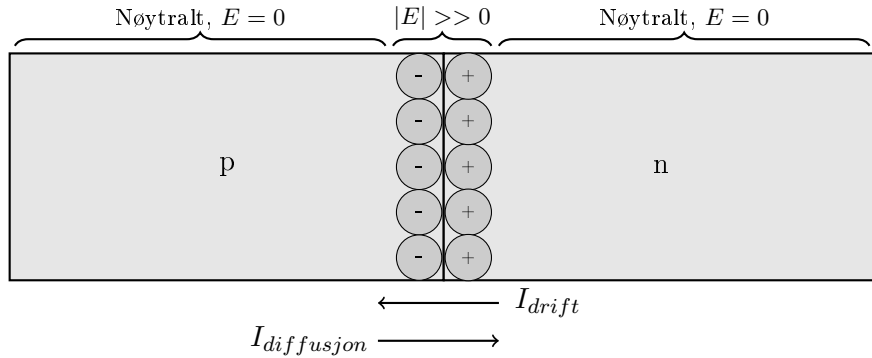
$$U_p = -\frac{p - p^0}{\tau_p} \quad (13)$$

der p er konsentrasjonen av hull og p^0 er likevektskonsentrasjonen av hull. τ_p er midlere levetid for hull.

2.3 Solceller

En halvleder med et p-dopet og et n-dopet område som ligger inntil hverandre kalles en pn-overgang. En slik pn-overgang har likerettende egenskaper. Det vil si at den leder strøm vesentlig bedre i den ene retningen enn den andre. Denne oppførselen definerer en diode. Siden p-siden har en konsentrasjon av elektroner i ledningsbåndet som er vesentlig lavere enn n-sidens konsentrasjon av elektroner i ledningsbåndet, vil vi få en transport av ledningsbåndelektroner fra n-siden til p-siden ved diffusjon. Det samme skjer også for hull fra p-siden til n-siden. Denne strømmen av ladnings kalles diffusjonsstrømmen. I prinsippet kan også dopantene Si, B og P diffundere mellom de to delene av krystallen, men er bare betydelig for veldig høye temperaturer, altså ikke vesentlig i romtemperatur.

Deplesjonssjiktet er et område nær grenseflaten mellom de to dopekonsentrasjonene som vil være essensielt tomt for frie ladningsbærere. Siden n-siden av deplesjonssjiktet inneholder donorer uten tilhørende elektron vil denne siden være positivt ladet, og tilsvarende vil p-siden være negativt ladet. Dette gjør at det oppstår et elektrisk felt fra n- til p-siden, eller et fall i potensial fra n-siden til p-siden. Dette feltet fører til en driftstrøm som går i motsatt retning av diffusjonsstrømmen og fører til 0 netto strøm, eller likevekt.

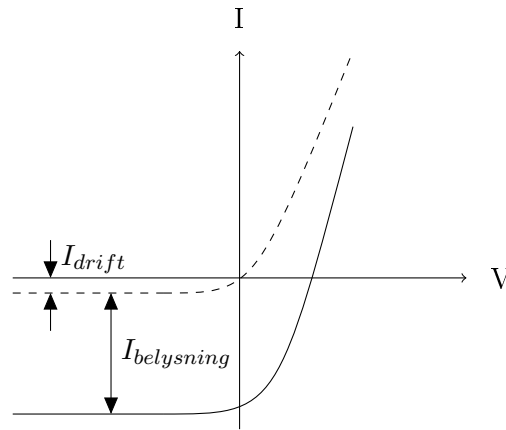


Figur 4: Deplesjonssjiktet

Ved belysning genereres det minoritetsbærere i pn-overgangen utover de som genereres termisk ved at fotoner eksiterer elektroner til ledningsbåndet. Denne genereringen er ofte vesentlig større enn driftstrømmen. Denne strømmen er uavhengig av potensialforskjellene i pn-overgangen. For en diode i mørke er det gitt en strøm-spenning karakteristikk gitt av:

$$I = |I_{drift}| e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \quad (14)$$

Når pn-overgangen blir belyst vil driftstrømmen øke, og forskyve strøm-spenning karakteristikken nedover



Figur 5: Strøm-spenningskarakteristikken for en solcelle

For solceller defineres ofte strøm ut av cellen som positiv, slik at karakteristikken vendes om V-aksen

$$I = I_{belysning} - I_{drift}(e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad (15)$$

hvor $I_{belysning}$ er strøm generert av lys. Spenningen ved åpen krets er gitt ved:

$$V_{OC} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_{belysning}}{I_{drift}} + 1\right) \quad (16)$$

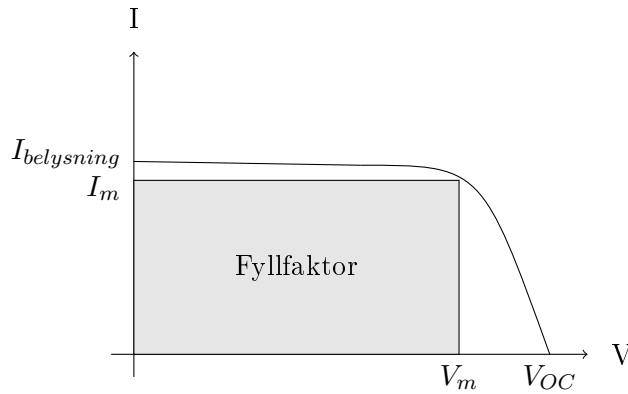
Maks effekt som genereres av solcellen er gitt av:

$$P_m = I_m V_m \quad (17)$$

Hvor P_m er maks effekt, I_m er maks strøm og V_m er maks spenning. Fyllfaktoren FF er gitt av faktisk effekt ut, over teoretisk maks effekt:

$$FF = \frac{I_m V_m}{I_{belysning} V_{OC}} \quad (18)$$

hvor V_{OC} er spenning ved åpen krets.



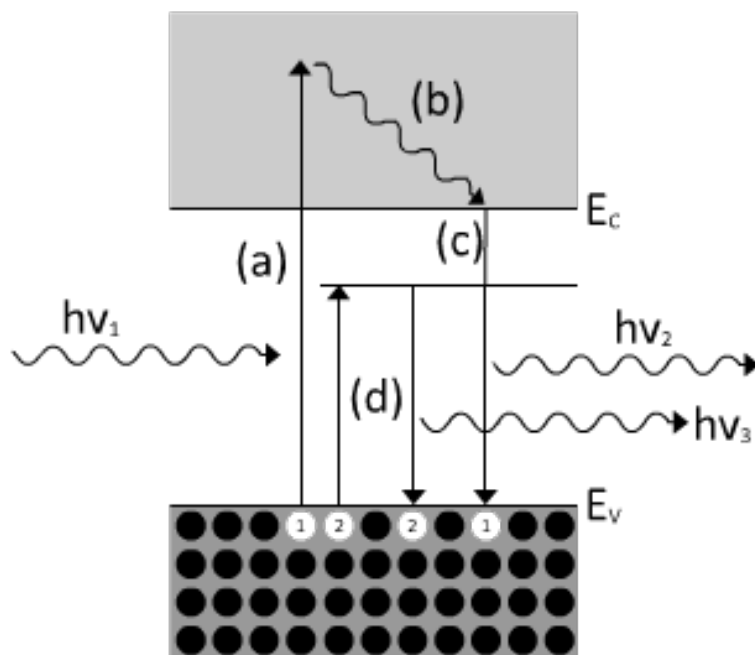
Figur 6: Strøm-spenningskarakteristikken for en solcelle

Virkningsgraden til en solcelle er representert ved η , som er gitt ved:

$$\eta = \frac{P_m}{P_{inn}} = FF \frac{I_{belysning} V_{OC}}{P_{inn}} \quad (19)$$

2.4 Spektroskopi

Spektroskopi benytter seg av fotoluminisens. Når et elektronhullpar rekombinerer sendes energien som blir frigitt ut som et foton. Ved å måle energien til fotonet kommer det fram hvor mye energi som ble frigitt under rekombinering. Dette sier noe om båndgapet til materialet, som igjen er en beskrivelse av hva slags materiale det er. Ved å belyse en prøve med lys som har høy energi og intensitet, vil det eksiteres lys til alle tilgjengelige tilstander. Når disse tilstandene rekombinerer vil det sendes lys ut av prøven som kan fanges opp av et kamera og analyseres av en datamaskin for å få ut et spekter av



Figur 7: Eksitasjon og rekombinering

ulike bølgelengder. For enkrySTALLINSK silisium er båndgapet 1.1eV, som fører til høy intensitet av lys med 1.1eV energi.

Figur 7 viser inkommande lys med høy energi som eksiterer et elektron hullpar i *a*, som etter meget kort tid faller ned til en lavere energitilstand i *b*. I *c* rekombinerer elektronet og det sendes ut et foton med energi lik E_c . Det andre elektronet som eksiteres i *d* havner i en såkalt "trap" state, hvor det kan befinne seg forurensninger eller defekter i en krystallstruktur. Når dette elektronet rekombinerer sendes det ut et foton med lavere energi enn i *c*. Ved å se på lyset som kommer ut fra en slik trap state kan det lokaliseres blant annet forurensninger.

3 Tap

Mye tap er relatert til såkalte dårlige områder, hvor det er mye rekombinasjon. Ved å karakterisere dårlige områder, er det mulig å utbedre feil som det finnes kjente metoder for å unngå.

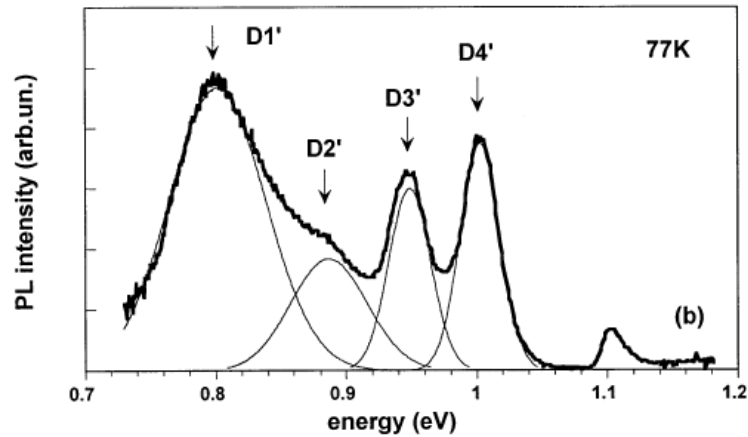
Fotoluminisensspekteret ved romtemperatur er dominert av emisjon ved $h\nu_{maks} = 1.09eV$, og et område rundt 0.8eV. [19]

Et eksempel på dette er fjerning av forurensninger som jern (?) CITATION NEEDED

3.1 Dislokasjonslinjer

Dislokasjonslinjer er linjer som kan ses på spektrometri spekter av eksitert lys fra prøven

I følge [19] er det fire tydelige spekter som kommer til syne; D1, D2, D3 og D4 (se figur 8

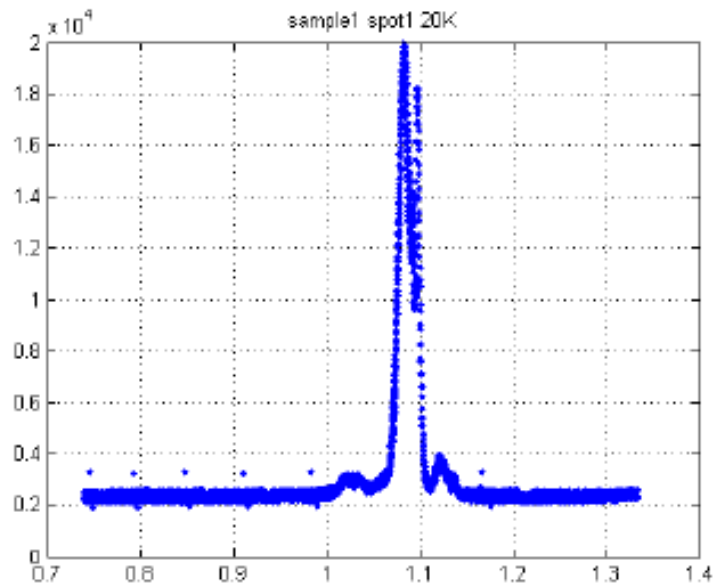


Figur 8: D-linjer

Figur 8 viser dislokasjonslinjer for multikrystallinsk silisium ved 77K. D1' er ved 0.80eV, D2' ved 0.89eV, D3' ved 0.95eV og D4' ved 1.00eV [19]

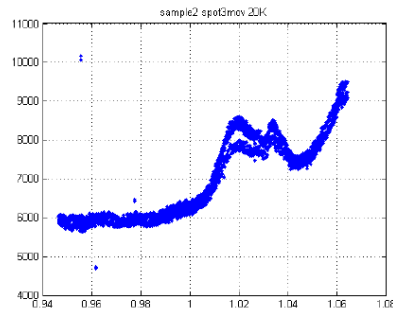
4 Målemetode og Instrumentering

En av utfordringene er å få til et laboppsett som kan måle og karakterisere ulike former for tap, slik som dislokasjonslinjer, forurensninger, og korn-grenser. Dette er viktig for å kunne forstå årsakene til tap, og for å kunne analysere hvilke framstillingsprosesser som gir et gunstig resultat.



Figur 9: Fotoluminisensspekter ved 20K i cryolab

PL spectrum moving spot



Figur 10: Fotoluminisensspekter ved 20K ved D-linjer energier

Publikasjoner som [19] (figur 8) viser et spekter rundt 0,7-1 eV som ikke er synlig på målinger gjort tidligere på cryolab. (figur 9 og 10) Grunnen til det er ikke kjent, men antas og være et resultat av tap i utstyr som linser og beamsplittere. 1eV tilsvarer 1240nm bølgelengde fra 1, som betyr at spekteret som antas å forsvinne har bølgelengde 1100-1700nm.

4.1 Laboppsett

Eksitert lys fra prøven i figur 9 går gjennom følgende komponenter:

1	Vindu på cryostaten		
2	Objektiv	NT46-405	[12]
3	Beam splitter	BS017	[11]
4	Linse	ACN127-020-B	[13]
5	Linse	ACN127-020-B	[13]
6	Linse	ACN127-020-B	[13]
7	Spektrometer	iHR550 Imaging Spectrometer	[17]
8	Kamera	InGaAs Spectroscopy CCD	[7]

Tabell 1: Eksisterende lab oppsett på cryolab

Det antas at det er flere kilder til tap blant komponentene som lyset skal gjennom før det når kameraet. Hoveddelen av tap kommer av refleksjoner, da de optiske komponentene ikke har vesentlig absorpsjon av lyset. Kameraet er oppgitt til å kunne håndtere 900 til 1700nm.

Den første komponenten lyset skal gjennom er vinduet i kryostaten, det er oppgitt til å slippe gjennom over 90% av lyset for bølgelengder mellom 200nm og nesten helt opp til 2000nm. (Se figur 26 under vedlegg) Objektivet har en transmisjonsfaktor på rundt 60% for bølgelengder mellom 500 og 1800nm. Beamsplitteren er oppgitt til å dele strålen 50:50, med mindre enn 1% refleksjon (tap) for bølgelengdene 400-700nm. Men ut ifra figur 27 er det eksponensielt økende for bølgelengder over 700nm. I tillegg forsvinner 50% av lyset i selve split prosessen. Linsene er oppgitt til å ha under 1% refleksjon for bølgelengder mellom 650nm og 1050nm, mens for bølgelengder utenfor er det eksponensielt økende refleksjon. Spektrometeret er oppgitt til å ha spektralt spekter fra 150 til 1500nm.

Dette viser tydelig at beamsplitteren og linsene som er brukt i oppsettet er store kilder til tap, og bør byttes ut for målinger med bølgelengder over 700nm.

4.2 Forslag til nytt oppsett

Det er tydelig at objektivet, beamsplitteren og linsene er kilder til store tap i systemet. For å kunne gjøre målinger mellom $1\mu\text{m}$ og $1,5\mu\text{m}$ bør disse byttes ut med komponenter som har begrenset med tap for de bølgelengdene som er interessante. For å få til et større bølgelengdeområde foreslås det å sette opp en parallell veibane for bølgelengder fra 1000nm og opp til 1500nm. Dette kan realiseres ved å sette opp speil i strålebanen som manuelt kan flippes opp og ned for å kontrollere hvor lyset beveger seg.

Forslag til oppsett for parallell optisk vei:

Utstyr for å realisere dette oppsettet kommer fra <http://www.thorlabs.de>. Følgende komponenter er valgt ut:

Linse	LB4330	[10]
Speil	PF10-03-P01-10	[16]
Iris	ID12SS/M	[6]
Flip mount (for speil)	FM90/M	[3]
Beam Splitter	BS018	[9]
Post (bordskrue)	TR75/M	[14]
Post holder	PH2/M	[15]
Flip mount (for linse)	TRF90/M	[4]

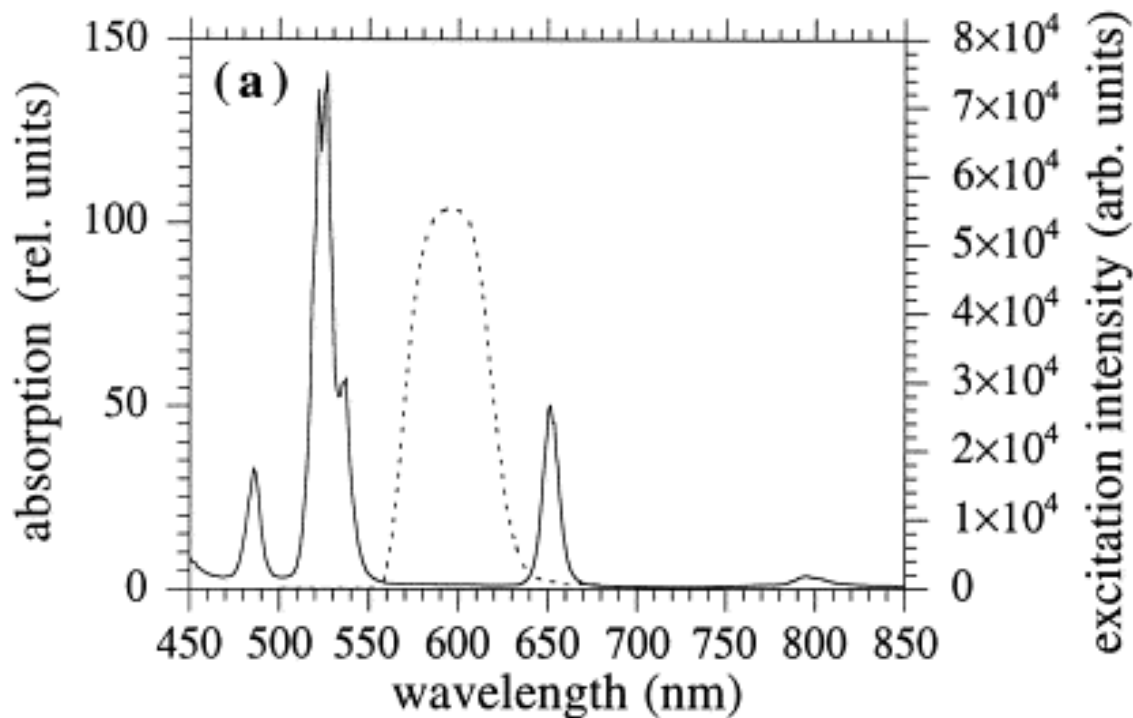
Tabell 2: Utstyr til parallell lysbane

Linsa som er valgt ut skal i følge datablad klare over 90% transmisjon helt opp til $2\mu\text{m}$ i motsetning til det forrige oppsettet. Da målingene som skal gjøres kan gjøres over et relativt stort område på prøven er det ikke så farlig om det belyste området ikke holder 100% fokus, slik at et avvik på noen grader i strålebanen ikke er kritisk for resultatet. Det kun trengs en

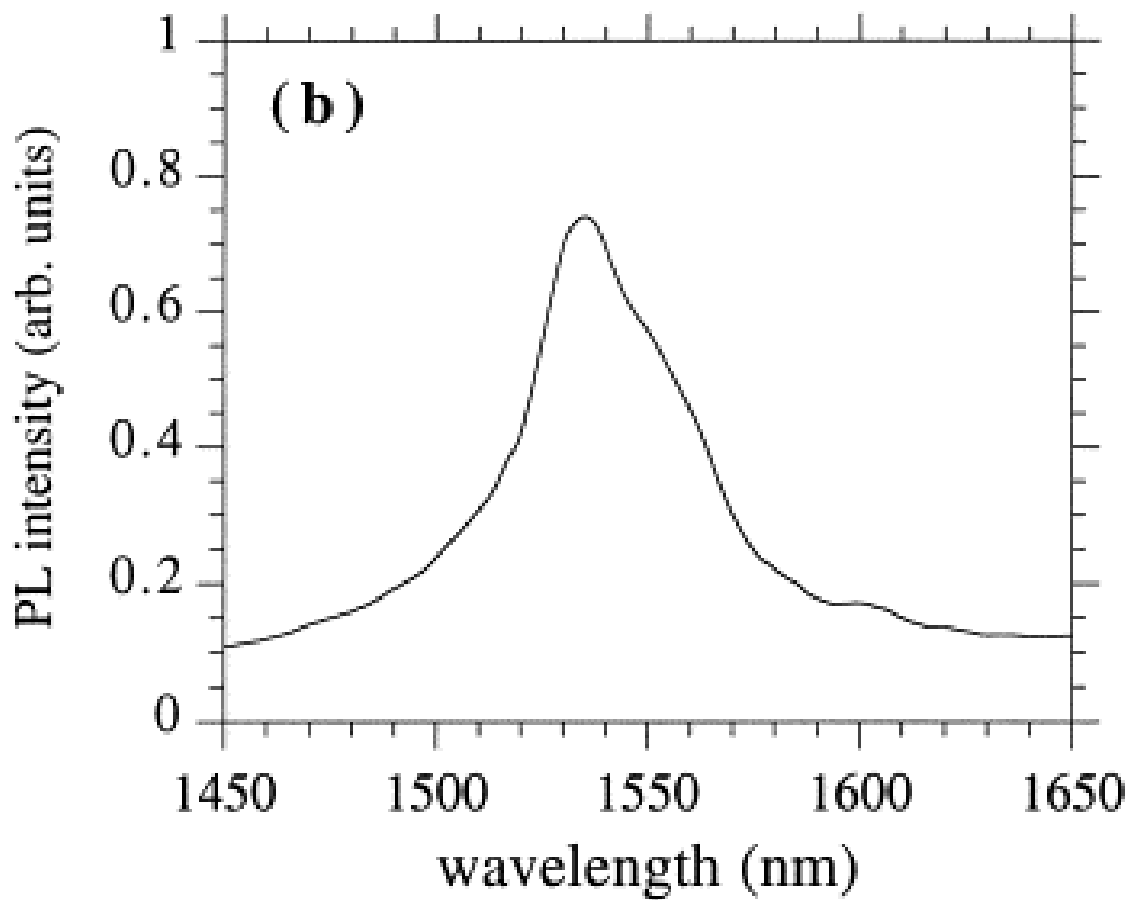
linse på den parallelle banen for å fokusere inn til spektrometeret som alene gjør at det blir mindre tap. Beamsplitteren er oppgitt til å ha mindre enn 0.3% refleksjon for bølgelengdene 1.1 til 1.6 μm . Det vil fortsatt forvinne 50% intensitet her på grunn av at lyset splittes, men det frekvensavhengige tapet er i følge datablad mye mindre for disse bølgelengdene.

Speil monteres på en såkalt 'flip mount', slik at det kan skrus fast i det optiske bordet i en bestemt posisjon, og vippes 90 grader inn eller ut av strålebanen, slik at det blir en parallell optisk bane for lyset å følge når målinger som antas å ligge over 1000nm skal gjøres.

For å teste det nye lapoppsettet, er det tatt i bruk en prøve dopet med Erbium som i følge [8] skal lyse opp rundt 1550 (se fig. 12). Denne prøven har et absorpsjonsspekter som vist i figur 11 som gjør grønn laser på 532nm særdeles godt egnet som pumpelys.



Figur 11: Erbium prøve referanseverdig for absorpsjon



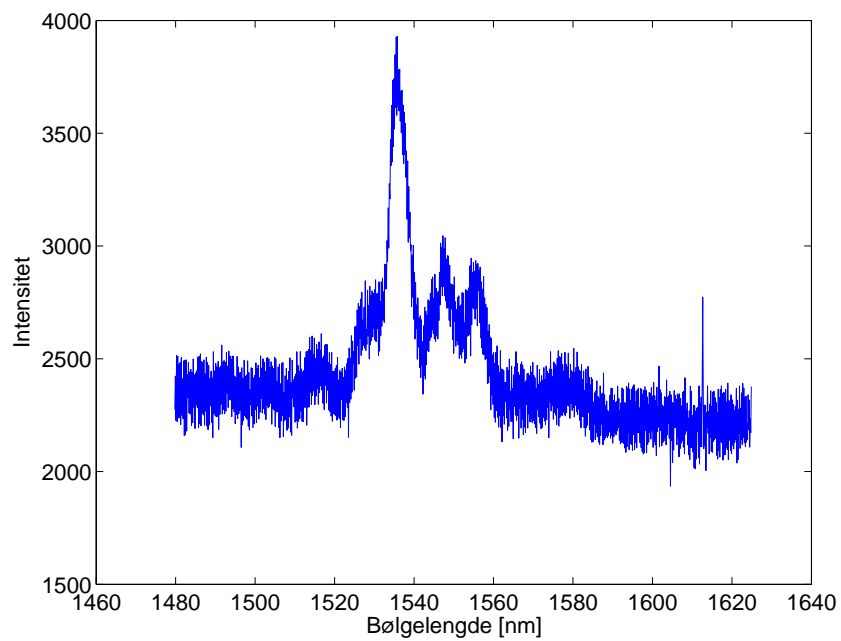
Figur 12: Erbium prøve referanseverdig for eksitasjon

For måle på prøven brukes grating 300, som gir et intervall på 140nm. Så settes en senterfrekvens målingene skal gjøres rundt, før målingen tas. Ved neste måling flyttes senterfrekvensen 140nm for å måte neste intervall og så videre.

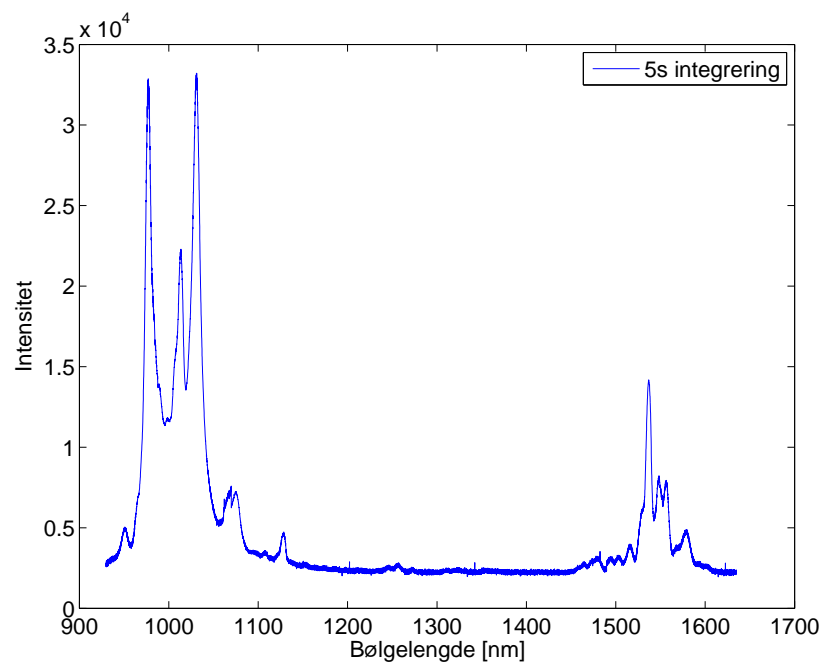
5 Resultater

5.1 Målinger i romtemperatur

Figur 13 og 14 viser Erbium referanseprøve ved 300K, pumpet med 532nm laser, med grating lik 300.

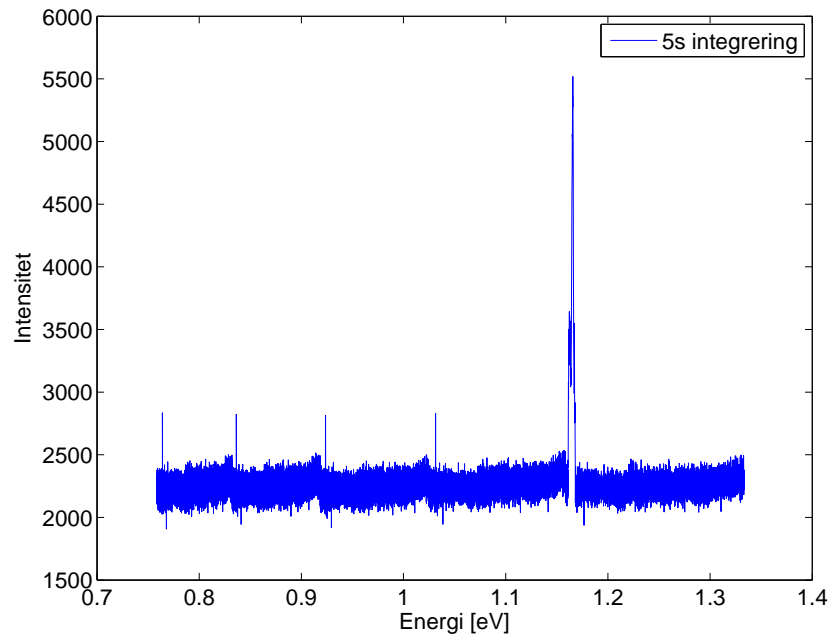


Figur 13: Eksitert lys sendt gjennom eksisterende laboppsett, med grating rundt 1550nm

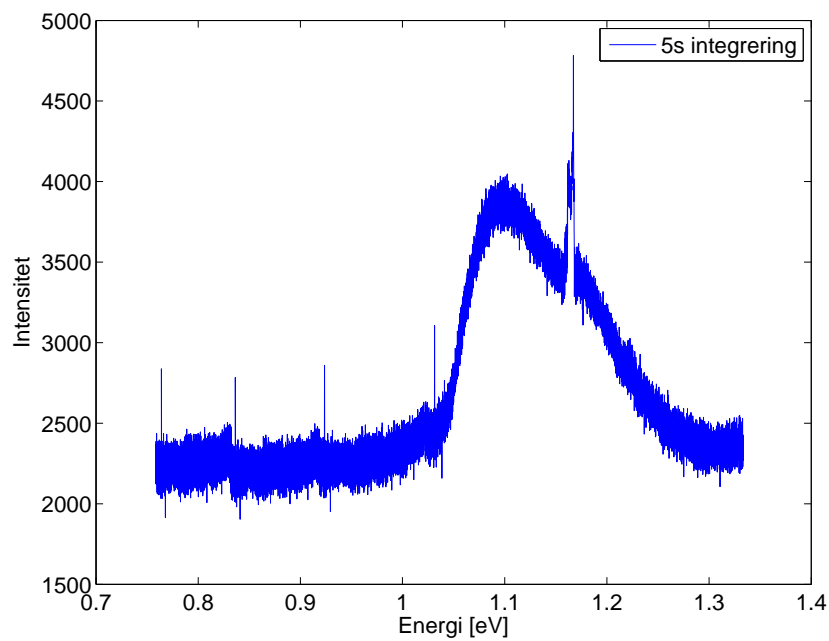


Figur 14: Eksitert lys sendt gjennom nye komponenter

Figur 16 og 15 er målinger gjort ved 300K, pumpelys lik 532nm, og grating lik 300. Den upolerte prøven er samme som i figur 9. Den andre prøven i figur 15 er lik på alle måter, bortsett fra at den er polert på overflaten.



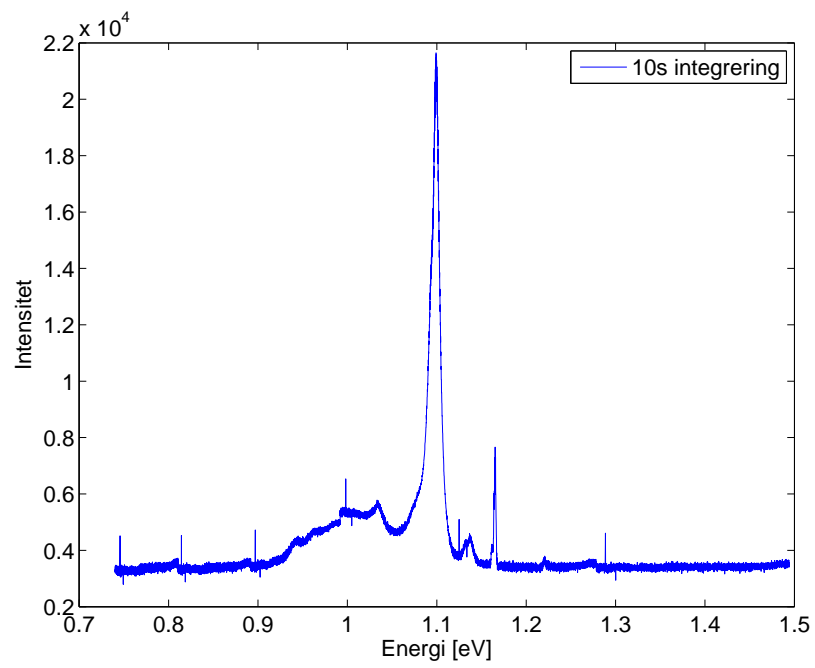
Figur 15: Polert multikrystallinsk silisium



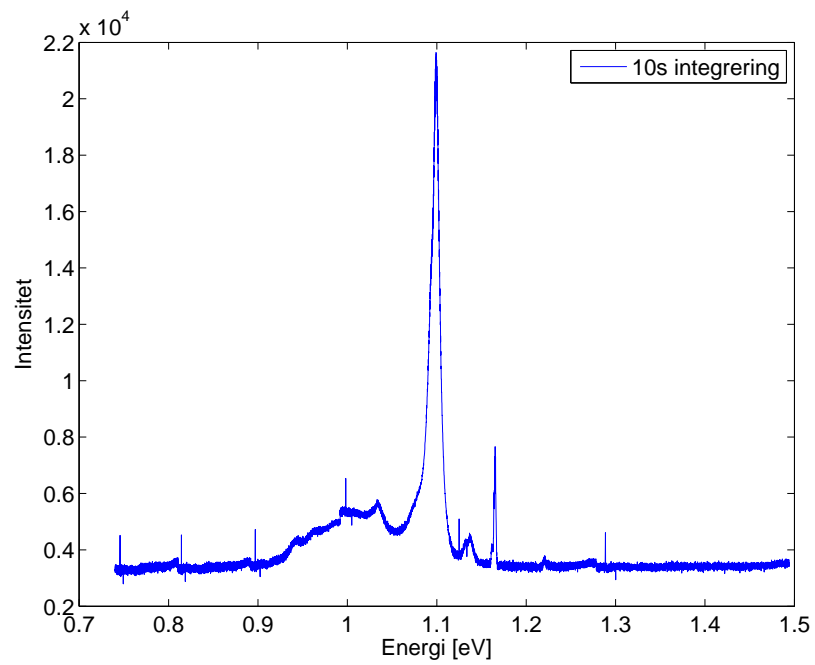
Figur 16: Upolert multikrystallinsk silisium

5.2 Målinger ved lavtemperatur

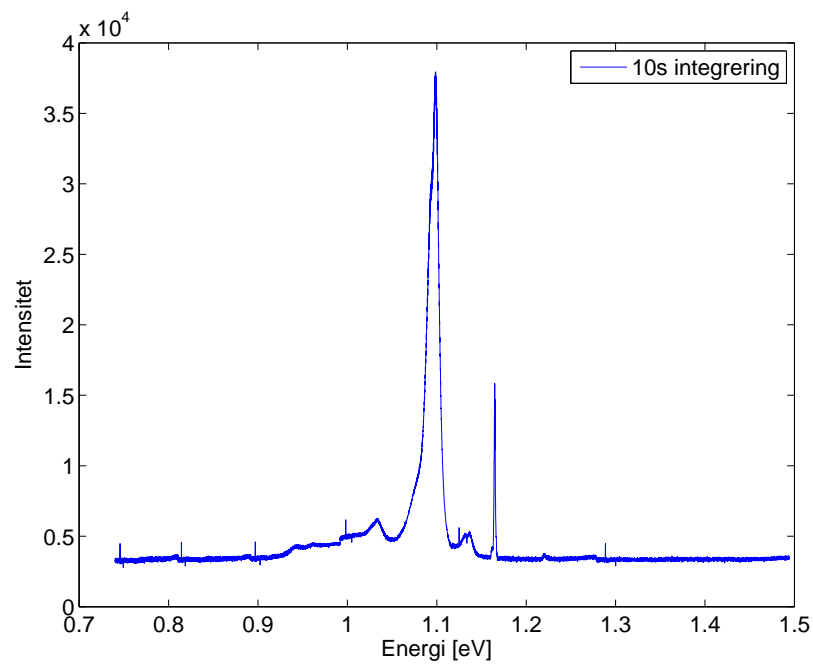
Grating er satt til 300, og pumpelyset er fortsatt 532nm. Resultatene i figur 19 og 20 viser til samme punkt på prøven.



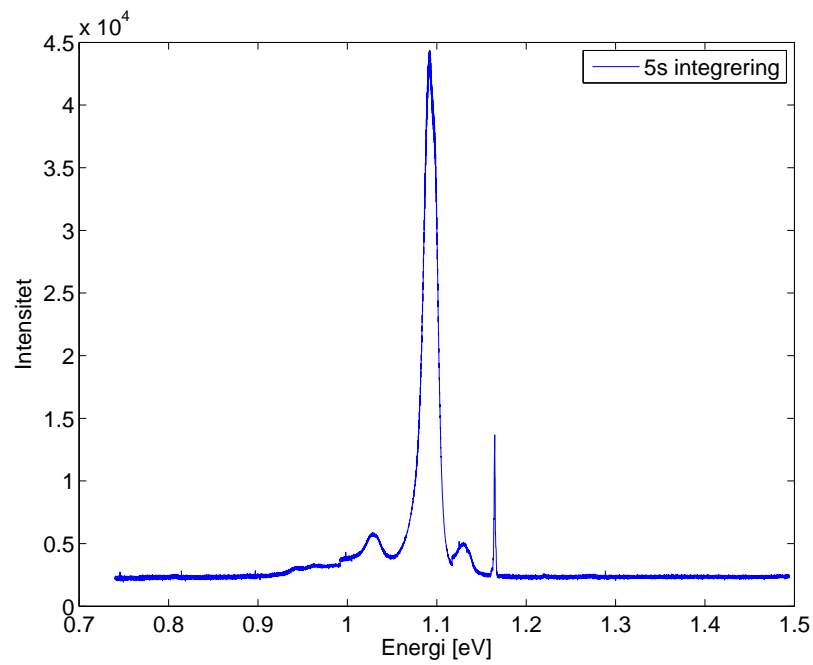
Figur 17: Belyst med 13mW, ved 23K



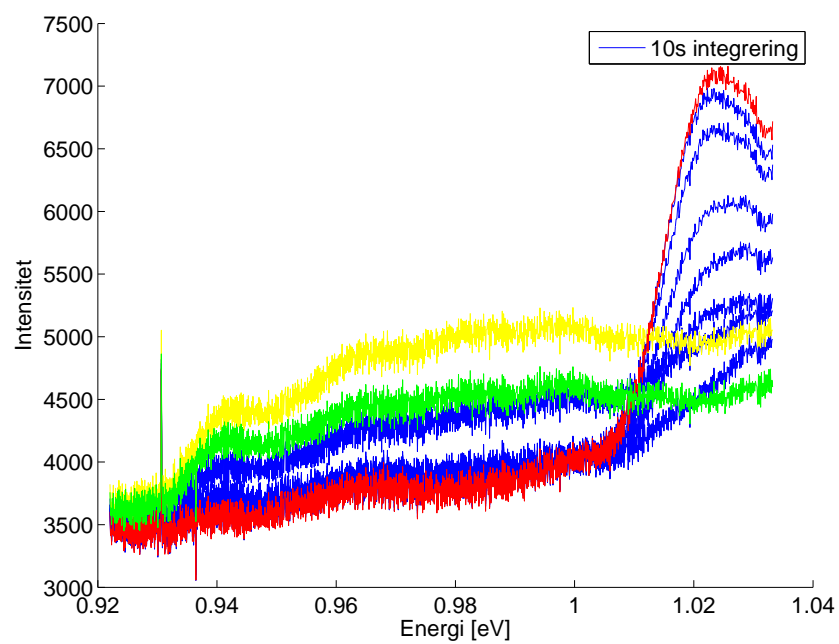
Figur 18: Belyst med 4.6mW, ved 18K



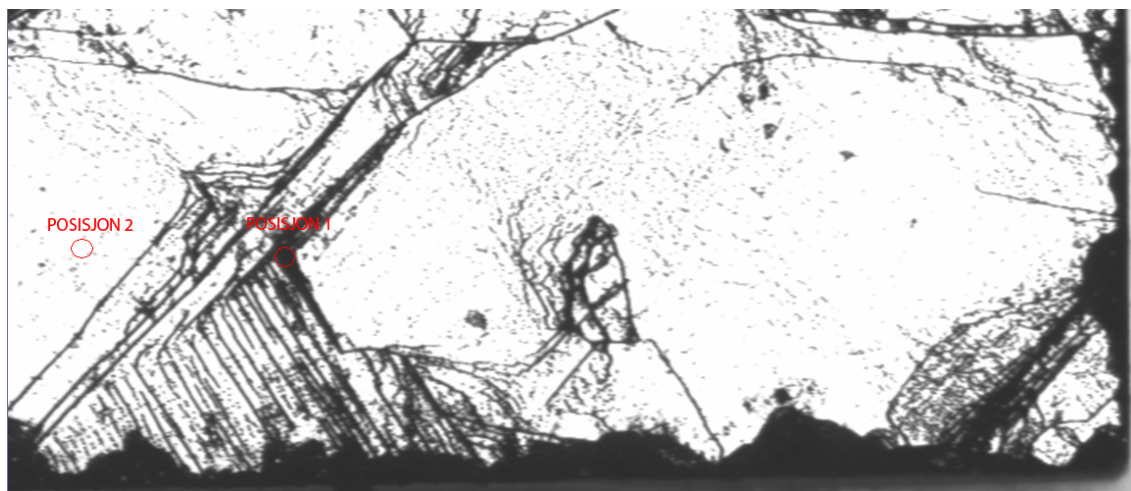
Figur 19: Belyst med 15mW, ved 23K



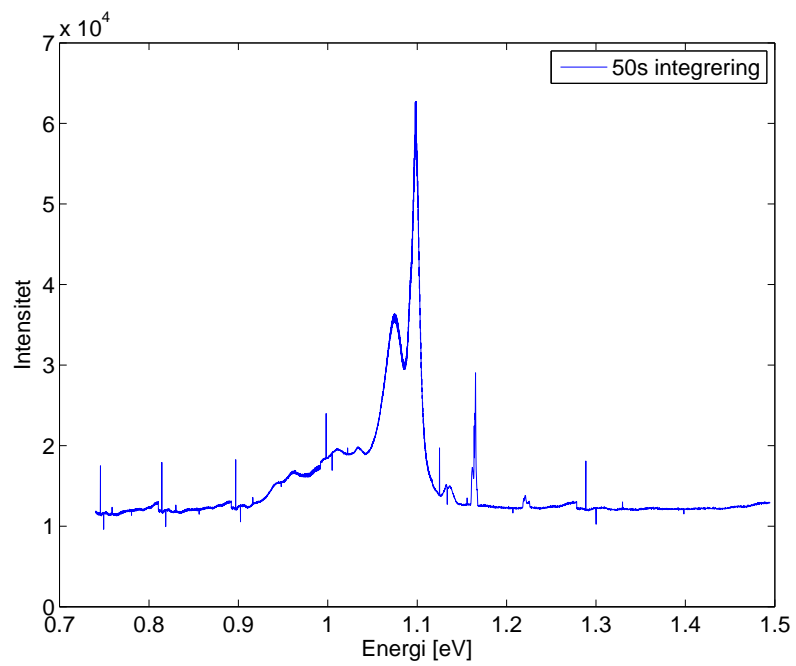
Figur 20: Belyst med 30mW, ved 23K



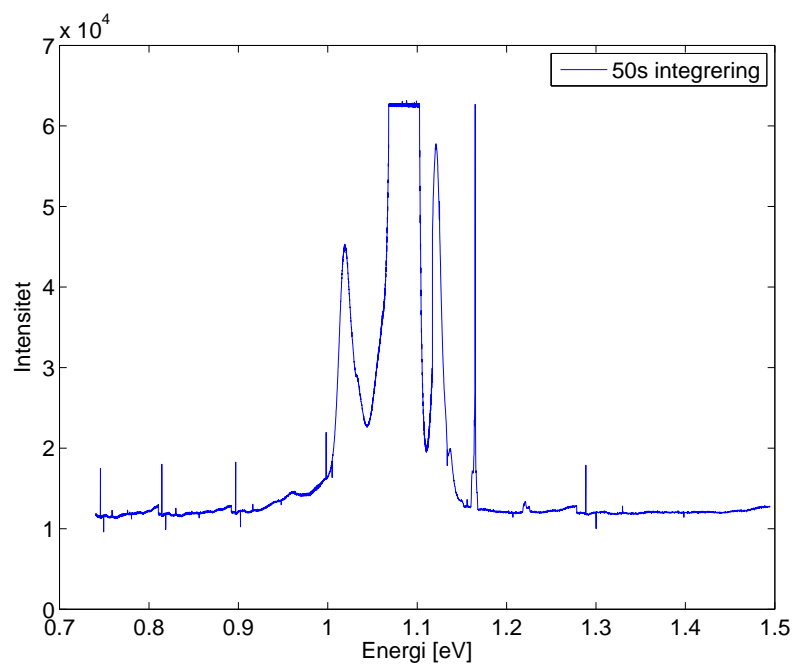
Figur 21: Ulike posisjoner belyst med 13mW, ved 23K



Figur 22: Posisjoner brukt for målinger med lang integreringstid



Figur 23: Resultatene fra posisjon 1 i figur 22



Figur 24: Resultatene fra posisjon 2 i figur 22

6 Diskusjon

6.1 Referanseprøve

For å optimalisere laboppsettet ble det gjort målinger hvert sekund, og utstyret justert slik at det ble høyest mulig amplitude. Høyere amplitude viser til mindre tap i systemet. Målingene som ble gjort på referanseprøven forgikk i romtemperatur. Målet med denne prøven var å forsikre seg om at utstyret fungerer som forventet, og for å kunne finjustere vinkler og fokalplan. Figur 13 viser intensiteten til det eksiterte lyset fra referanseprøven gjennom det eksisterende utstyret. Sammenlignet med resultatet fra figur 14 kommer det frem at det nye utstyret gir mer enn tre ganger så høy amplitude for bølgelengder rundt 1550nm. I figur 14 kommer det også fram en andreharmonisk effekt ved nøyaktig 1064nm, som er det dobbelte av bølgelengden til pumpelyset. I følge [5] kan dette oppstå i ulineære krystaller ved høy intensitet, som ved belysning av laser.

6.2 Prøver fra tidligere

Prøven i figur 16 er den samme polerte prøven som er gitt i figur 9. Det eneste som er tilstede her er andreharmonisk effekt fra laseren som kommer på nøyaktig 1064nm. Hvorfor prøven ikke gir ut noe spekter er ukjent. Det antas å være feil i målingen som for eksempel feil fokus. Andre feilkilder kan være at prøven har en vinkel i forhold til sample holderen, eller at termisk pasta på overflaten fra tidligere målinger absorberer mesteparten av det eksiterte lyset.

Det er også dukket opp enkeltstående spikersom ikke hører til noe kjent karakteristikk for silisium. Eksempelvis med senterfrekvens på 1280nm viser en spiker verdiene:

1341.950	2089.000
1342.088	2419.000
1342.225	2814.000
1342.362	2338.000
1342.499	2109.000

Tabell 3: Uregelmessig resultat ved 1342.2nm

Og med senterfrekvens på 1420nm:

1482.136	2089.000
1482.272	2403.000
1482.408	2822.000
1482.544	2320.000
1482.680	2140.000

Tabell 4: Uregelmessig resultat ved 1482.4nm

En mulig årsak til disse kan være et defekt pixel på kameraet, da de dukker opp helt konsekvent på samme sted i målingen rundt senterfrekvens + 62nm.

Den polerte prøven i figur 16 er mer som forventet med bakgrunn i [2], med mesteparten av intensiteten rundt 1.1eV. Silisium har et indirekte båndgap, som gjør at et elektron-hullpar ikke kan rekombinere uten hjelp fra et fonon. Ved romtemperatur har disse fononene høyere termisk energi slik at et eksitert foton kan få høyere energi når det eksiteres via et slik fonon. Dette gir utslag på spekteret ved at det blir en utbredning i energinivåer på detekterte fotoner. Ved målinger på 23K er det ikke lenger noe særlig utbredning i spekteret av fotoner direkte relatert til båndgapet til silisium. Det kommer til syne en karakteristikk med lavere energi som i følge [19] er dominert av effekter i forbindelse med dislokasjonslinjer eller defekter i krystallstrukturen. Eksempelvis i figurene 17, 18, , og I figur 21 er det et utdrag av 20 målinger gjort på forskjellige lokasjoner på Sample4. Her kommer det tydelig fram at denne karakteristikken er posisjonsavhengig.

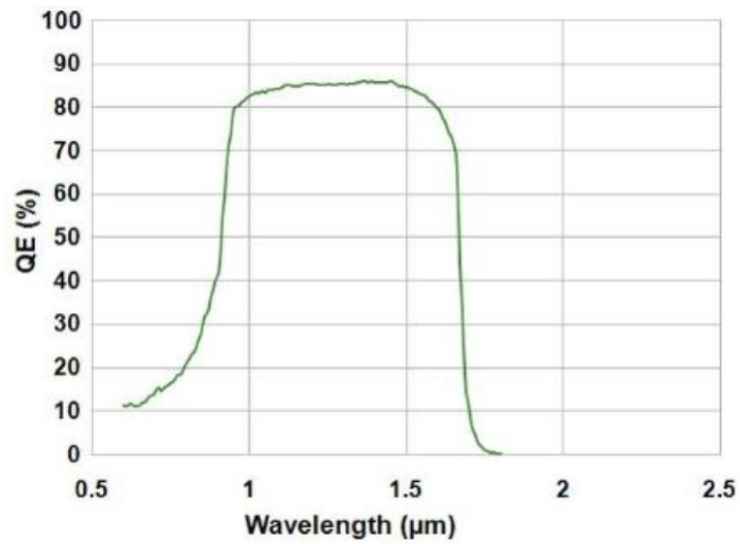
Med bakgrunn i figur 21 ble det gjort en måling i et såkalt dårlig område, og en måling i et bra område, med lang integreringstid. Et bra område består hovedsakelig av intrinsikk silisium. Posisjonene er avmerket på figur 22. Resultatene fra et dårlig område i figur 23 (svart område) viser et bredt spekter rundt 1eV som ikke er synlig for et bra område, som vist i figur 24. Resultatene fra [19] viser til mye tydeligere topper, som refererer til såkalte D-linjer. Disse kommer ikke tydelig fram her. Mellom 0,9eV og 1,0eV er det antydning til topper som ofte omtales som D3 og D4 [19] [1]. Linjene som omtales som D1 og D2 ser ut til å være helt borte. Videre studie bør gjøres for å finne årsaken til fraværet av disse linjene. Tidligere forsøk på å karakterisere slike dislokasjonslinjer, som figur 9 og 10 viser heller ingen tegn til D1 eller D2, men her var heller ikke D3 og D4 synlige. Det er også mulig at det var forskjeller i prøven som utgjør forskjellen. Men tatt i betraktning hvor lav intensitet disse linjene har, og hvor mye tap som kom av tidligere utstyr, er det usikkert om disse linjene ville vært synlige, selv om de var tilstede.

Sammenlignet med intrinsikk luminisence måling av silisium ved 26K gjort i [2] stemmer figur 24 veldig bra med forventende verdier. Hovedtyngden ligger rundt 1.1eV som blir kalt transversal optisk mode i [2]. Med 50s integreringstid gikk kameraet i metning for denne bølgelengden, men med

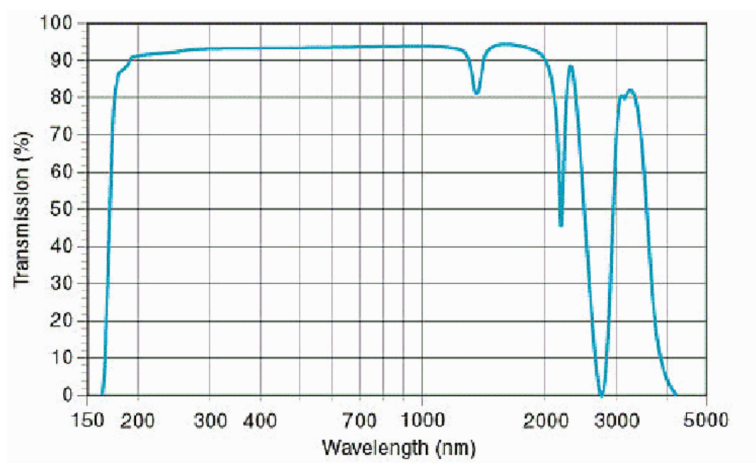
bakgrunn i resultater fra figur 19 og 20 er det tydelig at denne karakteristikken er dominant også her. Altså, at mesteparten av energien ligger rett over det indirekte båndgapet til silisium. Videre har fotonene assistert av to fonon (energi rundt 1.04eV) vesentlig høyere intensitet enn for et dårlig område. Området som er karakteristisk for et dårlig område, som for eksempel ved dislokasjonslinjer er ikke å finne i figur 24. I følge [2] har det dukket opp en antydning til tre fonon assisterte fotoner rundt 0.97eV , transversal akustisk linje ved 1.14eV og en ideelt sett forbudt prosess der det ikke er noen fononer involvert med energier like over 1.14eV synlig som en liten topp.

A Transmisjonskurver

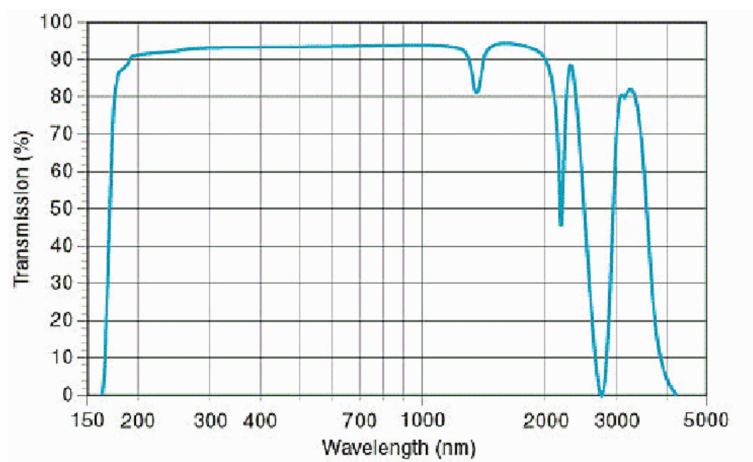
Quantum Efficiency Curve



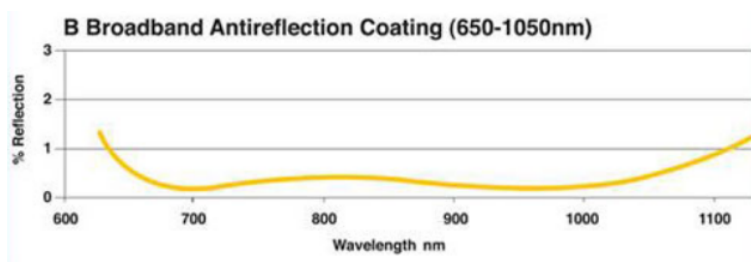
Figur 25: Kameraeffektivitet



Figur 26: Transmisjon gjennom viduet til cryostaten



Figur 27: Beamsplitter refleksjon fra datablad



Figur 28: Transmisjon gjennom linse

Referanser

- [1] T. Arguirov, W. Seifer, G. Jia, and M. Kittler. Photoluminescence study on defects multicrystalline silicon. 2006.
- [2] Gordon Davies. The optical properties of luminescence centres in silicon. 1988.
- [3] Flip mount. <http://www.thorlabs.com/thorProduct.cfm?partNumber=FM90/M>.
- [4] Flip mount - lens holder. http://www.thorlabs.com/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=1447.
- [5] G. Franken, P. A., Hill, A. E., Peters, C. W., and Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7(4), Aug 1961.
- [6] Mounted stainless steel iris. <http://www.thorlabs.com/thorProduct.cfm?partNumber=ID12SS/M>.
- [7] idus ingaas spectroscopy ccd. http://www.andor.com/scientific_cameras/idus-ingaas/models/default.aspx?iProductCodeID=27.
- [8] A. J. Kenyon, C. E. Chrysosoua, C. W. Pitta, T. Shimizu-Iwayamab, D. E. Holec, N. Sharmad, and C. J. Humphreysd. Broad-band and flash-lamp pumping of 1.53 μm emission from erbium-doped silicon nanocrystals. 2001.
- [9] Broadband non-polarizing beam splitter cube. <http://www.thorlabs.de/thorProduct.cfm?partNumber=BS018>.
- [10] Uncoated uv fused silica bi-convex lens. http://www.thorlabs.com/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=126.
- [11] Broadband non-polarizing beam splitter cube. <http://www.thorlabs.com/thorProduct.cfm?partNumber=BS017>.
- [12] 50x mitutoyo plan nir hr infinity-corrected objective. <http://www.edmundoptics.com/uk/onlinecatalog/displayproduct.cfm?productID=1950>.
- [13] Acn127-020-b. http://www.thorlabs.de/NewGroupPage11.cfm?ObjectGroup_ID=259.
- [14] Post. <http://www.thorlabs.de/thorProduct.cfm?partNumber=TR75/M>.
- [15] Post holder. <http://www.thorlabs.com/thorProduct.cfm?partNumber=PH2/M>.

- [16] Protected silver mirror. http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=903&pn=PF10-03-P01-10&CFID=807318&CFTOKEN=81881983.
- [17] ihr550 imaging spectrometer. <http://www.horiba.com/us/en/scientific/products/optical-spectroscopy/spectrometers-monochromators/ihr/ihr550-imaging-spectrometer-200/>.
- [18] Ben G. Streetman and Sanjay Kumar Banerjee. *Solid state electronic devices*. Prentice Hall, 2006.
- [19] I. Tarasov, S. Ostapenko, C. Haessler, and E.-U. Reisner. Spatially resolved defect diagnostics in multicrystalline silicon for solar cells. *Elsevier Science S.A*, 2000.