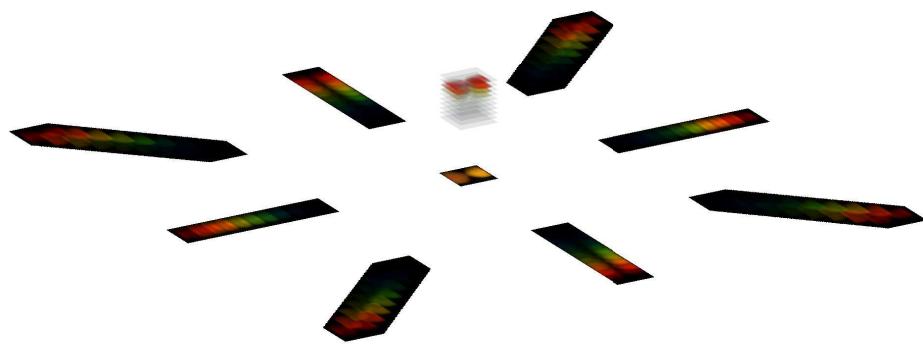


Syddansk Universitet

Det Tekniske Fakultet

Computed Tomography Imaging Spectrometer

Bachelorprojekt



1. juni 2015

Dennis Høj dehoe12@student.sdu.dk

Lucas Lyst Thiesen luthi12@student.sdu.dk

Abstract

This report investigates a hyperspectral imaging technique called Computed Tomography Imaging Spectrometer (CTIS). The report focusses on key elements. The optical setup for the CTIS setup is dimensioned and tested. The computation of data is based on the expectation maximization algorithm, which is investigated and characterized. The CTIS system as a whole is characterized and tested on different items and references to make a finale conclusion of the performance and viability of the system. The project was succesfull in producing a working CTIS system.

Forord

Rapporten er skrevet af to studerende på Syddansk Universitet på Det Tekniske Fakultet, der studerer Civilingeniør i Fysik og Teknologi.

Rapporten er en del af det afsluttende bachelorprojekt i forårssemestret 2015. Den er skrevet til folk, der har et niveau der svarer til en bachelor studerende på en fysikorienterede uddannelse.

Rapporten beskriver konceptet bag Computed Tomography Imaging Spectrometer (CTIS), hvordan systemet er blevet bygget og konkluderer på resultaterne af projektet.

Formålet med rapporten er at undersøge om CTIS er en brugbar metode til hyperspektrale skanninger for firmaet Newtec. Resultaterne og konklusionen af projektet bruges til videre forståelse og eventuelt udvikling af CTIS systemer til deres eget sortiment.

Vi siger særlig tak til de tre vejledere, der har hjulpet os igennem hele projektperioden:

- Rene Lynge Eriksen - Lektor ved Institut for Teknologi og Innovation på Syddansk Universitet.
- Søren Stærke - R&D Engineer i Newtec.
- Bjarke Jørgensen, Head of Research i Newtec.

Derudover har vi igennem projektet løbende fået hjælp til opgaver og forståelse for de problemstillinger, vi mødtes undervejs:

- Claus Vaarning - Lektor i Mærsk Mc-Kinney Møller Instituttet på Syddansk Universitet. Hjulpet med at finde materiale omkring Expectation Maximization algoritmen.
- TEK Teknologi. Stillet maskiner til rådighed til fræsning af kalibreringsplade.
- FABLAB INNOVATION. 3D-printede blænden på kort varsel efter SDUs 3D-printer var brutt sammen.
- Sune Fuglsang Nielsen - R&D Physicist i Newtec. Løbende fulgt nysgerrigt med i projektforløbet og kommet med uvurderligt input.

Indholdsfortegnelse

1	Indledning	1
1.1	Problemformulering	1
1.2	Projektafgrænsning	2
1.3	Arbejdsmetode	2
1.4	Læsevejledning	2
2	Introduktion til CTIS	4
3	Det optiske system	6
3.1	Teori for diffraktionsgitre	6
3.2	Dimensionering af det optiske system	8
3.2.1	Udtryk for det optiske system	9
3.2.2	Opstilling af krav for det optiske system	11
3.2.3	Bestemmelse af dimensionerne	12
3.2.4	Potentielle problemer med opstillingen	13
3.3	Simulering af det optiske system	14
3.4	Lyskilde	15
3.5	Fejlreducering i det optiske system	15
4	Databehandlingsmetode	17
4.1	Serialiseret ligning for det optiske system	17
4.2	Løsning af opstillingens ligningssystem	18
4.2.1	Expectation Maximization algoritmen	18
4.3	Serialisering af diffraktionsmønster og datakube	20
4.3.1	Serialiseringens overordnede struktur	20
4.3.2	Serialisering af diffraktionsmønsteret	21
4.4	Opsummering	22
5	Definition og opbygning af \mathbf{H}-matricen	23
5.1	Forståelse af systemets \mathbf{H} -matrice	23
5.1.1	\mathbf{H} -matricen i 0. orden	23
5.1.2	\mathbf{H} -matricen i 1. orden, horisontal	24
5.1.3	\mathbf{H} -matricen i 1. orden, vertikal	26
5.1.4	Samling af hele \mathbf{H} -matricen	27

5.2	Anvendelse af kalibreringsmålingerne	27
5.2.1	Korrektioner af monokromatorens målepunkter	27
5.2.2	Opbygning af H-matricen ud fra kalibreringen	28
6	Karakterisering af databehandlingen	30
6.1	Den virtuelle forsøgsopstilling	30
6.2	Forsøg med hvid datakube	31
6.3	Forsøg med hvid prik	31
6.4	Forsøg med perfekt monokrom kube	32
6.5	Forsøg med perfekt monokrom prik	32
6.6	Forsøg med en spektralt moduleret kube	33
6.7	Forsøg med forskellige positioner i kuben.	33
6.8	Konklusion på karakterisering af databehandlingsmetoden.	34
7	Kalibrering af systemet	36
7.1	Kalibreringsmetode for CTIS-opstillingen	36
7.2	Korrektion for billedsensorens respons	38
7.3	Fejlkilder under kalibrering	39
8	Karakterisering af systemet	40
8.1	Transmissionseffektivitet for diffraktionsgitteret.	40
8.1.1	Beregning af Transmissionseffektivitet	41
8.1.2	Forsøgsopstilling og fremgangsmåde	41
8.1.3	Resultat	41
8.1.4	Diskussion af resultat	42
8.2	Rumlig opløsning	42
8.2.1	Fremgangsmåde	42
8.2.2	Rumlig opløsning ved hvidt spektrum.	43
8.2.3	Rumlig opløsning ved blåt spektrum	43
8.2.4	Rumlig opløsning ved grønt spektrum	44
8.2.5	Rumlig opløsning ved rødt spektrum	45
8.2.6	Fejlkilder under rummelig karakterisering	45
8.3	Spektral opløsning	46
8.3.1	Fremgangsmåde	46
8.3.2	Bestemmelse af opløsning	46
9	Afprøvning af CTIS systemet	47
9.1	Hvidt printerpapir	47
9.2	Sparepære	49

9.3	Colorchecker.	51
9.4	Frugt og grønt.	53
10	Diskussion	55
11	Perspektivering	58
12	Konklusion	61
13	Referencer	62
14	Symbolliste	63
15	Akronymliste	65
16	Ordliste	66
17	Softwareliste	67
A	Komponentliste	68
B	Transmissionseffektivitet af grønt filter.	69
C	Transmissionseffektivitet af rødt filter	70
D	Transmissionseffektivitet af blå filter	71
E	Tidsplan	72
F	Tegning af blænde	73
G	Tegning af kalibreringsplade	74

1 Indledning

Hyperspektral billededdannelse er en samling af teknikker, der går ud på at lave en spektral analyse over alle pixlerne i et billede [1]. Disse metoder har et stort potentiale indenfor mange områder, fordi spektral data indeholder en masse information om det objekt, der undersøges. For eksempel, i fødevareindustrien er det vigtigt at kunne kende forskel på mad og fremmedlegemer og sortere mad fra, der er blevet dårlig. I medicinalindustrien kan det bruges til ikke-invasiv analyse af væv [2].

Alt den information er desværre utilgængelige for det menneskelig øje og almindelige RGB-kameraer, da de er begrænset til de 3 bånd: rød, grøn og blå. Information imellem de 3 farver eller uden for det synlig spektrum kan ikke registreres med øjet.

I projektet undersøges en af disse teknikker kaldet computed tomography imaging spectrometer (CTIS). Det er en snapshot teknik, der giver et øjebliksbillede af spektrummet over et helt billede. Derved er den blandt de mere fleksible hyperspektrale teknikker, der findes [3].

1.1 Problemformulering

Newtec er interesseret i hyperspektral billededdannelse og lignende billededdannelseskikker. Opgaven er at undersøge metoden computed tomography imaging spectrometer.

Det forventes at der bygges en prototype af spektrometeret, der kan benyttes til at optage hyperspektrale billeder i området 400-700 nm. Prototypen skal kunne fremstilles af standard kommersielt tilgængelige komponenter. Designet af prototypen forventes simuleret i WinLens eller andre lignende simuleringssprogrammer.

Der skal fremstilles et program, der kan behandle signal fra en CCD/CMOS sensor til en hyperspektral datastruktur. Systemet og programmet skal testes og optimeres, så den hyperspektrale datastruktur er på 6 eller flere bånd. Den rumlige oplosning skal være af en sådan kvalitet, at det er muligt at genkende et objekt på størrelse med en kartoffel i hvert enkelt bånd.

Hvis det lykkedes at fremstille prototypen i sådan en kvalitet, at den kan anvendes i praksis, og hvis der er tid til det under projektforløbet, vil det forsøges at designe en housing, så den kan tilkobles kameraer som et almindeligt objektiv.

1.2 Projektafgrænsning

Som nævnt under problemformulering, skal alle de nødvendige komponenter være kommersielt tilgængelig for at spare på tid og penge. Billedsensor, der bruges i projektet, er en CMV4000 fra CMOSIS på 4MP. Opstillingen og de tilhørende forsøg vil foregå i Newtecs laserlaboratorie. Forsøgene vil være begrænset til madvarer og forskellige typer referencer.

Det endelige produkt er kun en prototype. Det betyder, at det ikke designes til kommersielt brug. Opstillingen vælges derfor at være fastmonteret på et optisk bord, der holder systemet på linje. Databehandling vil foregå separat på en computer ved brug af MATLAB.

1.3 Arbejdsmetode

Arbejdsgangen har været styret af en overordnet tidsplan. Tidsplanen er lavet efter, at der konstant blev arbejdet på projektet, men at den største del af arbejdsbyrden ligger i den sidste del af semestret, da mængden af undervisning her er minimal. Tidsplanen er delt op i 3 faser. Den første består af research og forståelse for emnet. Den næste er opbygning og afprøvning af systemet. Den sidste er dedikeret til rapportskrivning. Tidsplanen kan ses i bilag E.

Arbejdsfordelingen varieres gennem projektet. Research fasen foregår fælles. Opbygning af systemet laves fælles, samt kalibrering og udførelse af hyperspektrale forsøg. Kodning af databehandlingen, finjustering af systemet, karakterisering af rummelige oplosning, mm. er fordelt enkeltvis. Rapportskrivning organiseres ved at fordele kapitlerne enkeltvis til hver person i gruppen. Undtagelsen her er store fælles kapitler som for eksempel diskussion og perspektivering.

Med kun to gruppemedlemmer tjekkes der løbende op på hinanden. En gang om ugen holdes der vejledermøde skiftevis med vejlederne Søren Stærke og Bjarke Jørgensen fra Newtec, og Rene Lyng Eriksen fra Syddansk Universitet.

1.4 Læsevejledning

Rapporten er bygget efter at give en naturlig gennemgang af hele forløbet. Først præsenteres systemet med tilhørende teori og forståelse. Dette er efterfulgt af hvordan det kan kobles på databehandling, som derefter afprøves og karakteriseres. Til slut kalibrereres der fysiske system, som derefter afprøves og karakteriseres med efterfølgende diskussion og konklusion af hele projektet. Alle figurer, tabeller og ligninger nummereres efter kapitelnummer.

Alle symboler samt tekniske ord og begreber er forklaret i symbolisten, akronymlisten samt ordlisten i kapitlerne 14-16. Derudover er al software, som er blevet brugt under projektforløbet, vist og beskrevet i kapitel 17.

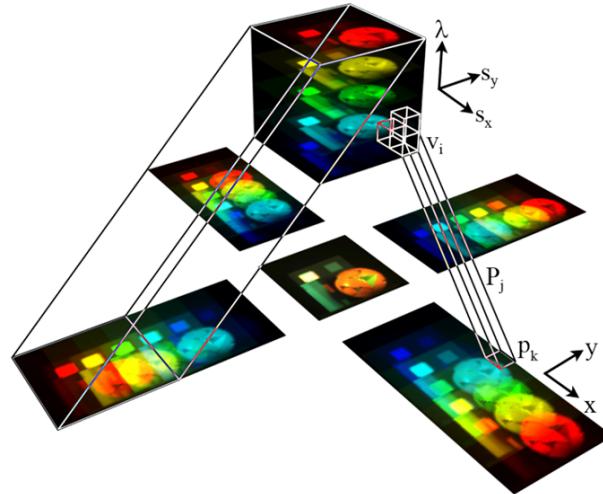
Relevante diagrammer/tabeller/figurer, som ikke er vist i rapporten er vedhæftet bilag, hvor de refereres til fra de relevante afsnit. Rå data, MATLAB-koder, tegninger, hyperspektrale billeder og andre store mængder informationer, der ikke direkte er relevant for rapporten, er lagt på den vedhæftede CD sammen med en digital udgave af rapporten. Visse billeder har været svære at få til at fremstå tydeligt på print, dette skyldes den dårlige kontrast fra printeren. Billederne er forsøgt gjort mest muligt tydelige i rapporten, men hvis læseren har svært ved at se detaljer, opfordres de at kigge i den digitale version på CD'en.

2 Introduktion til CTIS

I dette kapitel vil der være en dybere introduktion til computed tomography imaging spectrometer (CTIS). Der kigges på koncepterne bag teknikken, og mange af de vigtige begreber og forståelse for systemet bliver fastlagt her.

Hyperspektrale billeder er billeder med mange spektrale bånd. For eksempel har et gråtonet billede ét bånd, et RGB-billede har 3 bånd og et hyperspektralt billede har gerne mange flere. Der findes ingen veldefineret grænse imellem definitionen af multispektrale billeder, som består af relativ få spektrale bånd, og hyperspektrale billeder. I rapporten antages det derfor, at billeder med mindst 10 bånd kan kaldes for hyperspektralt.

Et hyperspektralt billede kan beskrives som en datakube $C(s_x, s_y, \lambda)$ [4], der har to rummelige dimensioner s_x og s_y , ligesom man kender det fra et almindeligt todimensionalt billede. Derudover har den en tredje spektral dimension λ . Dette er illustreret i figur 2.1. Måden datakuben skal læses, er for en given bølgelængde λ fås et udsnit af kuben, som er et to dimensionalt billede for den givne bølgelængde. Den spektrale information ligger derved stablet lag på lag.



Figur 2.1: En illustration af ideen bag CTIS-systemet. Et hyperspektralt billede kan beskrives som en tre-dimensonal datacube med to rummelige dimensioner s_x og s_y , samt en spektral dimension λ . Datakuben efterlader en to-dimensonal projektion i et diffraktionsmønster [4, figur 2].

Selve datakuben består af celler, som kaldes for voxel (analog til en pixel i todimensionale billeder). Hver voxel knytter sig derfor til en bestemt celle i kuben, $v_i = C(s_{x_i}, s_{y_i}, \lambda_i)$.

Ved at føre et hyperspektralt billede igennem et diffraktionsgitter fås et diffraktionsmønster ud. Gitterligningen (se kapitel 3.1) dikterer, at lange bølger diffrakteres kraftigere end korte

bølger. Ideen bag CTIS er at udnytte dette koncept. Diffraktionsmønsteret kan nemlig ses som en todimensional projektion af den tredimensionale datakube, som vist i figur 2.1.

Ved at tage udgangspunkt i figuren er der 5 projektioner P_1, \dots, P_5 . For hver enkelt voxel $v_i = C(s_{x_i}, s_{y_i}, \lambda_i)$ er der derfor knyttet 5 projektioner $P_j(s_x, s_y, \lambda) \rightarrow I(x_j, y_j)$, hvor $I(x, y)$ er den todimensionale billede på diffraktionsfladen, med de to rummelige dimensioner x og y . Det vil sige, at for hver voxel er der knyttet 5 pixel $p_k = I(x_k, y_k)$. Denne sammenhængen mellem voxel og pixel er nøglen til at bestemme datakuben af et hyperspektralt billede ud fra diffraktionsmønsteret.

I dette kapitel er konceptet bag CTIS nu etableret. I de efterfølgende kapitler ses der på hvordan det er realiseret i projektet.

3 Det optiske system

I dette kapitel vil det optiske systems opbygning og funktion gennemgås. CTIS' optiske system er opbygget rimeligt simpelt, og med relativt få komponenter. Det betyder, at den største opgave, der skal klares i forhold til det optiske system, er den præcise dimensionering af systemet, der er krævet for at opfylde de ønskede specifikationer. Denne dimensionering ligger til grund for simulatoren, som kort beskrives i kapitlet. Da den mest komplekse komponent er diffraktionsgitteret, vil der være en hurtigt introduktion til konceptet bag det, inden dimensioneringsdelen af kapitlet.

3.1 Teori for diffraktionsgitre

Diffraktion er en vigtig del af konceptet bag CTIS. Et almindeligt farvekamera benytter det der kaldes et RGGB eller Bayer farvefiltersystem. Det betyder at fire pixel omdannes til en Bayer pixel med de tre spektrale bånd rød, grøn og blå. CTIS benytter ikke et filtersystem som Bayer, men bruger diffraktive gitre til at finde farveinformationen. For at forklare fordelene ved at bruge gitre i denne sammenhæng, vil der være en hurtig gennemgang af gitre og diffraktion.

Et diffraktionsgitter kan ses som en periodisk opstilling af en masse spalter. Da lyset kommer igennem forskellige spalter, giver det en anledning til en vejlængdeforskel mellem de bølgefronter der skabes, set fra den skærm der afdilledes på. Se figur 3.1. Denne vejlængdeforskel vil medføre konstruktiv og destruktiv interferens mellem bølgefronterne. Når man kigger på resultatet af gitterdiffraktionen, hvor der er rigtig mange spalter involveret, vil denne interferens begynde at tage form af skarpt definerede maksimal intensitets amplituder, der ligger omgivet af meget lav intensitet. Hvis toppene er meget skarpt definerede, siges gittret at have en høj opløsningsgrad. Opløsningsgraden gives normalt ved ligningen

$$R = mN \quad (3.1)$$

hvor R er opløsningsgraden, m er den højeste brugte orden og N er antallet af belyste linjer i gittret [5, kapitel 12]. Disse maksima kaldes normalt for ordenen, med 0. orden som den centrale og $\pm 1,2,3$ længere ude. Dette giver anledning til en meget brugt ligning der ofte kaldes gitterligningen

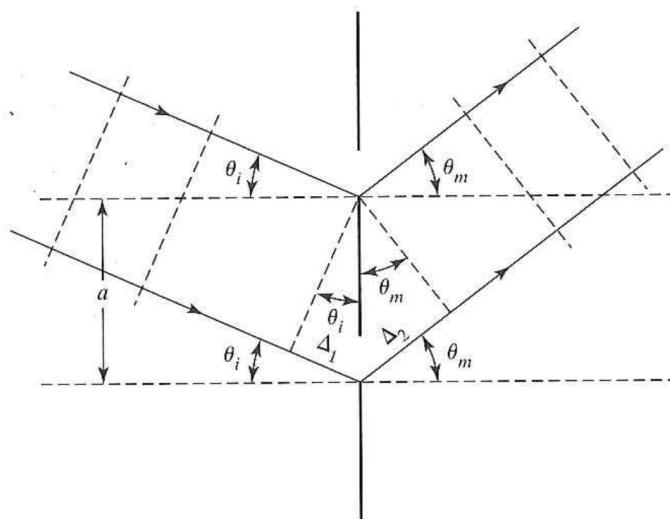
$$m\lambda = a(\sin \theta_i + \sin \theta_m) , \quad (3.2)$$

hvor m er orden af diffraktion, λ er bølgelængden af lyset, a er distancen mellem gitterstrukturene, θ_i er indgangsvinklen af lyset og θ_m er udgangsvinklen til den brugte orden m . Alt dette er vist i 3.1 [5, kapitel 11].

Gitterligning kan omskrives til

$$\theta_m = \sin^{-1} \left(\frac{m\lambda}{a} - \sin(\theta_i) \right). \quad (3.3)$$

Som det kan ses ud af ligning (3.3), kan en afstand fra 0. orden til 1. ordens afbildning hurtigt udregnes til en bølgelængde. Alt det kræver er en afstand til afbildningsplan, antal linjer per mm på grating, den orden man ønsker at kigge på og indgangsvinklen af lyset.



Figur 3.1: To bølgefronter med en vejlængdeforskel ved en dobbelt-spalte. m er orden af diffraktionen, λ er bølgelængden af lyset, a er distancen mellem gitterstrukturene, θ_i er indgangsvinklen af lyset og θ_m er udgangsvinklen af gitteret [5, side 311].

For at kunne bruge den intensitet, der aflæses af billedsensoren, er det dog også nødvendigt, at der ikke er nogen overlap mellem ordnerne. Det er et problem, der opstår, som man går op i ordnerne, da diffraktionerne bliver strakt mere og mere ud. Overlap kan findes ved at finde gitrets FSR, der angiver det brugbare spektrum, $\Delta\lambda$.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1}{m} \quad (3.4)$$

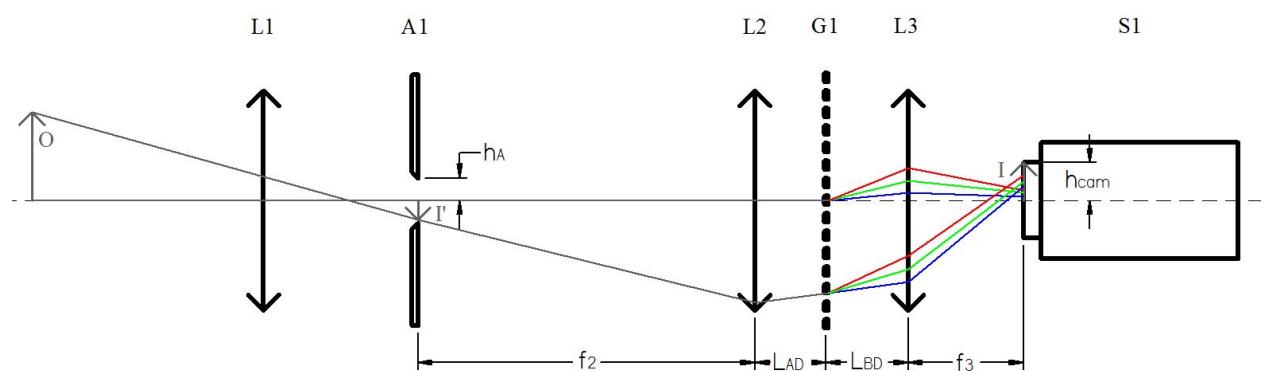
Hvor $\Delta\lambda$ er det største mulige spektrum uden overlap, λ_1 er den mindste bølgelængde i spektret og m er ordenen. [5, kapitel 11].

I tilfældet hvor det kun er 1. orden der skal bruges må der altså ikke være overlap mellem 1. og 2. orden. Hvis spektret vælges til at være fra 400 nm, vil det resultere i et maksimalt spektrum fra 400-800 nm for første orden, inden der kommer overlap mellem 1. og 2. orden.

Desværre er den simple ligning (3.4), som normalt bruges, en simplificering, der ikke kan bruges i dette tilfælde. Det skyldes at ligningen bygger på at indgangsvinklen i gitterligningen kan sættes til 0. Det er normalt muligt at realisere, men det kan ikke lade sig gøre i vores system, da blænden har en rimelig stor fysisk udstrækning. Hvis det var muligt at sætte indgangsvinklen til 0, ville det også betyde, at vi ikke havde en afbildning men bare et punkt for hver bølgelængde. Derfor er det nødvendigt at konstruere en ny ligning til at finde overlap mellem ordner, som med tager indgangsvinklen af lyset. Dette undersøges nærmere i afsnit 3.2.2.

3.2 Dimensionering af det optiske system

Ud fra systemet beskrevet i [4] opbygges og dimensioneres det optiske system for CTIS. En skitse af systemet kan ses på figur 3.2.



Figur 3.2: En skitse af den valgte opstilling til systemet. Øverst står alle komponentnavne. Alle de relevante mål er angivet. Systemets to fokalplaner I' og I er også vist.

Billedet fra objekten O fanges af billededannelseslinsen L_1 og fokusere denne på blænden A_1 . Derved er billedeets størrelse, hvis datakube ønskes estimeret, defineret ved blænden. Efter blænden bliver lyset kollimeret af kollimeringslinsen L_2 . Det kollimerede lys diffrakteres derefter i den todimensionale diffraktionsgitter G_1 . Til slut fokuseres billedeet på sensoroverfladen S_1 ved hjælp af billedegændannelseslinsen L_3 .

Ud fra denne opstilling er det muligt at opstille et udtryk for den optiske opstilling. Den kan bruges til at opsætte nogle hårde krav, som skal overholdes og derved gør dimensionering af komponenterne lettere. Alt dette gennemgås trinvist i det efterfølgende underafsnit.

3.2.1 Udtryk for det optiske system

Den umiddelbart letteste måde at definere det optiske system på, er ved at tage udgangspunkt i matriceoptik, som har formen

$$\begin{bmatrix} y_f \\ \alpha_f \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} y_0 \\ \alpha_0 \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

Den tager udgangspunkt i en stråles indfaldsvinkel α_0 og højde y_0 (afstand fra den optiske akse). Det optiske system er defineret i matricen \mathbf{M} , som derved resulterer en stråle efter systemet med udfaldsvinklen α_f og højden y_f .

Det blev vurderet at den letteste tilgang var kun at tolke linser som tyndlinser, da der forsimpler ligninger utroligt meget. Samtidig giver det stadig et godt bud på det ønskede system, der alligevel ikke følger teorien perfekt når det skal realiseres.

Denne notation kan kombineres med udtrykket for diffraktionsgitter, som afhænger af indfaldsvinklen. Da diffraktionsgitteret er en ulineær komponent, kan den ikke direkte indgå i matriceregningen. I stedet opstilles der to matricer for de to sektioner af det optiske system: \mathbf{M}_A for systemet før diffraktionsgitteret og \mathbf{M}_B for systemet efter diffraktionsgitteret.

Matrice for systemet før diffraktionsgitteret:

Da systemet skal være i fokus i blænden, er dette et oplagt sted at tage udgangspunkt i. Alt før blænden er derfor uden betydning for dimensionering af resten af systemet. Derved kan systemet før diffraktionsgitteret defineres af en tyndlinsematrice \mathcal{R}_{A1} samt to translationsmatricer \mathcal{T}_{A1} og \mathcal{T}_{A2} henholdsvis før og efter linsen:

$$\mathcal{T}_{A1} = \begin{bmatrix} 1 & f_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \mathcal{R}_{A1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{bmatrix}, \quad \mathcal{T}_{A2} = \begin{bmatrix} 1 & L_{AD} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

og

$$\mathbf{M}_A = \mathcal{T}_{A2} \mathcal{R}_{A1} \mathcal{T}_{A1} \quad (3.7)$$

Her er f_2 brændvidden for linsen L2 og L_{AD} afstanden mellem L2 og diffraktionsgitteret G1. Dette giver en vinkel og højde for en stråle ved gitteret bestemt ved

$$\begin{bmatrix} y_A \\ \alpha_A \end{bmatrix} = \mathbf{M}_A \begin{bmatrix} y_0 \\ \alpha_0 \end{bmatrix}. \quad (3.8)$$

Diffraktion af strålen:

Ud fra ligning (3.8) er det muligt at bestemme position y_A og indfaldsvinklen α_A på diffraktionsgitteret G1. Der antages, at der bruges et endimensionalt gitter her. Ved at bruge

gitterligningen (3.3) bestemmes udfaldsvinklen α_D fra gitteret til

$$\alpha_D = \sin^{-1} \left(\frac{m\lambda}{a} - \sin \alpha_A \right), \quad (3.9)$$

hvor m er diffraktionsordnen, λ er strålens bølgelængde, og a er den periodiske afstand i gitteret. Strålens højde før gitteret y_A må være den samme som højden lige efter gitteret y_D , så $y_D = y_A$.

Matrice for systemet efter diffraktionsgitteret:

Den sidste del af det optiske system defineres på samme måde som før diffraktionsgitteret, men i omvendt rækkefølge. Deraf følger

$$\mathcal{T}_{B1} = \begin{bmatrix} 1 & L_{BD} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \mathcal{R}_{B1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_3 & 1 \end{bmatrix}, \quad \mathcal{T}_{B2} = \begin{bmatrix} 1 & f_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

og

$$\mathbf{M}_B = \mathcal{T}_{B2} \mathcal{R}_{B1} \mathcal{T}_{B1} \quad (3.11)$$

Her er f_3 brændvidden for linsen L3 og L_{BD} afstanden mellem L3 og diffraktionsgitteret G1. Dette giver en vinkel α_f og højde y_f for en stråle ved sensorfladen som

$$\begin{bmatrix} y_f \\ \alpha_f \end{bmatrix} = \mathbf{M}_B \begin{bmatrix} y_D \\ \alpha_D \end{bmatrix}. \quad (3.12)$$

Systemets samlede udtryk:

Der tages udgangspunkt i en stråle, med positionen y_0 i blænden. Ligning (3.12) kan derved vise hvilken position y_f denne stråle rammer på kameraets sensorflade. Ved at løse ligningen for y_f fås løsningen i én dimension

$$y_f(y_0, m, \lambda) = f_3 \sin^{-1} \left(\sin \left(\frac{y_0}{f_2} \right) + \frac{m\lambda}{a} \right). \quad (3.13)$$

Da diffraktion horisontalt og vertikalt i et todimensionalt gitter er uafhængig af hinanden, kan ligning (3.13) omskrives til et todimensionalt system

$$\mathbf{r}_f(\mathbf{r}_0, \mathbf{m}, \lambda) = f_3 \sin^{-1} \left(\sin \left(\frac{\mathbf{r}_0}{f_2} \right) + \frac{\mathbf{m}\lambda}{a} \right), \quad (3.14)$$

hvor $\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_f \in (x, y)$ er position i henholdsvis blænde og sensorfladen, og $\mathbf{m} = (m_x, m_y)$ er den todimensionale diffraktionsorden. Derved er et beskrivende udtryk for det optiske system udledt.

Ud fra ligning (3.14) kan der drages tre konklusioner. 1) Linsen L3 med brændvidden f_3 skal lere diffraktionsmønsteret på kameraet. Den skal derfor vælges til at kunne rumme mindst hele 1. ordens diffraktion på billedsensoren. 2) Samspillet mellem bølgelængden λ , den periodiske gitterafstand a , og brændvidden f_2 for linsen L2 bestemmer hvor kraftigt en stråle diffrakteres. 3) Afstanden mellem gitteret og linserne L2 og L3 har ingen betydning for diffraktionsbilledets størrelse.

3.2.2 Opstilling af krav for det optiske system

Ligning (3.13) og (3.14) gör det muligt at opstille krav, som skal overholdes under dimensivering. Der viser sig, at der er to hårde krav.

1) Førsteordensdiffraktion skal være inden for kameraet.

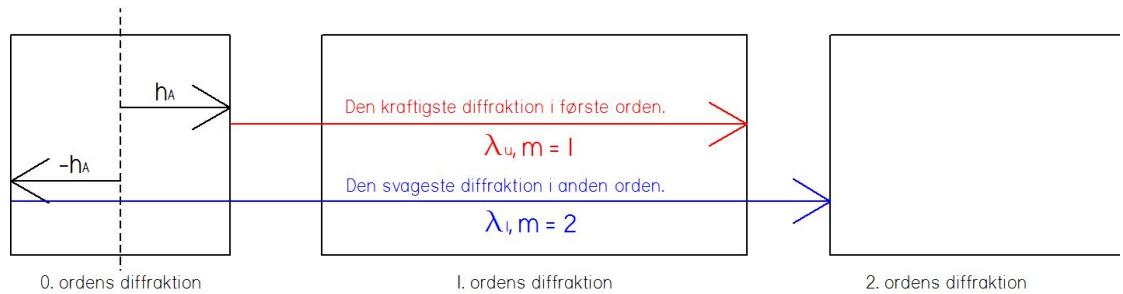
Dette kan bestemmes ved at introducere tre nye parametre, højden af blænden h_A , højden for sensorfladen h_{cam} , samt den maksimal forventede bølgelængde brugt i systemet λ_u (bemærk, højden er den maksimale afstand fra den optiske akse, det vil sige den halve sidelængde af blænden og sensorfladen som vist på figur 3.3). Kravet defineres som en ulighed ved hjælp af ligning (3.13). Det kan skrives op således, at det yderste punkt i diffraktionsmønsteret i 1. orden ikke må række længere ude end højden på kameraet, nemlig

$$y_f(h_A, 1, \lambda_u) < h_{cam} \Rightarrow f_3 < \frac{h_{cam}}{\sin^{-1} \left(\sin \left(\frac{h_A}{f_2} \right) + \frac{\lambda_u}{a} \right)} \quad (3.15)$$

2) Der må ikke være nogen overlap mellem første- og andenordensdiffractioner.

I det her krav indføres der endnu en parameter, den mindst forventede bølgelængde λ_l . Derved kendes den fulde udspænd af en diffraktionsorden. Den endimensionelle ligning (3.13) skal bruges, hvor der tages højde for den svageste og kraftigste diffraktion i henholdsvis 2. og 1. orden. Derudover skal der tages højde for, hvor på blænden strålen kommer fra. En stråle fra venstre side af blænden diffrakteres lidt mere til venstre end en stråle fra højre side af blænden, som illustrerer på figur 3.3. Uligheden ser derved således ud:

$$\underbrace{y_f(h_A, 1, \lambda_u)}_{\text{Den kraftigste diffraktion i 1. orden}} < \underbrace{y_f(-h_A, 2, \lambda_l)}_{\text{Den svageste diffraktion i 2. orden}} \Rightarrow a < \frac{2\lambda_l - \lambda_u}{2 \sin \left(\frac{h_A}{f_2} \right)} \quad (3.16)$$



Figur 3.3: En illustration af hvordan den kraftigste og svageste diffraktion i henholdsvis 1. og 2. ordens diffraktion bestemmes.

3.2.3 Bestemmelse af dimensionerne.

I dette afsnit bestemmes dimensionerne for systemet. Under dimensionering sigtes der efter størrelser, der giver mindst anledning til aberrationer. Dette betyder også, at alle linser skal være akromatiske. For at gøre opstillingen så simpel som muligt og samtidigt reducere mængden af optisk støj, skal alle komponenter passe med et 1" rørsystem.

Der tages udgangspunkt i en akromatisk linse L2 med brændvidden $f_2 = 150 \text{ mm}$. Den lange brændvidde burde sørge for en minimal aberration. Dens arbejdsområde ligger i intervallet 400 - 700 nm, hvilket passer perfekt overens med kravspecifikationen i kapitel 1.1. Den har en belægning, der absorberer størstedelen af lyset uden for det spektrale arbejdsområdet.

Ud fra de tilgængelige diffraktionsgitre udvælges den med de højeste antal linjer/mm, da dette resulterer i en bedre spektral opløsningsevne, som vist i ligning (3.1). Den valgte er på 500 linjer/mm.

Ud fra projektbeskrivelsen er bølgelængdeområdet fastlagt til at starte fra $\lambda_l = 400 \text{ nm}$ til $\lambda_u = 700 \text{ nm}$.

Billedesensoren til rådighed har en sensorflade med størrelsen $11,264 \times 11,264 \text{ mm}$, som giver en højde på $h_{cam} \approx 5.5 \text{ mm}$.

Ud fra alt dette bestemmes en passende blænde højde til $h_A = 2.5 \text{ mm}$, hvilket giver et kvadratisk hul på $5 \times 5 \text{ mm}$. Blænden 3D-printes, fordi det er en nem teknik til at lave en specialfremstillet blænde. Tegningen kan ses i bilag F.

Alt sammen resulterer i ud fra ligning (3.15) en linse L3, hvor brændvidden overholder $f_3 < 15 \text{ mm}$. Dette er meget kort for en enkelt linse, og det ville kræve at bruge en linse med en diameter under 1". Derudover er det ikke muligt at placere linsen så tæt på kameraet. Derfor bruges her et objektiv, der passer i kameraet. Ligeledes bruges et objektiv i stedet for en enkel linse ved L1, da dette giver muligheden for en variabel fokus.

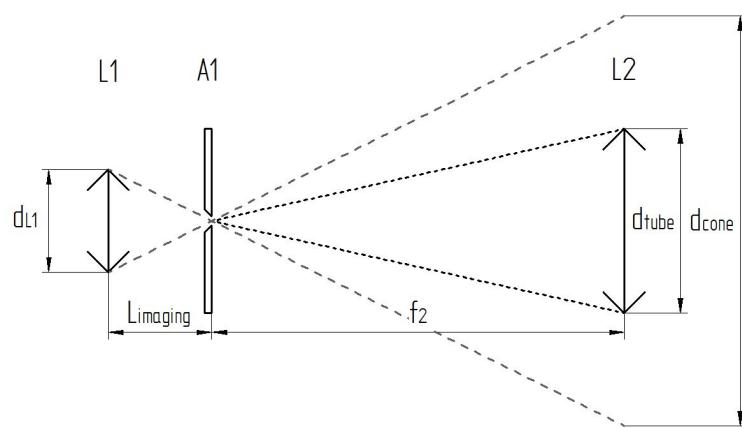
Det sidste der mangler mål på, er afstanden mellem linserne L2 og L3 i forhold til gitteret

G1. Da afstanden ikke har nogen betydning på billedets størrelse jævnfør ligning (3.14), er disse afstande ikke kritiske. Dog forsøges der at placere dem så tæt som muligt, da større afstande vil resultere i tab af lysintensitet.

3.2.4 Potentielle problemer med opstillingen

Opstillingen er lavet så simpel som muligt, da formålet med systemet kun er at få en fornemmelse for, hvordan et CTIS-system virker. Hvis optikken laves mere kompleks stiger mængden af tid og penge, der skal bruges på projektet. Derudover vil det øge risikoen for fejl under dimensionering, som yderligere tager tid. Ved at holde det simpelt, er der desværre indgået nogle kompromiser under designet.

Den klart mest markante er et stort tab af lysintensitet mellem blænden A1 og linsen L2. Problemstillingen er skitseret på figur 3.4. Billededannelseslinsen L1 bryder lyset på vej ind



Figur 3.4: En illustration af tabet af lysintensitet mellem blænden A1 og kollimeringslinsen L2. d_{L1} , d_{tube} og d_{cone} er diameteren i henholdsvis linsen L1, røret, og lyskegle der går mod linsen L2. $L_{imaging}$ er afstanden mellem linsen L1 og blænden.

i systemet meget kraftigt. På grund af dens korte afstand til blænden A1, resulterer dette i en meget stor lyskegle, som kollimeringslinsen L2 kun kan fange en brøkdel af. Ved at regne på keglerne estimeres der, at kun omkring 6% af lyset rammer linsen L2.

Det store tab vil betyde, at det bliver nødvendigt med relativt lange eksponeringstider på kameraet. Den store andel af tabt lys kan medvirke til en markant mængde optisk støj i form af vildfarende lysstraler, der reflekteres inde i systemet. Kombineret med lange eksponeringstider, kan dette lede til støj på diffraktionsbilledet, som gør det sværere at opfange svage signaler.

Derved er hele det optiske system dimensioneret og beskrevet. Derudover er der bestemt et udtryk, der kan bruges til bedre forståelse for systemet og simuleringer, som vist i kapitel

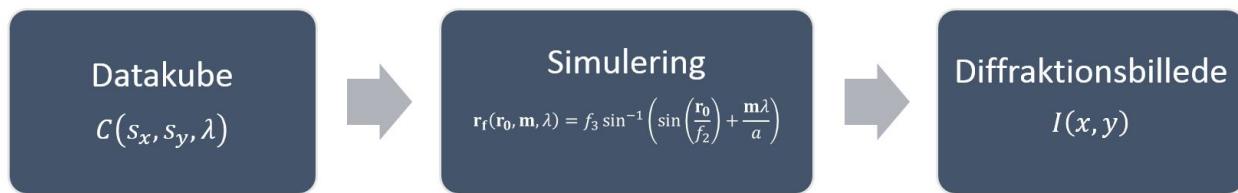
3.3. Det er vist, at der vil opstå stor lystab i systemet. Detaljeret komponentliste samt pris kan findes i bilag A.

3.3 Simulering af det optiske system

I dette afsnit kigges der på hvordan simuleringen af det optiske system er bygget op, og hvorfor der laves en simulering.

Simuleringen har flere formål. Den første er at få afprøvet systemet og se om de hårde krav er opfyldt. Det andet formål er, at det giver en platform til at opbygge og afprøve databehandlingsalgoritmen. Simuleringen giver et miljø, hvor alle parametre kendes på forhånd og derfor kan eventuelle fejl i databehandlingsalgoritmen opdages og rettes. Det tredje formål er, at simuleringen også giver en god mulighed for at afprøve databehandling ved at inducere enkeltvise fejl i systemet. Eksempler på dette er: Et system der ikke er i fokus, støj i kamera, og så videre.

Simuleringens overordnede opbygning er skitseret på figur 3.5.



Figur 3.5: Prosesdiagrammet viser simulatorens overordnede opbygning.

Først trin er at initialisere en datakube $C(s_x, s_y, \lambda)$, hvor s_x og s_y er kubens to rummelige indeks og λ er kubens spektrale indeks. Der vælges at lave nogle simple figurer i kuben, som har enten en perfekt eller gaussisk monokrom spektral fordeling, en uniform fordeling, eller tager udgangspunkt i rigtige materialers fordelinger.

Efter initialisering af datakuben bruges den todimensionale beskrivelse for det optiske system i ligning (3.14) til at bestemme, hvilke pixel på billedesensoren rammes af de enkelte voxel fra datakuben. Resultatet er et diffraktionsbillede $I(x, y)$, hvor (x, y) er indeks for pixlerne på kameraen.

Selve simuleringen er mere komplekst end det er lagt op til her. Dog vil det være for omfattende at gennemgå i rapporten, og har ikke relevans for forståelsen eller projektets formål. MATLAB-scripten med de tilhørende funktioner lægges op digitalt på den vedhæftede CD under "MATLAB-kode/Simulator".

Ud fra simulatoren er det nu muligt at undersøge, om dimensioneringen overholder de hårde krav defineret i afsnit 3.2.2. Derudover kan den nu bruges som en velkendt platform til at

afprøve algoritmer og inducere fejl.

3.4 Lyskilde

Da CTIS er en spektralanalyse af det reflekterede lys fra det ønskede objekt, er det vigtigt at vælge den rigtige lyskilde til belysning. Den CTIS-opstilling, der er bygget i dette projekt, har et arbejdsområde fra 400-700nm, og lyskilden skal derfor have et emissionsspektrum i dette område. Derudover skal lyskilden helst være kontinuert og med en rimelig intensitet i hele området.

Kravene til lyskilden gør at det mest tilgængelige valg er sortlegeme stråling, som er let at få til at give et kontinuert spektrum i det synlige område. I dette projekt er der brugt en halogenlampe, da den er let tilgængelig og giver det ønskede spektrum. Halogenlampens spektrum kan ses i figur 9.1.

3.5 Fejlreducering i det optiske system

I arbejdet med det optiske system er der i løbet projektet opstået mange problemer. Som med alt praktisk arbejde er der en forskel på de teoretiske beregninger, og det endelige resultat i virkeligheden. Dette delafsnit vil gennemgå nogle af de problemer der er opstået, og hvordan de er blevet håndteret.

Fra start af har der være problemer med gitrene, da der i stedet for et todimensionalt gitter er blevet brugt to endimensionale gitre. Gitterstrukturerne på overfladen af gitrene er meget skrøbelige, og det gør, at al arbejde med dem skal gøres meget forsigtigt for ikke at ødelægge dem. For ikke at bruge for mange penge på at eksperimentere med gitrene, blev der brugt en billig gitterfilm fra leverandøren Frederiksen. Da gitrene er af en forholdsvis billig art, har den nogle medfødte fejl og mangler.

En af disse fejl er, hvad der ser ud til at være refleksioner, der skaber forskudte afbildninger i stedet for diffraktion. Dette blev fikset, når gitrene blev presset tilpas meget sammen, og den endelige opstilling så ikke ud til at skabe disse problemer overhovedet.

En anden mangel ved gitrene er, at de smider en enorm stor andel af lyset ud i 0. orden, hvilket ikke efterlader meget tilbage til 1. orden. Det problem kan desværre ikke løses uden nye gitre. For at undersøge hvor stort problemet er, er der lavet en analyse af transmissions effektivitet i 1. orden i kapitel 8.1.

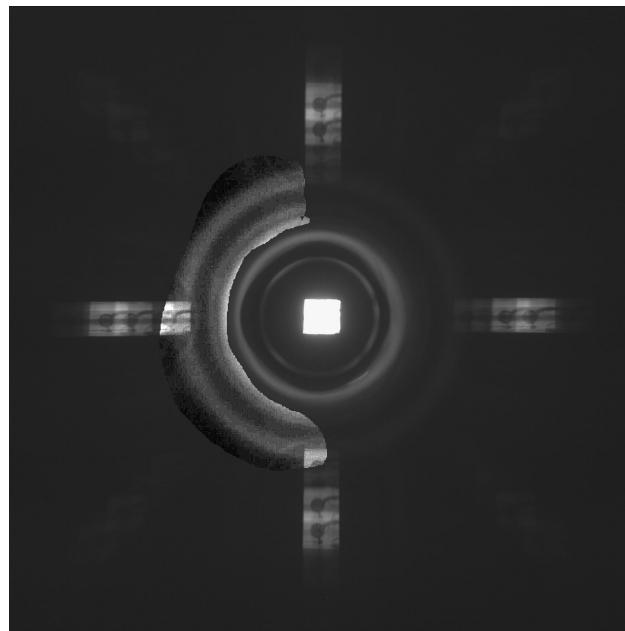
For at få det optimale resultat ud af databehandlingen, er det nødvendigt at diffraktionerne fra gitrene står perfekt vinkelret på hinanden. Dette blev løst ved at rottere gitrene i forhold

til hinanden indtil de var under 0,1 grad fra at være vinkelret på hinanden.

Efter at gitrene er indstillet i forhold til hinanden, var det nødvendigt at indstille gitrene, så de flugtede med billedsensoren. Det vil sige, at den vertikale diffraktion har centrum på samme søje af pixel gennem sensoren, og den horisontale gennem samme række. Dette problem blev også løst gennem tålmodig rotering af gitrene til en præcision af under 0,1 grad.

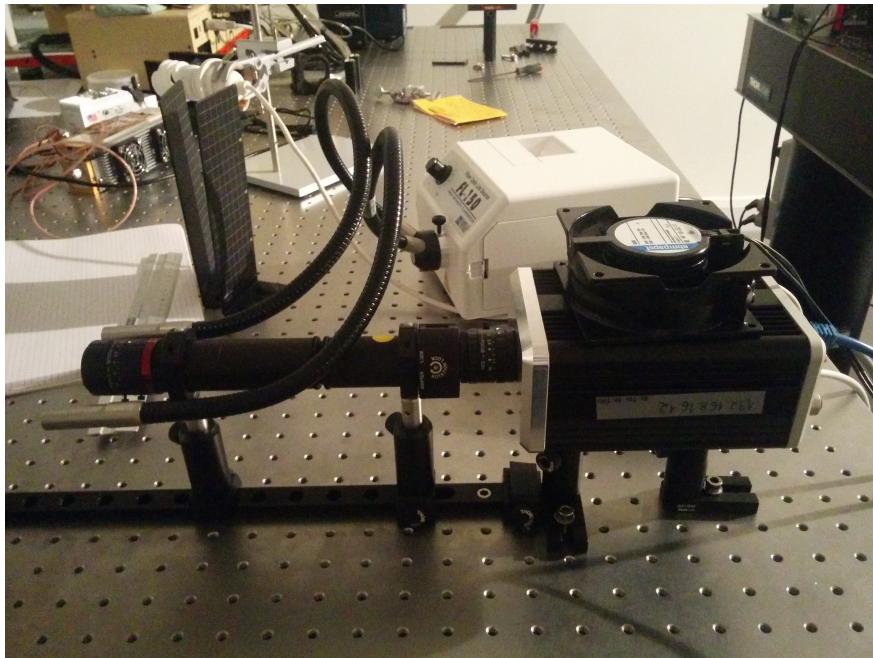
Når gitrene er perfekt indstillet skal blænden i systemet indstilles. Dette gøre så den kvadratiske 0. orden er centreret på billedsensoren og siderne af 0. orden er parallelle med sensorens sider.

Da det optiske system blev samlet i et hus, begyndte der at opstå problemer med ringe på billedeerne. Se figur 3.6. Ringene skyldes at rørets underside er reflekterende, og selv små intensiteter, der bliver reflekteret, vil give disse problemer. Det skyldes den generelt lave intensitet, der når igennem til 1. ordens diffraktion. Problemet blev fikset ved at indsætte paprør beklædt med optisk sort tape i huset, som absorberede størstedelen af refleksionerne.



Figur 3.6: Her ses problemerne med ringe på billede, som skyldes refleksioner på undersiden af røret. En del af billedet har fået øget kontrasten, for at gøre det lettere at se problemet på print. Resten af billedet er ikke behandlet, så det originale billede kan ses.

For at få systemet til at give de bedste resultater, er alle dele sat stramt sammen i et rørsystem, så komponenterne ikke rotere eller flytter i forhold til hinanden. Det endelig system ses på figur 3.7.



Figur 3.7: Opstilling af det optiske system, alle komponenter placeret inde i det brugte rørsystem.

4 Databehandlingsmetode

I dette kapitel kigges der på metoden brugt i databehandlingen for systemet. Der fokuseres på hvordan CTIS-systemet kan betragtes rent matematisk, hvilken metode der kan bruges til at bestemme datakuben, og hvordan systemet implementeres i praksis.

4.1 Serialiseret ligning for det optiske system

For at gøre det muligt at arbejde med de store mængder data, som systemet kan generere, er det nødvendig med en simpel måde at interagere med data. Det der er behov for, er at opbygge et ligningssystem, der kobler diffraktionsbilledet $I(x, y)$ med dens tilhørende datakube $C(s_x, s_y, \lambda)$. Det er desværre ikke lige til at koble en todimensional matrice for diffraktionsmønsteret sammen med en tredimensional matrice for datakuben, der bliver opereret på af en transformationsmatrice, som transformerer datakuben til et tilsvarende diffraktionsmønster. Der findes ingen matematik for multiplikation af matricer med flere end 2 dimensioner.

I [4] præsenteres der en måde at løse problemet. Voxlerne fra datakuben serialiseres til en serialiseret vektor \mathbf{f} . Ligeledes serialiseres pixlerne fra diffraktionsbilledet til en serialiseret vektor \mathbf{g} . Hele det optiske system kan nu beskrives som

$$\mathbf{g} = \mathbf{H}\mathbf{f} , \quad (4.1)$$

hvor vektoren \mathbf{g} har M antal pixel og vektoren \mathbf{f} har N antal voxel. Ligning (4.1) skal forstås som, at matricen \mathbf{H} opererer på vektoren \mathbf{f} . Denne operation resulterer i en vektor \mathbf{g} . \mathbf{H} er derfor en matrice, der beskriver hvordan det optiske system reagerer på en given datakube.

Fordelen med en sådan repræsentation af det optiske system er, at den rent matematisk er meget simpel at benytte. Ulemper er, det kan være meget svært at forholde sig til de enkelte værdier i de serialiserede vektorer og matricen \mathbf{H} . Derudover skal både diffraktionsgitteret og datakuben serialiseres og derefter genopbygges igen på en systematisk konsekvent måde, før denne repræsentation overhovedet kan bruges.

4.2 Løsning af opstillingens ligningssystem

I det fysiske eksperiment, hvor matricen \mathbf{H} er kendt, der er diffraktionsmønsteret, som er repræsenteret som den serialiserede vektor \mathbf{g} , den data, som bliver målt. For at bestemme datakuben skal ligningssystemet i ligning (4.1) løses som

$$\mathbf{f} = \mathbf{H}^{-1}\mathbf{g} . \quad (4.2)$$

Problemet er, at dette ikke direkte kan lade sig gøre. Det er ikke muligt at tage den inverse af matricen \mathbf{H} , da den blandt andet ikke er kvadratisk. Der findes dog flere metoder til at invertere matricen. I [4] nævnes 'expectation maximization' som en metode, der giver gode resultater. Metoden gennemgås som det næste.

4.2.1 Expectation Maximization algoritmen

Expectation Maximization (EM) er en iterativ metode til at bestemme et 'maximum likelihood'-estimat for parametre i en statistisk model, hvor modellen afhænger af latente variabler [6]. Den består af to skridt.

1. **E-skridt:** Bestem log-'likelihood' funktionen $\log L(\boldsymbol{\theta}, \mathbf{X})$ for de ukendte parametre $\boldsymbol{\theta}$, ud fra datasættet \mathbf{X} .
2. **M-skridt:** Bestem parametrene $\boldsymbol{\theta}$ ved at maksimer $\log L(\boldsymbol{\theta}, \mathbf{X})$. De nye parametre bruges i det næste E-skridt.

Ved at starte med et gæt i første iteration og derefter køre algoritmen igennem nogle iterationer vil parametrene $\boldsymbol{\theta}$ konvergere mod et bestemt resultat. Metoden garanterer ikke det rigtige resultat. Det kan være, at den konvergerer mod en forkert maksimum, da der er

flere lokale maksima uover det globale maksimum. Dog er det en algoritme, der giver gode resultater på mange problemstillinger.

Det forgående er en meget generel beskrivelse af metoden. Selve implementeringen afhænger af problemstillingen. Der laves ikke en komplet udledning af algoritmen, der bruges til dette projekt, men de overordnede overvejelser nævnes.

Ved at udnytte den simple beskrivelse for systemet vist i ligning (4.2), kan EM-algoritmen defineres. Fejlen i systemet antages at være Poisson-fordelt [7]. Derved må der være en sandsynlighed forbundet med om f_n korresponderer en bestemt pixel g_m . Hvis vektoren \mathbf{f} er kendt på forhånd, er sandsynligheden $P(\mathbf{g}|\mathbf{Hf})$ for at opnå vektoren \mathbf{g} givet ved [8]

$$P(\mathbf{g}|\mathbf{Hf}) = \prod_{m=1}^M \frac{e^{-(\mathbf{Hf})_m} ((\mathbf{Hf})_m)^{g_m}}{g_m!}. \quad (4.3)$$

Ligning (4.3) svarer til E-skridtet af EM-algoritmen. Da diffraktionsmønsteret i \mathbf{g} og operatoren \mathbf{H} allerede er givet, handler det om at maksimere sandsynligheden for \mathbf{g} i ligning (4.3). Det er dog lettere, i stedet, at minimere minus logaritmen til udtrykket, det vil sige

$$-\log P(\mathbf{g}|\mathbf{Hf}) = \sum_{m=1}^M \{(\mathbf{Hf})_m - \log (\mathbf{Hf})_m + \text{konstant}\} \quad (4.4)$$

Minimering af ligning (4.4) svarer til M skridtet i EM-algoritmen. Ud fra dette er det muligt at definere EM-algoritmen for systemet. Algoritmen initialiseres med et oprindeligt gæt $f_n^{(0)} > 0$, hvor n peger på en vilkårlig voxel i $\mathbf{f}^{(0)}$. Hvilke værdier $\mathbf{f}^{(0)}$ konkret skal initialiseres med er ikke klart. [7] forslår at $\mathbf{f}^{(0)}$ initialiseres med en konstant værdi i hele vektoren. [4] forslår i stedet $\mathbf{f}^{(0)} = \mathbf{H}^T \mathbf{g}$, som efter et par test i simulatoren peger på et første gæt, der ikke er langt fra det endelige estimat. Derfor vælges den sidst nævnt metode som første gæt. For $t > 0$, hvor t angiver iterationsskridtet, laves et nyt estimat $\mathbf{f}^{(t+1)}$

$$f_n^{(t+1)} = \frac{\sum_{m=1}^M \left(H_{mn} \left(\frac{g_m}{(\mathbf{Hf}^{(t)})_m} \right) \right)}{\sum_{m=1}^M H_{mn}}, \quad n = 1, 2, \dots, N. \quad (4.5)$$

Algoritmen vist i ligning (4.5) er den, som er brugt til at estimere datakuben. Algoritmen konvergerer som regel efter 20-30 iterationer i simulatoren.

Der viser sig hurtigt efter et par afprøvninger, at den har 2 faldgruber. Produktet $(\mathbf{Hf}^{(t)})_m$ må aldrig give 0, da dette vil resulterer i en division med 0. Dette sker, hvis der er nogle pixel i vektoren \mathbf{g} , som ikke ligger i diffraktionsmønstret, det vil sige at ingen voxel i \mathbf{f}

korrespondere til disse pixel i \mathbf{g} , som defineret af matricen \mathbf{H} . Hvordan dette omgås, kigges der på i det efterfølgende afsnit.

Den anden faldgrube er, at metoden er meget sensitiv over for 0-værdier i vektoren \mathbf{g} . Hvis bare én enkel pixel har værdien 0, konvergerer $\mathbf{f}^{(t)}$ hurtigt mod et 0-resultat efter få iterationer. Algoritmen er afhængigt af et minimumsniveau i hver pixel. Forklaringen på opførslen kan ligge i måden EM-algoritmen arbejder. Hvis der er en pixel (eller flere), som har værdien 0, den eneste måde det kan lade sig gøre på, er at alle de voxel, som korresponderer den pixel, også er lig med 0. Løsningen er, altid at sørge for at der er en minimumsværdi i hver pixel i \mathbf{g} .

Nu hvor EM-algoritmen er defineret, er den næste udfordring at bestemme en metode til at serialisere vektorerne \mathbf{g} og \mathbf{f} .

4.3 Serialisering af diffraktionsmønster og datakubbe

For at kunne bruge EM-algoritmen defineret i ligning (4.5), er det vigtigt at serialisere diffraktionsmønsteret og datakuben i henholdsvis vektorerne \mathbf{g} og \mathbf{f} på en fast defineret måde. Selvom datakuben ikke kendes på forhånd og derfor ikke giver mening at prøve at serialisere, er det stadig vigtigt at have styr på hvilken voxel i \mathbf{f} peger på hvilke pixel i \mathbf{g} for at definerer matricen \mathbf{H} korrekt. Først kigges der på serialiseringens overordnede struktur og derefter ses der på hvordan diffraktionsmønsteret bliver serialiseret.

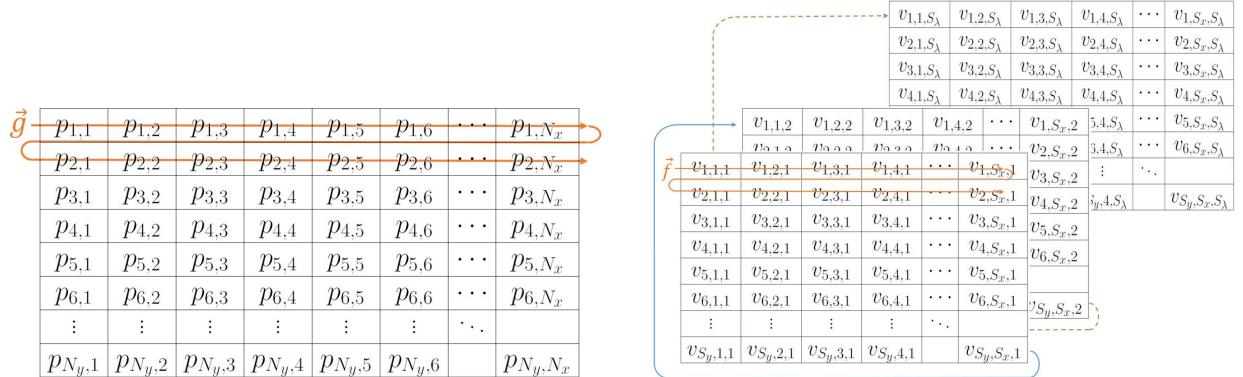
4.3.1 Serialiseringens overordnede struktur

En illustration af hvordan pixel og voxel serialiseres er vist på figur 4.1. Serialiseringen er holdt så simpelt som muligt, da det gør det nemt at bruge den samme metode konsekvent under serialisering og genopbygning af diffraktionsmønster/datakube. Billedesensoren serialiseres ved at tage en hel række af gangen og læg dem i forlængelse af hinanden. Det kan vises som

$$\mathbf{g} = [p_{1,1}, \dots, p_{1,N_x}, \dots, p_{N_y, N_x}] , \quad (4.6)$$

hvor N_x og N_y er kameraets samlede antal pixel i henholdsvis x og y -retningen.

Datakuben serialiseres på samme måde, men den består af endnu en dimension. Dette gøres ved først at starte med den første bølgelængde, serialisér dets to-dimensionale udsnit, derefter vælg den næste bølgelængde, serialisér dets to dimensionale udsnit og læg den i forlængelse af den første. Dette gentages indtil hele kuben er serialiseret. Dette kan skrives som



(a) Illustration af hvordan et 2D billede serialiseres i vektoren \mathbf{g} . $p_{y,x}$ angiver de enkelte pixel på kameraet.

(b) Illustration af hvordan en datakube serialiseres i vektoren \mathbf{f} . $v_{S_y, S_x, \lambda}$ angiver de enkelte voxel i datakuben.

Figur 4.1: Illustrationer af de overordnede serialiseringssmetoder brugt i projektet.

$$\mathbf{f} = [v_{1,1,1}, \dots, v_{1,S_x,1}, \dots, v_{S_y,1,1}, \dots, v_{S_y,S_x,1}, \dots, v_{S_y,S_x,S_\lambda}] , \quad (4.7)$$

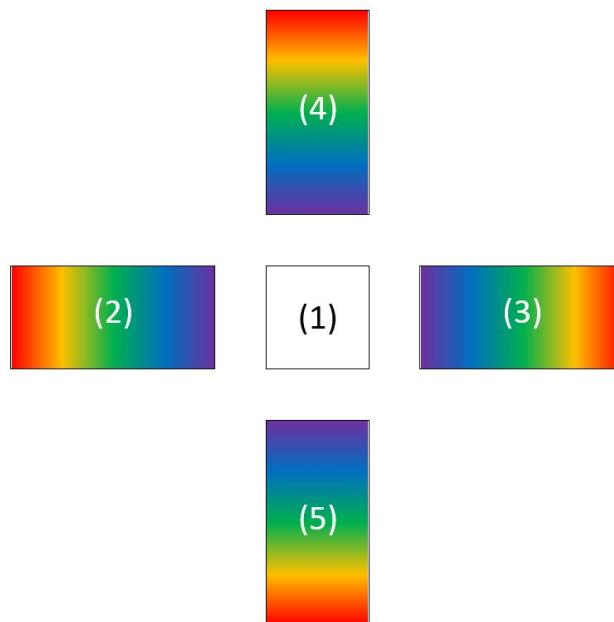
hvor S_x og S_y er datakubens samlede antal voxel i henholdsvis x og y -retningen, og S_λ er kubens samlede antal spektrale lag.

Derved er de overordnede serialiseringssmetoder beskrevet. I det næste kigges der på hvordan dette implementeres i serialiseringen af diffraktionsmønsteret.

4.3.2 Serialisering af diffraktionsmønsteret

Da diffraktionen kun rammer en brøkdel af billedesensorens pixel, grundet det valgte gitter, er der derfor kun få pixel, der er behov for i databehandlingen. Alle de andre pixel koster unødig tid i databehandling og vil resultere i division med nul i EM-algoritmen (se kapitel 4.2.1). For at slippe for alle disse problemer serialiseres kun de pixel, hvor diffraktionsmønsteret forventes at ramme.

Løsningen er at dele billedesensoren op i små udsnit, der indeholder de projektioner af diffraktion, som der skal bruges i databehandlingen. Hvert udsnit betragtes som et billede og serialiseres som beskrevet i det forgående afsnit. Serialiseringen af hvert udsnit lægges derefter i forlængelse af hinanden i vektoren \mathbf{g} . Rækkefølgen dette gøres er illustreret i figur 4.2.



Figur 4.2: Her vises rækkefølgen, som de enkelte udsnit af billedesensoren serialiseres i.

4.4 Opsummering

Det optiske system er blevet repræsenteret som et lineær ligningssystem $\mathbf{g} = \mathbf{H}\mathbf{f}$, som løses ved hjælp af den iterative EM-algoritme. Der er blevet defineret en fast måde at serialisere data i de to vektorer. Det eneste der mangler, er at definerer \mathbf{H} -matricen for systemet. Dette undersøges i næste kapitel.

5 Definition og opbygning af **H**-matricen

I dette kapitel undersøges der nærmere på **H**-matricen, der definerer det optiske system under databehandlingen beskrevet i kapitel 4. Først beskrives de strukturer og mønstre, der kan bruges til lettere at forstå og definere **H**-matricen. Derefter beskrives en måde at håndtere målinger fra en kalibrering til at udfylde **H**-matricen på.

5.1 Forståelse af systemets **H**-matrice

Ud fra hvordan de to serialiserede vektorer **f** og **g** er defineret, kan man ved nærmere eftersyn se, at der opstår et bestemte mønster i matricen **H**. Disse mønstre illustreres her ved små simple eksempler, som giver en god indsigt i, hvordan matricens struktur er. Forståelsen for disse mønstre er vigtig, da det gør defineringen af **H**-matricen lettere.

Ligesom at vektoren **g** er opdelt i små udsnit af kameraets pixel, kan matricen **H** defineres i samme små udsnit og derefter sættes sammen til en samlet matrice. Eksemplerne tager udgangspunkt i et 0. ordens diffraktionsmønster, 1. ordens horisontalt mønster og 1. ordens vertikalt mønster, da disse hver især har sin egen struktur i matricen. Alle eksempler tager udgangspunkt i en 0. orden med 3x3 pixel, 1. orden på 3x6 pixel og en datakube med to spektrale komponenter.

5.1.1 **H**-matricen i 0. orden

H-matricen for 0. ordens diffraktion er den mest simple del af matricen. Ved at tage udgangspunkt i at datakubens rummelige dimensioner (s_x, s_y) svarer til 0. ordens størrelse, kan matricen bygges op som vist på figur 5.1.

0. ordens diffraktion spreder ikke billedet ud ved forskellige bølgelængder. Dette betyder at hvert 2D udsnit af datakuben ved en given bølgelængde direkte overføres til de samme pixel i **g**-vektorens 0. orden. Dette giver et mønster af identitetsmatricer, der er gentaget S_λ antal gange efter hinanden, hvor S_λ er datakubens samlede antal spektrale komponenter. Kendes 0. ordens samlede størrelse, er det derfor meget nemt at definere **H**-matricen for 0. orden.

	Row1			Row2			Row3			Row1			Row2			Row3		
	Col1	Col2	Col3															
Row1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
Row2	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
Row3	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1

Figur 5.1: Opbygning af **H**-matricen for 0. ordens diffraktion. Col, Row og wave angiver henholdsvis hvilken kolonne, række og bølgelængde der er valgt i datakuben og kameraet.

5.1.2 H-matricen i 1. orden, horisontal

I diffraktionen af 1. orden minder **H**-matricen om 0. orden. Dog er der 2 meget vigtige forskelle. Da de forskellige bølgelængder diffrakteres forskelligt, vil de enkelte to-dimensionale udsnit af datakuben ligge forskudt i forhold til hinanden på diffraktionsmønsteret. Dette gør det mere besværligt at definere en passende **H**-matrice.

Den anden forskel ligger i ulineariteten af en diffraktion. I ligning (3.14) er diffraktionsmønsteret for systemet udledt. Alle systemets parametre ligger i den ulinearære funktion arcussinus. Ved små diffraktioner er arcussinus lineær og 0. ordens billede gengives i sin fulde størrelse ude i 1. ordens diffraktion, forskudt som diktet af gitterligningen. Ved kraftige diffraktioner rammes arcussinus' ulinearære område. Det har den konsekvens, at diffraktioner ved lange bølgelængder får en udstrukken udgave af 0. ordens billede ved den givne bølgelængde. Dette bekræftes af simulatoren. Set i perspektivet af at definere **H**-matricen, danner det endnu et problem som man skal forholde sig til. På figur 5.2 ses en illustration af hvordan denne problemstilling er løst.

Figuren illustrerer de to nævnte problemer. For den første (korte) bølgelængde er diffraktionen lille og inden for arcussinus' lineære område. Dvs. 0. ordens billede for wave1 gengives, men identitetsmatricen er klippet op, så det passer med, at denne diffraktion kun rammer de tre første kolonner i diffraktionen.

For den anden (lange) bølgelængde korrigeres der for ulineariteten. 0. ordens billede på 3x3 pixel fylder ved den lange bølge i stedet 3x4 pixel i diffraktionen. Løsningen er endnu engang at klippe identitetsmatricen ud i tre stykker 3x3 identitetsmatricer \mathbf{I}_3 , men disse bliver derefter "strukket ud", til de får størrelsen på 4x3, som vist i ligning (5.1). Derved bliver udstrækningen af billedet korrigeret under definering af **H**-matricen. Dette realiseres i

Figur 5.2: Opbygning af \mathbf{H} -matricen for 1. ordens horisontal diffraktion. Col, Row og Wave angiver henholdsvis hvilken kolonne, række og bølgelængde der er valgt i datakuben og kameraet.

praksis med MATLAB Imaging Processin Toolbox med kommandoen `imresize`, hvor identitetsmatricen betragtes som et billede, der skal strækkes ved hjælp af lineær interpolation [9].

$$\mathbf{I}_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \xrightarrow{\text{stretch}} \mathbf{I}_{3,\text{stretch}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0,375 & 0,625 & 0 \\ 0 & 0,625 & 0,375 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

For at kalibrere **H**-matricen for de horisontale diffraktioner, skal to ting altså bestemmes. Hvor langt diffrakteres de forskellige bølgelængder, og hvor stort er billedet i diffraktionen, det vil sige, hvor meget er billedet udstrukket ved de givne bølgelængder?

5.1.3 H-matricen i 1. orden, vertikal

Problematikkerne i at definere **H**-matricen vertikalt er de samme som horisontalt. Forskellen ligger i, at de enkelte udsnit af identitetsmatricer nu skal strækkes ud på tværs af rækkerne i diffraktionsmønsteret i stedet for kolonnerne. Dette kan ikke gøres direkte. Ved at betragte denne del af **H**-matricen på en anden måde, er løsningen dog præcis den samme. Dette er illustreret i figur 3.14.

	Row1			Row2			Row3			Row1			Row2			Row3		
	Col1	Col2	Col3															
Row1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Row2	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Row3	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Row4	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Row5	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Row6	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Row7	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Row8	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Row9	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Row10	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,4	0	0	0,6	0	0	0	0	0
Row11	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,4	0	0	0,6	0	0	0	0
Row12	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,4	0	0	0,6	0	0	0
Row13	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,4	0	0	0,6	0	0
Row14	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,4	0	0	0	0
Row15	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,4	0	0	0
Row16	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,4	0	0
Row17	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,4	0
Row18	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Row19	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Figur 5.3: Opbygning af **H**-matricen for 1. ordens vertikal diffractions. Col, Row og Wave angiver henholdsvis hvilken kolonne, række og bølgelængde der er valgt i datakuben og kameraet.

H-matricen kan ses som en matrice, der består af overordnede celler, som angiver rækkerne i de serialiserede vektorer **g** og **f**. Inde i dem ligger de underordnede celler, som angiver vektorernes kolonner. Ved kun at se på de overordnede celler og ignorere de underordnede celler, så opstår den samme mønster af identitetsmatricer, som set ved den horisontale. Derved kan den samme metode til udstrækning af identitetsmatricer bruges. De underordnede celler skal derefter udfyldes af identitetsmatricer multipliceret med værdien i den pågældende overordnede celle.

Kalibrering af den vertikale del af **H**-matricen kiges der igen på position og udstrækning ved de forskellige bølgelængder.

5.1.4 Samling af hele **H**-matricen

Efter **H**-matricens fem sektioner er defineret skal den samles i samme rækkefølge, som vektoren **g** bliver serialiseret. Dette kan skrives som

$$\begin{bmatrix} \mathbf{g}_0 \\ \mathbf{g}_{1,\text{left}} \\ \mathbf{g}_{1,\text{right}} \\ \mathbf{g}_{1,\text{top}} \\ \mathbf{g}_{1,\text{bottom}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_0 \\ \mathbf{H}_{1,\text{left}} \\ \mathbf{H}_{1,\text{right}} \\ \mathbf{H}_{1,\text{top}} \\ \mathbf{H}_{1,\text{bottom}} \end{bmatrix} \mathbf{f}, \quad (5.2)$$

hvor den undersenkede skrift af **g** og **H** angiver hvilken diffraktion, de er defineret til.

I kapitlet indtil videre er der nu kommet styr på hvordan **H**-matricen kan tolkes og hvilke strukturelle mønstre de forskellige dele af matricen består af. Denne forståelse gør det nemmere at opbygge matricen ud fra kalibreringen, som gennemgås i næste afsnit.

5.2 Anvendelse af kalibreringsmålingerne

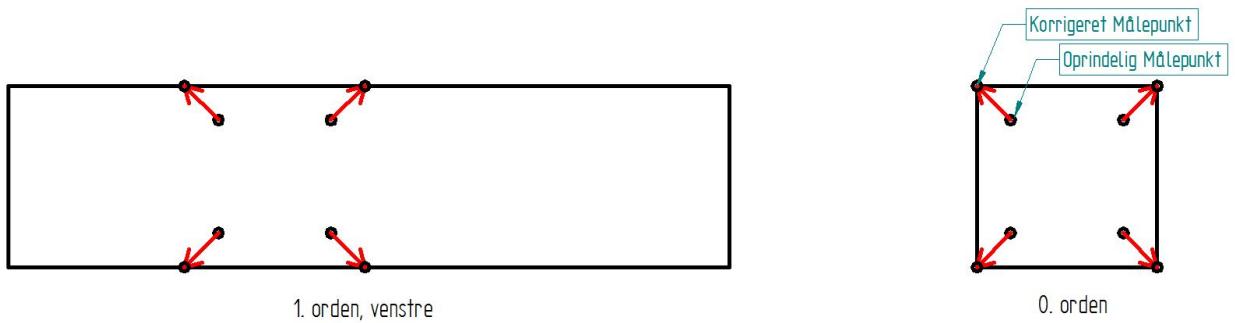
Ud fra spektrale målinger med en monokromatisk lyskilde og en rummelig måling af diffraktionsmønsteret med hvid baggrund og hvid lyskilde, er det muligt at definere **H**-matricen for det optiske system og størrelserne af de fem projektioner af diffraktionen, der skal serialiseres i vektoren **g** (se kapitel 4.3.2). Inden da er det nødvendig at lave korrektioner af målepunkterne fra målingerne med de monokromatiske punktkilder.

5.2.1 Korrektioner af monokromatorens målepunkter

Den ideelle måling vil være, hvis de fire målepunkter var placeret helt ude i hjørnerne af billedet. Problemet er, at det er svært. Ude i hjørnerne vil der være et betydeligt dybde i intensiteten, som gør det sværere at få en præcis definition af målepunkterne. Da det ikke er sådan målingerne tages, opstår der til gengæld andre problemer. Hvis målepunkterne ikke tages i hjørnerne, er det umuligt at bestemme 1. ordens fulde størrelse og udstrækning på tværs af den spekrale arbejdsområde.

Måden det korrigeres på er følgende. Positionen af en enkel måling aflæses i 0. orden. Der undersøges hvor langt der er fra punktet ud til den pågældende hjørne. Diffraktionsmønsteret, der er knyttet til det punkt, forskydes nu, indtil det passer med, at punktet i 0. orden ligger i hjørnet. Alt dette er illustreret på figur 5.4.

Det står klart, at sådan en korrektion vil bidrage med noget usikkerhed. Især vil det gøre sig



Figur 5.4: Illustration af hvordan monokromatorens målepunkter korrigeres under databehandlingen. Ved en given bølgelængde forskydes målepunkterne til de rammer hjørnerne af 0. orden. Målepunkterne i 1. ordens diffraktion forskydes derefter tilsvarende.

gældende ved diffraktion af de lange bølger på grund af ulineariteten af diffraktionsgitteret, som nævnt før, da korrektionen er lineær og derved ikke tager højde for gitterets ulinearitet. Kalibreringspladen placeres derfor, så målepunkterne kommer så tæt på 0. ordens hjørner som muligt.

Efter korrektionen kendes nu den fulde størrelse af 1. ordens diffraktion, samt de fulde diffraktioner ved de enkelte bølgelængder fra kalibreringsmålingerne. Ved at kende diffraktionens fulde størrelse kan vektoren **g** for diffraktionsmønsteret nu bygges og serialiseres. Det eneste der mangler nu, er at definere **H**-matricen.

5.2.2 Opbygning af **H**-matricen ud fra kalibreringen

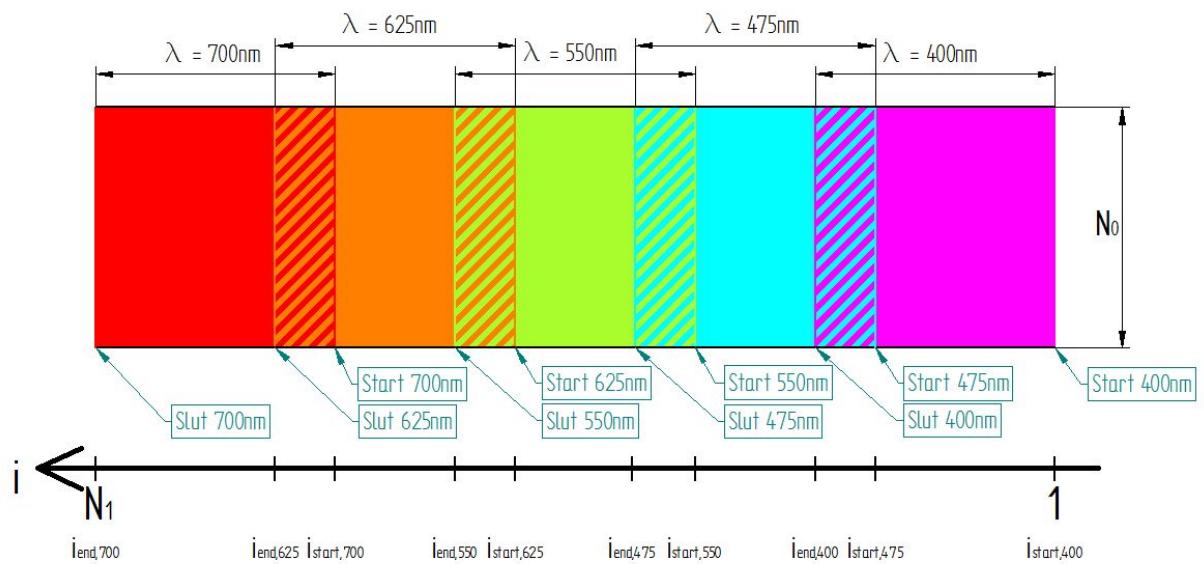
Ud fra målepunkterne er det nu muligt at bestemme **H**-matricen, ved at bruge forståelsen, der er beskrevet i kapitel 5.1. Her gives en forklaring af hvordan matricen defineres. For overskuelighedens skyld kigges der kun på én enkel projektion af diffraktionen i 1. orden. På figur 5.5 ses en illustration af en 1. ordens diffraktion med omridset af målepunkterne for de fem bølgelængder.

I 1. ordens diffraktion kigges der kun på hvor langt ud diffraktionen ligger, det vil sige hvor målepunkterne ligger på *i*-aksen vist i figur 5.5. Målepunkterne deles op i to sæt data. Den ene **i_{start}** sæt fortæller hvor diffraktionen starter for en given bølgelængde, og den anden **i_{end}** fortæller tilsvarende hvor billeddet slutter, nemlig

$$\mathbf{i}_{\text{start}} = [i_{\text{start},400}, i_{\text{start},475}, i_{\text{start},550}, i_{\text{start},625}, i_{\text{start},700}] \quad (5.3)$$

$$\mathbf{i}_{\text{end}} = [i_{\text{end},400}, i_{\text{end},475}, i_{\text{end},550}, i_{\text{end},625}, i_{\text{end},700}] . \quad (5.4)$$

Ud fra de to datasæt **i_{start}** og **i_{end}** er det muligt at interpolere start og slut position for diffraktion i alle bølgelængderne i området 400 nm - 700 nm. Denne måde at håndtere målingerne



Figur 5.5: Illustration af placeringer og størrelsen i 1. ordens venstre diffraktion, for 0. ordens billede ved de fem bølgelængder under kalibreringen.

sørger for, at både diffraktionernes position og størrelse bliver medregnet. Diffraktionens bredde antages at have samme bredde som i 0. orden, som har bredden N_0 .

Nu er der styr på hvilke pixel der rammes i en vilkårlig bølgelængde. Disse skal nu omregnes til tilsvarende elementer i den serialiserede vektor **g**, og **H**-matricen udfyldes derefter ved hjælp af identitetsmatricer, der strækkes afhængigt af størrelserne defineret af målepunkterne. Da indeksering i **g**-vektoren og **H**-matricen er forskellige ved de fem projektioner, defineres **H**-matricen separat for alle fem projektioner og samles som vist i ligning (5.2).

Efter at både den serialiserede vektor **g** for diffraktionen og matricen **H** er blevet defineret, er alt forarbejdet gjort til at køre det hele igennem EM-algoritmen defineret i ligning (4.5) og bestemme den serialiserede vektor **f** for datakuben, der derefter kan bygges op til en reel kube $C_{est}(s_x, s_y, \lambda)$. Kuben bygges efter hvordan den serialiseres, som er defineret i ligning (4.7).

Derved er alt den kritiske del af databehandling og kalibrering beskrevet. **H**-matricen består af mønstre af identitetsmatricer, hvor nogle er udstrækket, som er et resultatet af ulinearitetten af diffraktionsgitteret. Ved at fortage punktmålinger i det optiske system med en monokromatisk kilde er det muligt ved hjælp af interpolation at udfylde hele **H**-matricen. I det næste bruges viden i dette kapitel til at lave virtuelle forsøg med CTIS-systemet ved hjælp af simulatoren, for på den måde at karakterisere hele databehandlingsmetoden defineret i de sidste to kapitler.

6 Karakterisering af databehandlingen

I dette kapitel undersøges der på hvordan databehandlingsmetoden defineret i kapitel 4, samt udfyldning af \mathbf{H} -matricen bestemt i kapitel 5 klarer sig i simulatoren beskrevet i kapitel 3.3. Årsagen til at databehandlingen afprøves på den her måde, er at i den virkelige verden er der mange parametre, der kan forvrænge estimatet af datakuben. I simulatoren kan alt behandles ideelt og derfor kan algoritmen afprøves selvstændigt.

6.1 Den virtuelle forsøgsopstilling



Figur 6.1: Flowdiagram over hvordan den virtuelle opstilling af CTIS systemet er skruet sammen.

På figur 6.1 illustreres virkemåden af den virtuelle opstilling, der skal afprøve databehandlingsmetoden. Først kalibreres systemet ved at lave virtuelle målinger af diffraktionen ved forskellige bølgelængder ved hjælp af simulatoren. Selve målemetoden minder meget om den, der bruges i den fysiske opstilling beskrevet i kapitel 7.1. Målingerne laves i alle de bølgelængder, som den estimerede datakube C_{est} vil bestå af, som vælges til at være 200 spektrale bånd i området 400-700nm. Dette sørger for en ideel definition af \mathbf{H} -matricen.

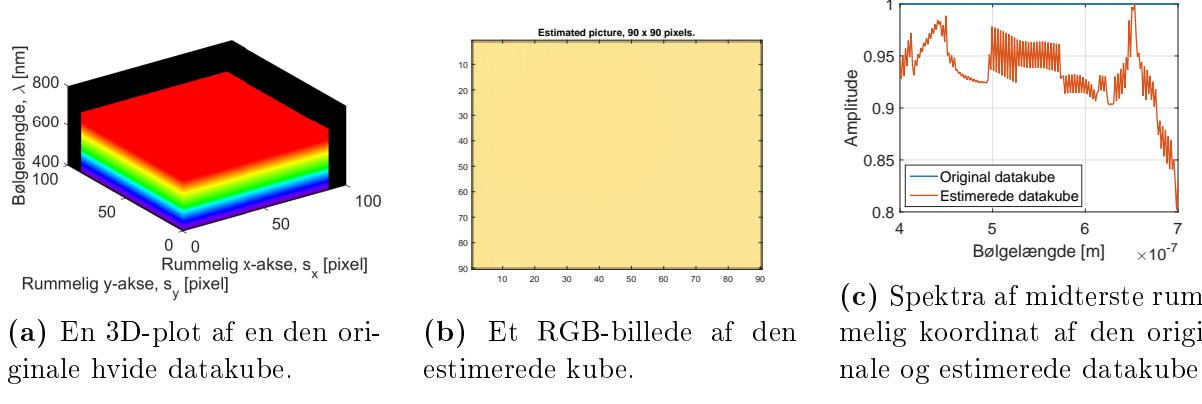
Derefter initialiseres den originale datakube C_0 , som er den datakube databehandlingen efterfølgende skal forsøge at estimere sig frem til. Der afprøves forskellige typer datakuber, for at prøve at finde grænserne for databehandlingsmetoden. Efter simuleringen fås et diffraktionsmønster $I(x, y)$ ud fra den valgte datakube C_0 , hvorfra den korresponderende datakube C_{est} estimeres.

Resultaterne for hver enkel simulering præsenteres med tre figurer: 1) Den originale datakube visualiseres i et tredimensionalt plot. 2) En RGB-approksimation¹ af den estimerede kube, for at vise den rummelige kvalitet af estimatet. 3) En sammenligning af spektra mellem de to datakuber i et udvalgt rummeligt koordinat (s_x, s_y) for at vise estimatets spektrale kvalitet. I det næstfølgende kigges der på resultaterne.

¹En præcis konvertering fra et kontinuerligt spektrum til en tilsvarende RGB-kode kendes ikke. Der kan derfor forventes fargeforskydninger.

6.2 Forsøg med hvid datakube

Den hvide datakube defineres med en konstant værdi i alle dens voxel. Derved afprøves algoritmens evne til at estimerer en perfekt hvid datakube. Resultatet er vist i figur 6.2.

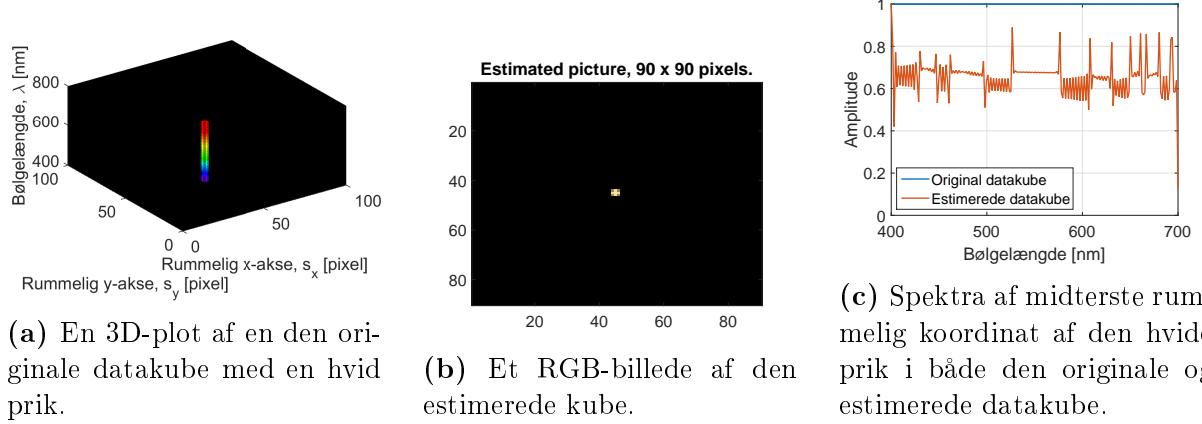


Figur 6.2: Forsøg med en hvid datakube.

I figur 6.2b ses ingen rummelige fejl eller artefakter fra algoritmen. Til gengæld er dent estimerede spektrum ikke komplet hvid. Der ses tydeligt store toppe samt en masse små oscillationer i hele spektrummet. Derudover dykker spektrummet omkring 700nm.

6.3 Forsøg med hvid prik

Den hvid prik defineres rummeligt, som en prik med en radius på 1 pixel. Spektralt har den en konstant værdi i hele spektrummet. Formålet er at se, om algoritmen lettere kan estimere hvid ved små objekter. Resultatet er vist i figur 6.3.



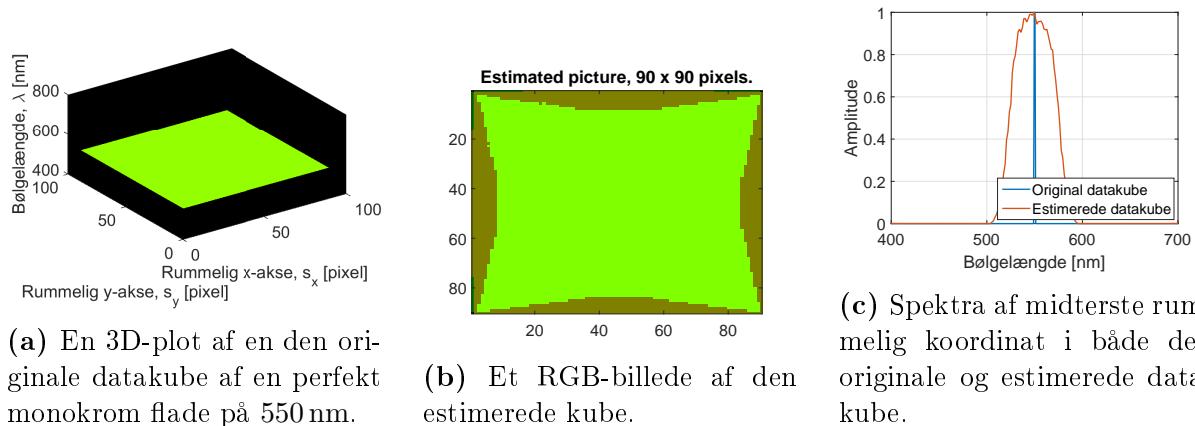
Figur 6.3: Forsøg med en datakube med en hvid prik.

Der er ingen rummelig fejl i figur 6.3b. Det hvide spektrum af den estimerede kuge vist i figur 6.3c ser rimeligt gengivet ud, dog igen med toppe og mindre oscillationer spredt

ude over hele spektrummet. Spektrummet er betragtelig mere hvid end i forsøget med en fyldt datakuge.

6.4 Forsøg med perfekt monokrom kube

Datakuben er defineret med kun et enkelt spektralt bånd, der er fyldt. Den valgte bølgelængde er 550 nm, som ligger midt i systemets arbejdsområde. På denne måde afprøves algoritmens spektrale oplosningsevne på et objekt, der fylder hele kuben rummeligt. Resultatet er vist i figur 6.4.



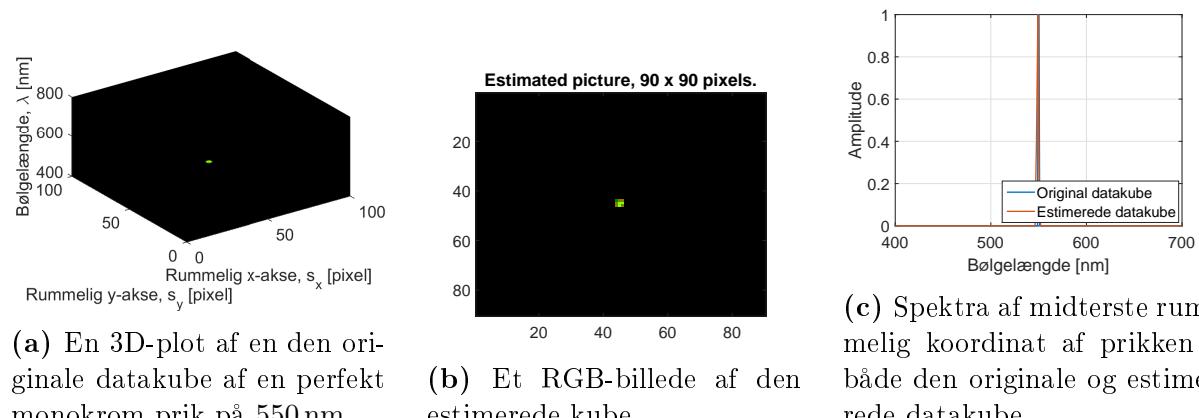
Figur 6.4: Forsøg med en datakuge med en monokrom flade på 550 nm.

På figur 6.4b ses en fejl langs kanten af billedet fra den estimerede kuge. Den midterste del ser til gengæld fin ud. På figur 6.4c ses, at algoritmens spektrale oplosningsevne ikke er særlig god. Den toppe som forventet omkring en bølgelængde på 550 nm, men dens bredde er enorm i forhold til den originale kuge. Den nuværende oplosningsevne svarer til 6 spektrale bånd (50 nm).

6.5 Forsøg med perfekt monokrom prik

Det forgående forsøg gentages med en prik i stedet. Dette er for at undersøge, om algoritmens oplosningsevne varierer med objektets størrelse. Resultatet er vist i figur 6.5.

Figur 6.5b viser ingen rummelig fejl i den estimerede datakuge. Derudover viser figur 6.5c et nært perfekt gengivelse af prikkens spektrum. Antallet af systemets spektrale bånd her svarer til 150 bånd (2 nm). Hvis databehandlingen er udført med flere spektrale komponenter, er det sandsynligt, at denne oplosningsevne kunne blive endnu bedre, da algoritmen i nuværende konfiguration kun regner på 200 spektrale komponenter.



Figur 6.5: Forsøg med en datakube med en monokrom prik på 550 nm.

6.6 Forsøg med en spektralt moduleret kube

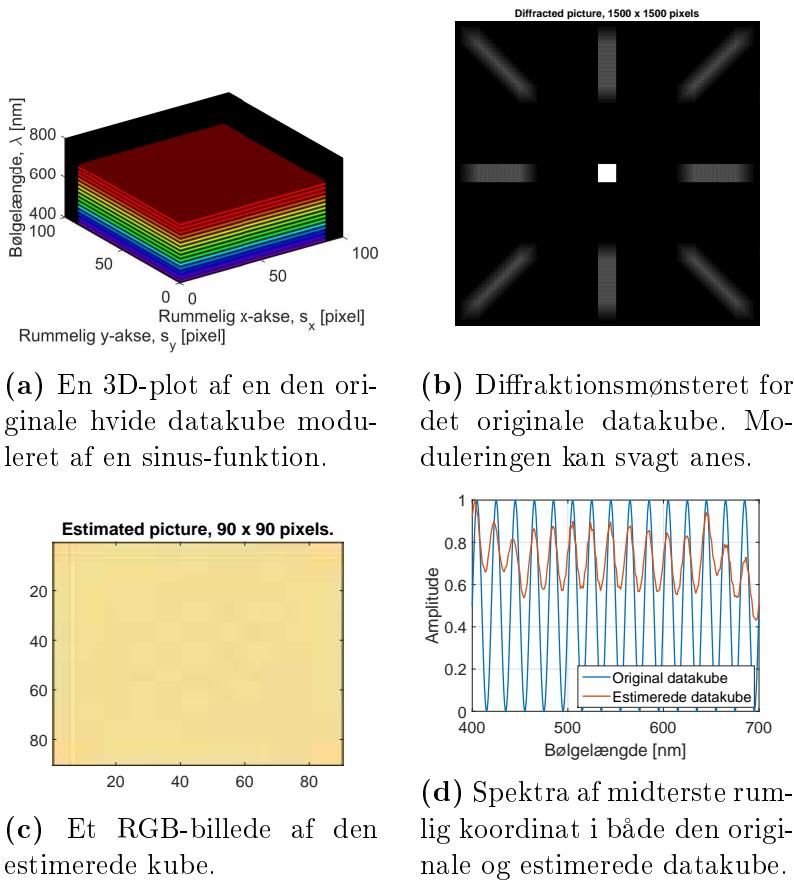
I dette forsøg defineres der en hvid datakube, som moduleres af en sinus-funktion langs den spektrale akse, med en periodisk afstand på 20 nm. Resultatet vil være et diffraktionsmønster, der er fuldt belyst. Algoritmens udfordring her bliver at estimere den oprindelige kubes modulering, på trods af den ikke umiddelbart kan observeres i diffraktionsmønsteret. Resultatet kan ses på figur 6.6.

På figur 6.6b bekræftes at diffraktionen er fuldt belyst, og derfor bør enhver form for moduleringen være vanskeligt at estimere. Figur 6.6c viser også, at der opstår små rummelige fejl på billedet. Det mest markante er lodrette og vandrette streger langs kanterne af billedet. Sammenligning af spektra på figur 6.6d viser dog, at algoritmen er i stand til at genopbygge moduleringen, hvor de enkelte toppe fra den estimerede cube passer overens med dem fra den originale cube. Moduleringen er desværre ikke nær så kraftigt rekonstrueret, som de er defineret i den originale cube.

6.7 Forsøg med forskellige positioner i kuben.

I denne sidste forsøg undersøges algoritmens spektrale opløsningsevne ved forskellige rummelige positioner. Pixel, som ligger placeret ude i kanten af et diffraktionsmønster, er ikke overlappet af særlige mange voxel. Dette kan bevirkе, at spektrummet langs kanten af billedet ude i kanten af systemets spektrale arbejdsmønster bør have en bedre spektral opløsningsevne. Der tages udgangspunkt i en perfekt monokromatisk prik med en radius på tre pixel med en bølgelængde på 405 nm, placeret skiftevis i henholdsvis midten, kanten og hjørnet af billedet. Resultatet er vist i figur 6.7.

Som det kan ses i figur 6.7d, er der ingen forskel i algoritmens evne til at opløse spektralt



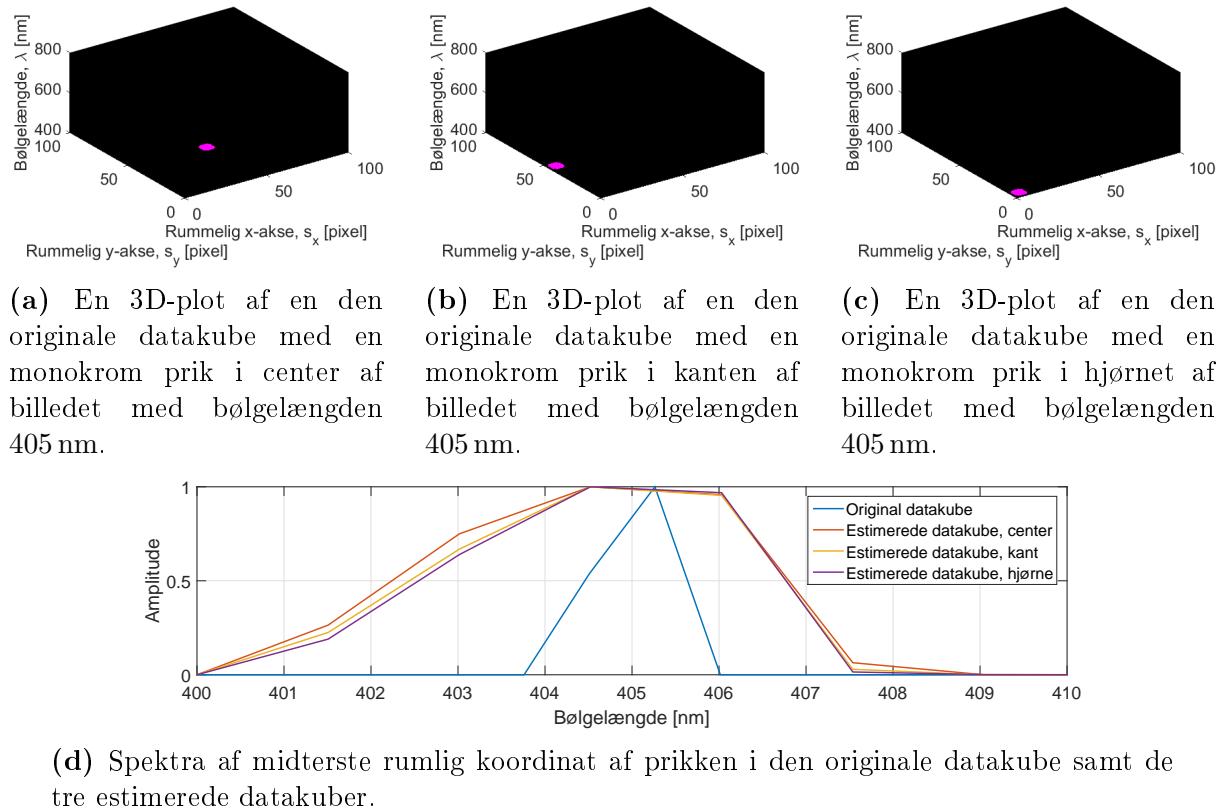
Figur 6.6: Forsøg med en moduleret hvid datacube.

ved de afprøvede positioner af prikkens i kuben, på trods af at der er betydelig færre voxel, der overlapper de belyste pixel.

6.8 Konklusion på karakterisering af databehandlingsmetoden.

Databehandlingen baseret på EM-algoritmen giver gode estimater af den originale datacube. Ved at se på estimatets rummelige information, er den oftest uden observerbare fejl. Den eneste tidspunkt hvor der opstod betydelige rummelige fejl, var forsøget med den monokrome flade. Det ser ud til, at der kan have været konkurrerende løsninger i EM-algoritmen, hvorfra algoritmen havde svært ved at konvergerer mod et korrekt resultat. Det faktum, at det er en ideel monokrom flade, kan have givet anledning til fejlen.

Ved den spektrale opløsning kan der konkluderes, at der er en stor sammenhæng mellem algoritmens evne til at opløse den estimerede kubes spektralt og størrelsen af det objekt, der køres gennem systemet. Et objekt, der fylder hele kuben, har kun seks opløselige spektrale bånd. En lille prik har 150 og sandsynligvis endnu flere spektrale bånd.



Figur 6.7: Forsøg med datakuber med en monokrom prik på 405 nm med forskellige rummelige placeringer.

Ved store rummelige bredspektrede objekter opstår der derudover oscillationer i spektrummet kombineret med få men kraftige toppe. Generelt kan der siges, at jo større objektet der køres gennem systemet er, desto dårligere blive algoritmens evne til at give højtopløselige og pålidelig resultater.

Overraskende ser det ud til, at den rummelige position i datakuben ikke har en betydelig indflydelse på den spektrale opløsningsevne, på trods af at der her er færre voxel der overlapper og derved konkurrerer om de samme pixel i diffraktionsmønsteret.

Derudover peger resultaterne fra den modulerede datakube på, at algoritmen er i stand til at rekonstruere mere komplekse spektrale strukturer, der ikke let kan observeres i diffraktionsmønsteret.

Konklusionen er, det er umuligt at karakterisere systemet ved at bestemme systemets evne til at op løse et antal spektrale bånd, som defineret i problemformuleringen i kapitel 1.1. Ideelt bør det i stedet angives som en sammenhængen mellem den rummelige størrelse af det objekt, der ønskes spektralt op løst, og antallet af spektrale bånd, der kan op løses.

Nu hvor databehandlingen er defineret og karakteriseret, kan den afprøves på det fysiske system.

7 Kalibrering af systemet

I dette kapitel vil der være en hurtig gennemgang af hvordan det optiske system kalibreres. Der vil også være en kort beskrivelse af, hvordan billedsensoren normeres, så der er taget højde for dens respons. Til sidst vil der være en gennemgang af fejlkilderne for kalibreringen, og en diskussion af mulige forbedringer.

7.1 Kalibreringsmetode for CTIS-opstillingen

Når systemet er indstillet så gitre og blænde står rigtigt i forhold til hinanden, skal systemet kalibreres.

For at skaffe data til kalibrering af \mathbf{H} -matricen, er det nødvendigt at finde placeringen af de rumlige og spektrale yderpunkter. Det blev i dette projekt gjort med en monokromator og en hjemmelavet kalibreringsplade. En tegning af kalibreringspladen kan findes i bilag G.

Den brugte monokromator er lavet med en halogenlampe som basis, og med et diffraktionsgitter til at udvælge de ønskede bølgelængder. På den måde er det muligt at få et smalt spektrum ud. Lyset fra monokromatoren ledes ud gennem en tynd fiber, der sørger for, at den rumlige størrelse af monokromatoren ikke er så stor.

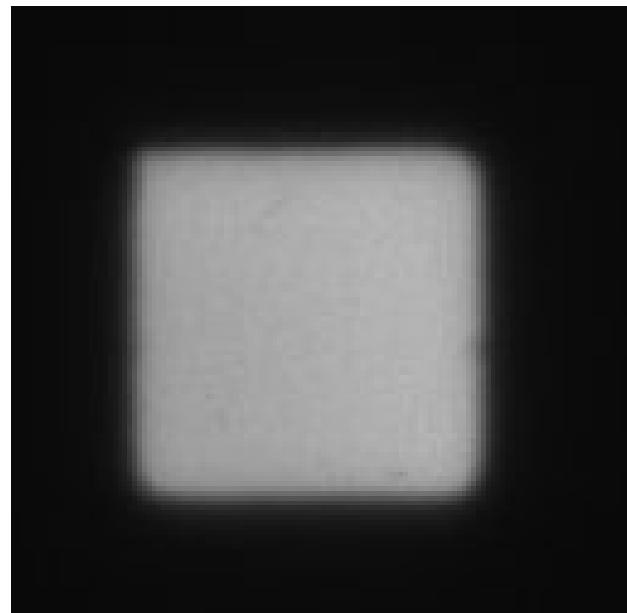
Ved at placere monokromatoren i de fire huller i kalibreringspladen der ligger mest yderligt på billedet, og justere til nogle bølgelængder, der udgrænser hele det ønskede spektrum, er det muligt at finde yderpositionerne for diffraktionen. Se figur 7.4 og 7.1.



Figur 7.1: 1. ordens diffraktion og 0. orden af mokromatoren sat til 700 nm.

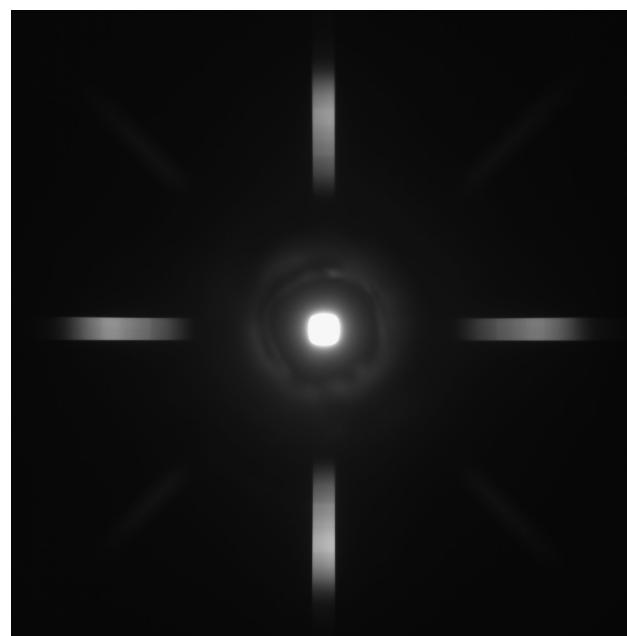
I kalibreringen af dette projekts system, blev der brugt fem kalibrerings bølgelængder 400, 475, 550, 625 og 700 nm og fire kalibreringsplaceringer der ligger mest muligt yderligt i billedet. Ved at tage billeder af alle bølgelængder og punkter kan placeringen af diffraktionerne interpoleres, så der er data om placeringen af alle bølgelængder. Se kapitel 5.2.2.

Når punkterne for de forskellige bølgelængder og placeringer er fundet, skal størrelsen af 0. orden også findes. Dette kan gøres ved at tage et billede af en hvid skærm. På den måde fremstår omridset af 0. orden tydeligt så længe eksponeringen er korrekt. Dette er vist i figur 7.2.

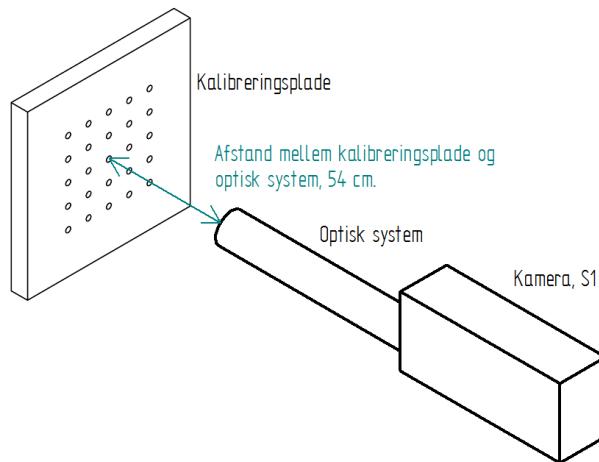


Figur 7.2: 0. orden af en hvid skærm, som bruges til at bestemme 0. ordens størrelse og placering på kameraet.

Efter størrelsen af 0. orden er fundet, justeres eksponeringen, så diffraktionen af billedet fremstår tydeligt. Se figur 7.3. Dette gøres så det er muligt at finde 0. og 1. orden og fjerne resten af billedet, da det ikke indeholder brugbar information.



Figur 7.3: Diffraktionen af et billede af en hvid skærm. Målingen skal bruges til at finde ud af hvordan billeder skal klippes til.

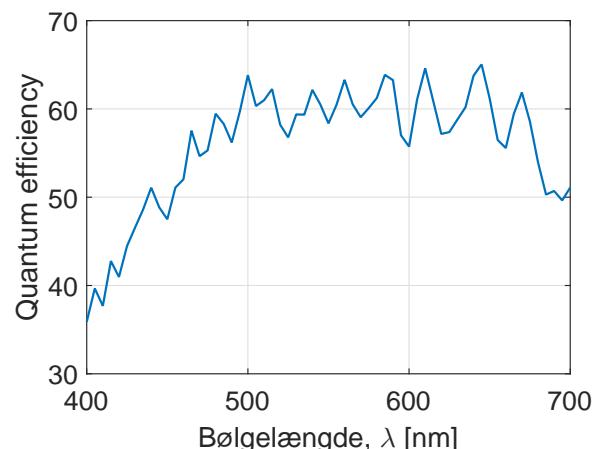


Figur 7.4: Opstillingen af kalibreringssystemet

7.2 Korrektion for billedsensorens respons

Billedsensoren har ikke en jævn respons på tværs af CTIS opstillingens spektrale arbejdsområde. Dette vil have en betydelig indflydelse på måleresultaterne. I dette afsnit beskrives kort hvordan denne fejl korrigeres under databehandlingen.

Newtec har i forvejen måledata for billedsensorens respons. Disse er vist på figur 7.5. Som det kan ses på grafen falder billedsensorens respons betragteligt omkring 400 nm..



Figur 7.5: Grafen viser billedsensorens respons i CTIS systemets spektrale arbejdsmålinger. 'Quantum efficiency' er et udtryk for billedsensorens sensitivitet ved en given bølgelængde λ .

Det eneste sted under databehandlingen hvor der kan korrigeres for responsen, er efter kuben er blevet defineret. Før da kendes ingen spektrale detaljer omkring målingerne. Det er heller ikke muligt at normere målingerne fra diffrafaktion i selve diffractionsmønsteret, da diffrafaktionen ved forskellige bølgelængder overlapper hinanden, som vist på figur 5.5.

Det er muligt at forstille sig, da datakuben kun er et estimat og derfor har en indbygget usikkerhed, at dette ikke vil give en helt korrekt normering af spektrummet. Men da der ikke ses andre muligheder, normeres datakuben efter målingerne af billedsensorens respons.

7.3 Fejlkilder under kalibrering

For at kalibrere systemet perfekt kræver det mange forhold, der er svære eller umulige at opnå fuldstændigt. Disse fejlkilder vil give en anledning til fejl i databehandling senere og giver derfor et dårligere samlet resultat. Derfor er det forsøgt at finde og mindske fejlkilderne.

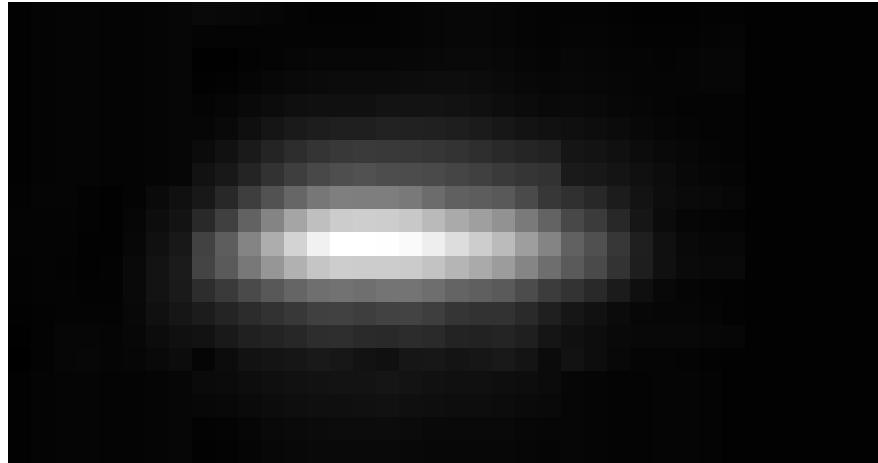
Der er i opstillingen brugt en monokromator til at kalibrere efter. Selvom monokromatoren har et meget smalt spektrum, så er det ikke helt monokromt, hvilket vil give en udtværing spektralt der ikke ønskes. Når det er sagt, så er spektrets bredde så smalt, at der formentligt ikke er den største fejlkilde. Til gengæld er det muligt, at selve det optiske systems opløsningsgrad kan være det største faktor.

Monokromatoren har den anden ulempe i forhold til den teoretiske opstilling, at den ikke er en perfekt punktkilde. For at få den perfekte kalibrering skal der helst ikke være en rumlig udstrækning, der fylder mere end en enkelt pixel. I tilfældet med monokromatoren ser der ud til at være en rumlig udstrækning, der fylder flere pixels, som umiddelbart vil give en usikkerhed i placering. Se figur 7.6.

Kalibreringspladen er designet, så hullerne i den burde falde i ekstremerne af 0. ordens billede. Desværre har der være problemer med få nok intensitet igennem ved 0. ordens absolutte yderpunkter. Det betyder at vi ikke har kalibreret efter den maksimale billedestørrelse, hvilket kunne give problemer når der skal analyseres de dele af billede der ligger helt i udkanten.

En blanding af svag intensitet fra monokromatoren og en dårlig ydeevne fra billedsensoren, har givet problemer i det blå område. Selvom systemet er designet til at håndtere lys fra 400-700 nm, er det ikke responsivt i det blå område. Da monokromatoren er baseret på en halogenlampe, har den heller ikke en lige stor intensitet i hele det synlige område. De to dele har resulteret i at det har været svært at få nok intensitet igennem systemet til at se monokromatoren under 450 nm. Uover det problem det skaber for kalibreringen, er det selvfølgelig et problem generelt hvis man ønsker at bruge system, til at arbejde i området under 450 nm.

Når billedeerne af kalibreringenstesten bruges, er der en mulighed for en usikkerhed i placering. Da prikken fra monokromatoren er udstrukket i diffractionen, er det svært at lave et objektivt valg af hvilken pixel der skal repræsentere den givne bølgelængde. Se figur 7.6.



Figur 7.6: Diffraktion af 700 nm lys. Der er forstørret indtil pixeleringen af prikken er tydelig.

8 Karakterisering af systemet

I dette kapitel er det forsøgt at lave en karakterisering af systemet ydeevne. Da der ikke er nogen industristandard for CTIS karakterisering, har det taget tid og flere forsøg at finde ud af hvordan det gøres bedst. Karakteriseringen er for det meste delt op i spektral og rumlig opløsning. Denne tilgang til karakterisering virkede som den oplagte måde at gøre det an på, og det tit sådan kommercielle løsninger står karakteriseret. Problemet er, at man ikke kan karakterisere CTIS ud fra et fast måltal i den spektrale dimension uden at sige noget om den rumlige samtidig, og omvendt. Måden ville være som i kapitel 6. I det kapitel estimeres der en spektralopløsning ved både en punktkilde og en fuldt belyst flade. Da data i dette kapitel er taget før det gik op for os, er det ikke blevet gjort sådan.

8.1 Transmissionseffektivitet for diffraktionsgitteret

I dette afsnit laves der en grov undersøgelse for diffraktionsgitterets transmissionseffektivitet. Dette er særlig relevant, da det brugte gitter er et billigt plastikgitter, og kvaliteten af den har været en stor bekymring igennem hele forløbet. Undersøgelsen er grov, fordi den tager udgangspunkt i målinger, der tages med CTIS systemet. Der er ikke lavet decidedede forsøg kun med gitteret. Ud fra disse målinger fortages der optimeringer til databehandlingen.

8.1.1 Beregning af Transmissionseffektivitet

Der antages at alt lys der transmitteres gennem gitteret rammer de fem projektioner, der i forvejen bruges til databehandlingen af datakuben. Antagelsen er rimelig, da de skrå projektioner samt diffraktion af højere ordener ikke har været mulig at observer uden at skrue kraftigt op for eksponeringstider.

Transmissionseffektiviteten estimeres ved at tage summen af pixel i en enkel projektion divideret med summen af i alle fem projektioner, nemlig

$$\text{Transmissionseffektivitet af projektion} = \frac{\text{sum(Den valgte projektion)}}{\text{sum(Alle andre projektioner)}} . \quad (8.1)$$

8.1.2 Forsøgsopstilling og fremgangsmåde

Til estimering af transmissionseffektiviteten bruges en måling taget med en 741 lumen Philips Tornado sparepære belyst på den hvide RESTAN plade. Der tages et 16-bit billede med CTIS opstillingen, hvor eksponeringstiden skaleres til at 0. orden netop ikke går i mætning. Under databehandlingen fjernes støjgulvet for hele billedet (hvorfor og hvordan det gøres er forklaret i kapitel 9.1), hvorefter de 5 projektioner fra diffraktionen summeres hver for sig og effektiviteten bestemmes ud fra ligning (8.1).

Valget af sparepæren er ikke optimalt, grundet dens meget diskrete spektrum.

8.1.3 Resultat

Transmissionseffektiviteten for hver enkel projektion er vist i tabel 8.1.

Tabel 8.1: Resultat fra måling af diffraktionsgitterets transmissionseffektivitet.

Projektion	Sum	Transmissionseffektivitet
0. orden	4054	0,798
1. orden, venstre	255	0,050
1. orden, højre	166	0,033
1. orden, top	266	0,052
1. orden, bund	341	0,067

8.1.4 Diskussion af resultat

Som forventet har gitteret ikke en optimal transmissionseffektivitet i 1. ordens diffraktion. Transmissionseffektivitet er så lav sammenlignet med 0. orden, at det kan være svært at få nogen pålidelig data til databehandlingen. Løsningen må være at lade 1. ordens diffraktion få en meget højeres eksponeringstid end 0. orden. Dette kan gøres ved at tage to billeder med to forskellige eksponeringstider, som derefter klippes sammen, så der opnås en fuld eksponering både i 0. og 1. orden. Denne løsning bruges til databehandling fremover.

Hvad der også er interessant er den kraftige variation af transmissionseffektivitet ved de fire 1. ordens projektioner. Dette kan muligvis være et resultat af at gitteret består af to endimensionelle gitre sat sammen. Det kan også være en indikator for, at dele af det optiske system ikke står helt på linje med den optiske akse. Ud fra disse skaleringsforskelle tages der derfor en beslutning under databehandlingen. De 5 projektioner normeres så summen i alle fem projektioner er ens.

Ud fra de sidste optimeringer er systemet derfor nu klar til de første rigtige spektrale forsøg.

8.2 Rumlig opløsning

Da CTIS er en snapshot hyperspektral teknik, så har hver måling en rumlig dimension. Derfor vil opløsningen af de rumlige dimensioner blive undersøgt i dette afsnit. Der er ved projektets start opstillet en forhåbning om at få en rumlig opløsning, der er høj nok til at kunne genkende en kartoffel.

8.2.1 Fremgangsmåde

For at have en ordentlig karakterisering er det vigtigt at bestemme systemets rumlige opløsning. Måden det er gjort på er ved se på opløsning af striber papir, da det er en let tilgængelig metode. Det indebærer selvfølgelig visse usikkerheder som er gennemgået senere i afsnittet. Alle opløsninger er angivet i reel fysisk størrelse af strengen, og er taget på 54 cm afstand for kunne bruge samme opstilling som ved kalibrering. Se figur 7.4.

Den rumlige opløsning er bestemt både ved forskellige dele af det synlige spektrum og det samlede synlige spektrum, for at sikre at opløsningen ikke er lavere nogen steder end andre. Til det formål er der brugt nogle filtre. En normeret transmissionskurve for filtrene kan findes i bilagene D, B og C.

Da forsøget er lavet med almindelige udprint, er der printet en sort-reference, der giver

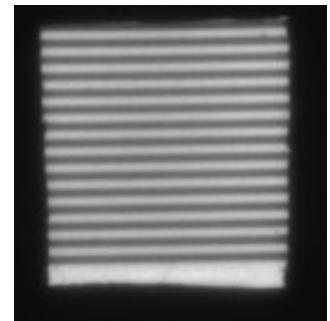
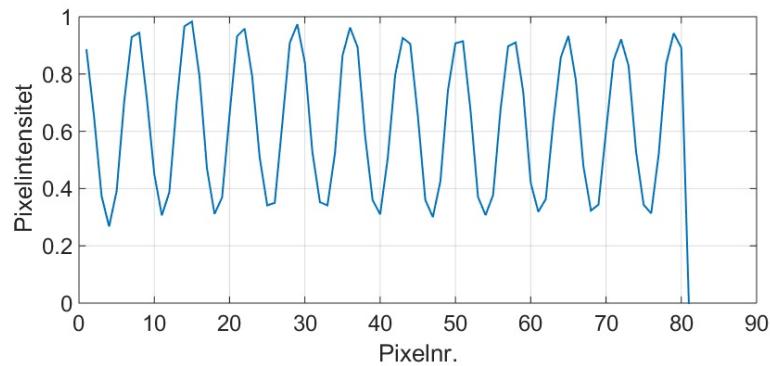
intensiteten på hvad sort og hvid er i forsøget. Data fra forsøget er herefter sat så 0 svarer til sort på den printede sort-reference

Billedet regnes for at være opløst når den fulde bredde ved halvdelen af den maksimale intensitet ikke overlapper med hinanden. For at gøre det lettere at aflæse graferne er alle intensiteter en normering af billedet gråtoneværdi. Det vil sige at hvidt papir er 1 og printersort er 0.

Alle målinger taget for det samme spektrum er taget med samme eksponeringstid.

8.2.2 Rumlig opløsning ved hvidt spektrum

Den rumlige opløsning for det samlede synlige spektrum ligger et sted mellem tre og fire mm på 54 cm afstand. Der er ikke helt tre mm opløsning og da opløsningstesten kun er taget ved et mm skridt størrelse er systemet bestemt til fire mm rumlig opløsning. Det kan dog ses fra figur 8.1 er der måske mulighed for at opnå lidt mindre detaljer end fire mm, da stregerne er meget skarpt defineret.



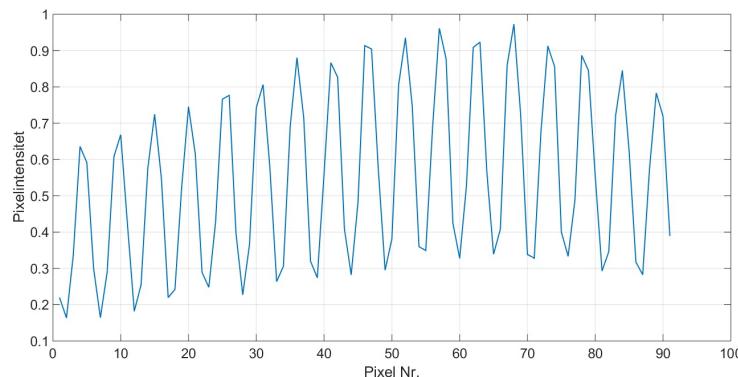
(a) Graf over den normerede pixelintensitet for et 0. ordens billede af linjer med fire mm tykkelse.

(b) 0. ordens billede af af linjer med fire mm tykkelse.

Figur 8.1: Her ses fire mm's linjetykkelse ved hele det synlige spektrum gennem kameraet

8.2.3 Rumlig opløsning ved blåt spektrum

Den rumlige opløsning i den blå del af spektret er bestemt til tre mm, som det kan ses på figur 8.2. Det kan måske være muligt at opnå ting mellem to til tre mm. For at undersøge opløsning i den blå del af spektret er der brugt et blåt filter. Se bilag D for en normeret graf over transmissions effektiviteten.



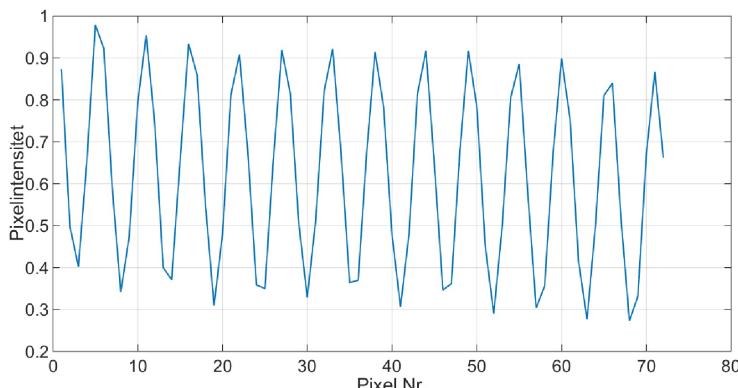
(a) Graf over den normerede pixelintensitet for et 0. ordens billede af linjer med tre mm tykkelse. Denne graf er for den blå del af spektret.

Figur 8.2: Her ses tre mm's linjetykkelse ved det blå del af spektret gennem kameraet.

8.2.4 Rumlig opløsning ved grønt spektrum

Den rumlige opløsning i den grønne del af spektret ligger mellem to og tre mm. Den ligger dog tæt på to mm da den næsten overholder kriterierne. Målingerne for to mm er ikke inkluderet. Grafen for tre mm kan ses på figur 8.3.

I denne del af forsøget er der blevet brugt et grønt filter. Se bilag B for en normeret graf over transmissions effektiviteten.



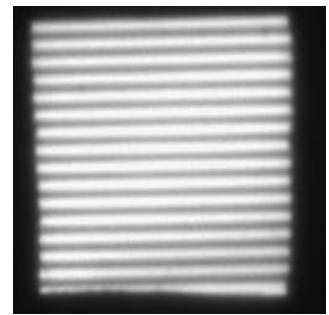
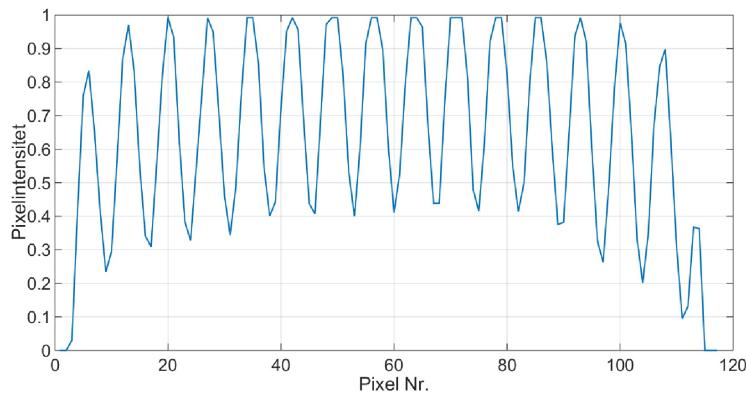
(a) Graf over den normerede pixelintensitet for et 0. ordens billede af linjer med tre mm tykkelse. Denne graf er ved den grønne del af spektret.

(b) 0. ordens billede af linjer med tre mm tykkelse. Dette billede er ved den grønne del af spektret.

Figur 8.3: Her ses tre mm's linjetykkelse ved den grønne del af spektret gennem kameraet.

8.2.5 Rumlig opløsning ved rødt spektrum

Den rumlige opløsning i den røde del af spektret ligger på fire mm som det kan ses af figur 8.4. I denne del af forsøget er der blevet brugt et rødt filter. Se bilag C for en normeret graf over transmissions effektiviteten.



(a) Graf over den normerede pixelintensitet for et 0. ordens billede af linjer med fire mm tykkelse. Denne graf er ved den røde del af spektret.

(b) 0. ordens billede af linjer med fire mm tykkelse. Dette billede er ved den røde del af spektret.

Figur 8.4: Her ses fire mm's linjetykkelse ved den røde del af spektret gennem kameraet.

Det røde spektrums rumlige opløsning tyder på, at det er den langbølgede del af spektret der begrænser den rumlige opløsning af systemet. Der er en smule overeksponering i billedet, men da det ikke er meget bruges data alligevel.

8.2.6 Fejkilder under rummelig karakterisering

Selvom denne simple opstilling giver et godt billede af størrelsesordenen af den rumlige opløsning er den ikke uden problemer.

Hele måden at vurdere opløsningen på er ikke optimal, da data kommer fra en linje i billedet der er valgt arbitraert. Det er forsøgt at ramme den samme linje både i kalibreringsbilledet og det målte billede, men det er ikke sikkert, at det er gjort helt præcist. Da lyskilden ikke spredter intensiteten helt uniformt over hele billedet, kan dette give problemer.

Efter målingerne blev lavet, er blændet skiftet ud, og systemet er blevet optimeret en smule. Der kan derfor være sket et skred i opløsningsevnen.

Da der blev sightet efter en opløsning, der er høj nok til at kunne genkende en kartoffel, anses fire mm på 54 cm's afstand at være tilstrækkeligt.

8.3 Spektral opløsning

Da CTIS også har en spektral dimension skal opløsningen af denne selvfølgelig også undersøges. Der er ved projektets start opstillet en forhåbning om at komme over seks spektrale bånd i området 400-700 nm. Det vil sige at den ønskede spektrale opløsninger fra start var 50 nm.

8.3.1 Fremgangsmåde

Målingerne af den spektrale opløsning er lavet med en monokromator. Ved at tage flere billeder med monokromatoren indstillet til forskellige bølgelængder, og kigge på det målte spektrum, er det muligt at finde den spektrale opløsning.

Den spektrale opløsning bliver regnet efter den mindste spektrale afstand som kan være mellem to prikker, og stadig undgå overlap af den fulde bredde ved den halve maksimale intensitet.

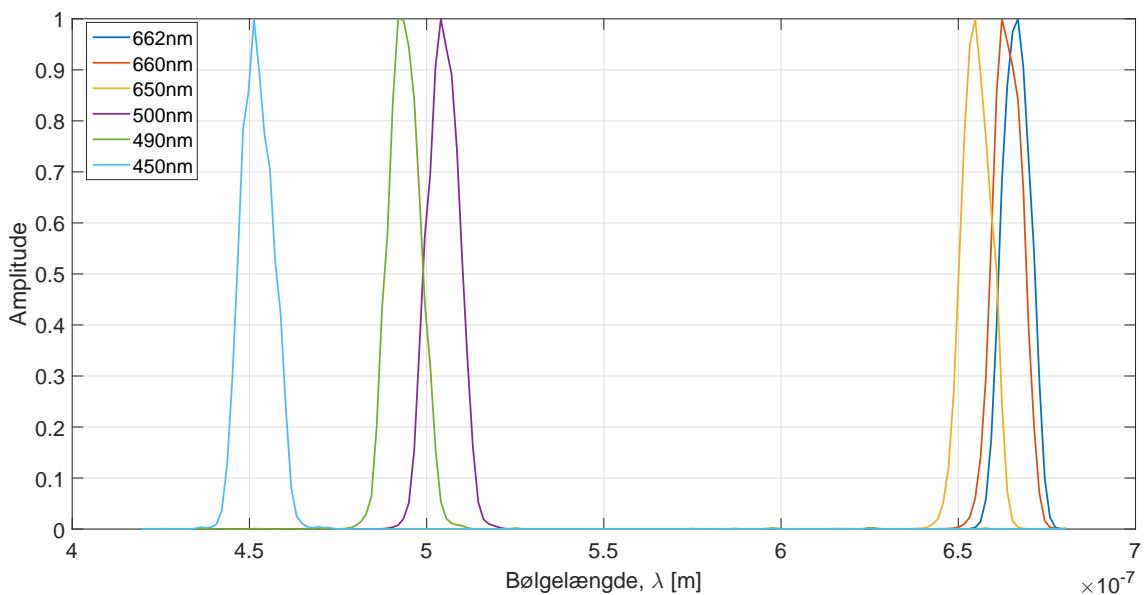
Den spektrale opløsning af systemet er et sammenspiel mellem den optiske del og den databehandlingsmæssige del af systemet. Det er derfor svært at bestemme helt præcist hvad den spektrale opløsning på hver af delene er.

8.3.2 Bestemmelse af opløsning

Den spektrale opløsning er målt i to forskellige områder af det brugte spektrum.

Som det kan ses på figur 8.5, er den spektrale opløsning ved 500 nm på ca. 10 nm. og ved 650 nm er opløsningen på ca. 12 nm.

Den spektrale opløsning er altså væsentligt højere end hvad forhåbningen var ved starten af projektet. Faktisk er opløsningen 4-5 gange bedre end forventet med 20-26 spektrale bånd i det benyttede område. Det er dog vigtigt at få sagt, at det ikke er muligt at skille rumlig og spektral opløsning helt ad i CTIS. Det vil sige at et spektral opløsning bestemt med en punktkilde ikke nødvendigvis er den effektive spektrale opløsning systemet kan levere for et objekt. Man kan altså sige at dette forsøg giver et bud på den bedste spektrale opløsning [10]. Disse pointer ses tydeligt demonstreret i kapitel 6, hvor den spektrale opløsning svinger mellem 6-150 bånd afhængigt af objektets størrelse.



Figur 8.5: Viser de målte bølgelængder fra monokromatoren, efter de har været igennem systemet.

9 Afprøvning af CTIS systemet

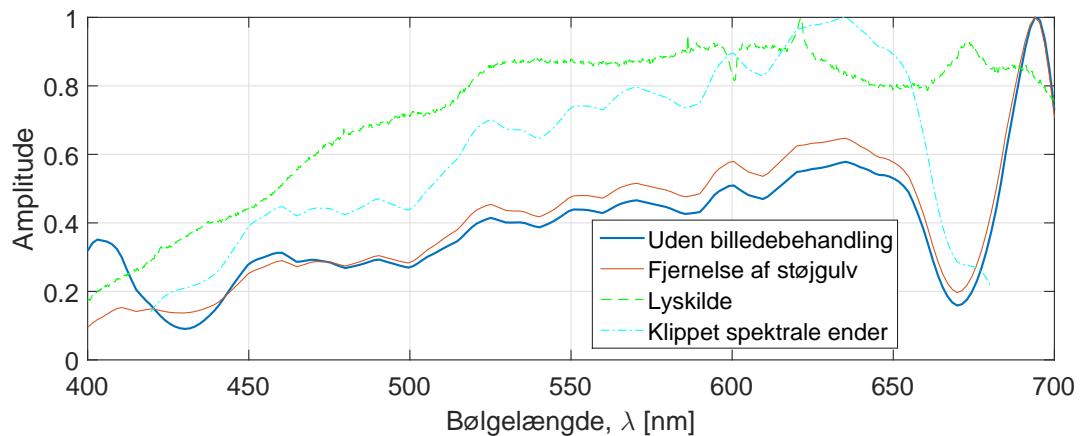
For at teste systemets ydeevne spektralt og rumligt samtidig, er kameraet blevet afprøvet på forskellige objekter. Der er blevet taget billeder af sparepærer, en colorchecker, samt et billede med både et rigtigt og et falsk øble. Formålet er at se kvaliteten af den hyperspektrale billedstruktur og se om der kan aflæses noget brugbart. Billederne er repræsenteret som et plot lavet i programmet Gerbil. Gerbil angiver altid bølgelængde ud af x-aksen og intensitet ud af y-aksen.

9.1 Hvidt printerpapir

Den første afprøvning er et simpelt stykke hvidt printerpapir, belyst af en halogenlyskilde. Formålet her er at se, hvordan systemet opfører sig, når hele billedet er belyst på tværs af hele den spektrale arbejdsområde.

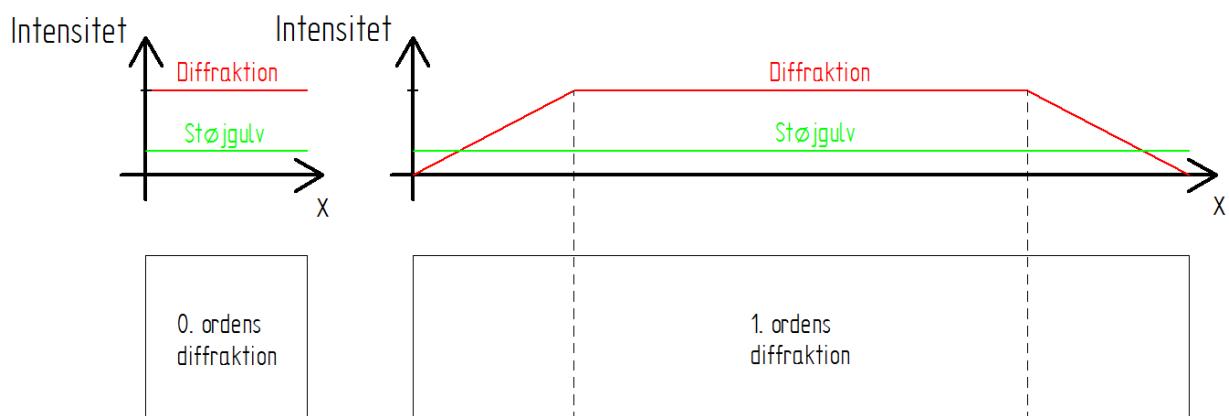
Der forventes, at spektrummet fra forsøget vil minde om spektrummet af en halogenlyskilde, men der vil være fejl i forhold til dette, da hvidt printerpapir ikke har en jævn reflektans gennem hele det synlige spektrum. Resultatet af spektrummet fra forsøget på det hvide printerpapir er vist i figur 9.1.

Der ses, at ved at gennemføre databehandlingsmetoden uden at lave nogen form for billedbehandling af diffraktionsmønsteret, resulterer i uventede toppe i begge ender af spektrummet.



Figur 9.1: Spektrum for forsøget med hvidt printerpapir. Den blå streg er spektrum for kuben, uden der er fortaget billedebehandling af diffraktionsmønsteret. Den orange er spektrum for kuben, hvor støjgulvet i kameraet er fjernet. Den stiplede lyseblå er spektrum, hvor støjgulvet er fjernet og enderne af spektrummet er klippet fra. Lyskildens spektrum er vist i den grønne stiplede streg. Der er ikke korrigeret for lyskilden.

Ved at analysere diffraktionsmønsteret for dette, ses at der er et relativt højt støjgulv i billedet. Dette resulterer i, at især enderne af 1. ordens diffraktion får en alt for høj eksponering, i forhold til hvad der forventes. Dette er illustreret i figur 9.2. Da der kun er få antal voxel, der overlapper pixlerne i enderne, vil de korresponderende voxel derfor få en stor vægtning i datakuben. Derved kan de spektrale toppe i enden opstå.



Figur 9.2: Illustrerer problematikken ved et støjgulv. Den røde streg viser fordelingen af intensitet i diffraktionsmønsteret for et perfekt hvidt billede. Den grønne streg viser støjgulvet, der hæver intensiteten i hele spektrummet.

Ved at udnytte det faktum, at langt de færreste pixel i kameraet er belyst af diffraktionsmønsteret, fjernes støjgulvet ved at trække en værdi fra hele kamereraet svarende til 0,85 kvantil af alle intensiteter af pixlerne i kameraet. Resultatet af dette er vist med den orange streg i figur 9.1. Her er toppen omkring 400nm fjernet, men den plager stadig spektrummet omkring 700nm. Forklaring her kan være, siden der ikke er placeret et decideret filter i det

optiske system, kan der være svage mængder af lys fra diffraktion af længere bølgelængder, der fanges af kameraet.

Siden de sidste problemer i spektrummet ikke umiddelbart kan løses gennem databehandlingen, vælges der i stedet at klippe de spektrale ender fra efter databehandlingen. Det nye spektrum bliver derved 420 - 680 nm. Resultatet af dette kan ligeledes ses på figur 9.1. Der er stadig problemer i den lange ende er spektralret, men resultatet passer nogenlunde overens med lyskildens fordeling. I resten af forsøgene bruges nu samme måde at klippe og behandle dataerne.

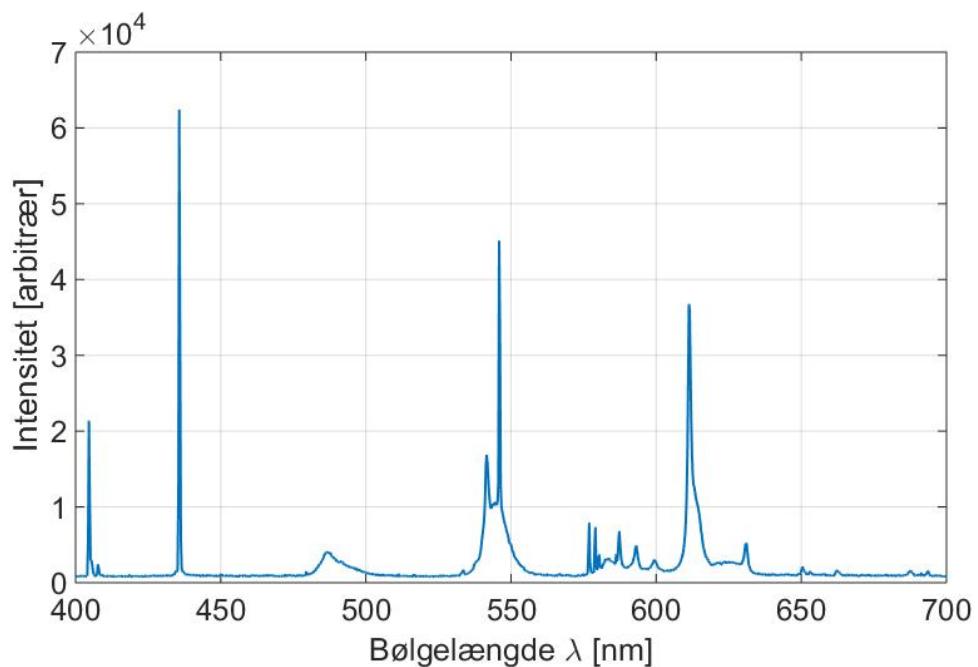
9.2 Sparepære

Sparepære har gennem årene fået meget kritik for at være ubehagelige lyskilder. Det skyldes deres diskrete spektrale emission, som har tendens til at være irriterende som husbelysning. De billige sparepære er dog en god måde at teste det byggede system, da intensiteten fra pæren falder som meget diskrete toppe ved bestemte bølgelængder, som gør det let at se om data kommer rigtigt ud i den anden ende. Derfor har der blevet taget billeder af denne type lyskilde for at se hvad data systemet giver for den.

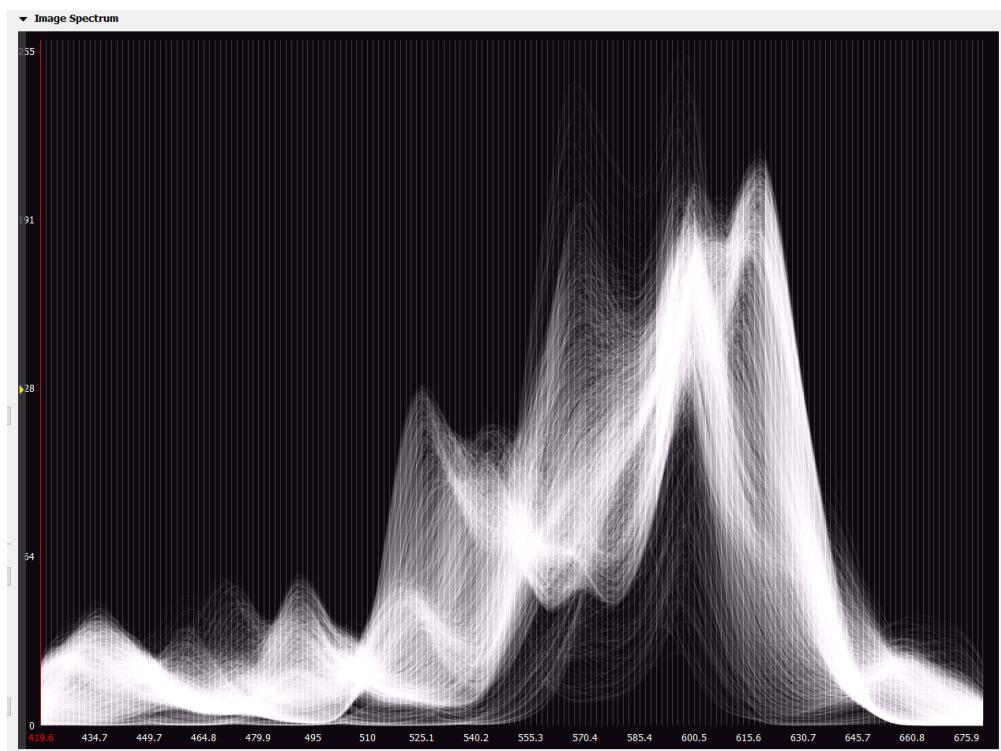
For at have noget at holde det endelige CTIS resultat op imod, er det blevet lavet en måling med en kommercial punktprobe spektrograf af en 741 lumen Phillips tornado sparepære vist på figur 9.3. Som det kan ses af spektret, har den tre markante toppe ved bølgelængderne 435, 545 og 611 nm. Det er de tre toppe, der ønskes genskabt i CTIS-system.

Som det kan ses på figur 9.4, så er det ikke helt det samme spektrum, der er gengivet i CTIS systemet. For det første er det ikke nær så diskret, som den burde være, med en general høj intensitet fra 525 nm til omkring 630 nm. Derudover er der en del toppe, hvor mange af dem ikke er ønskede. Det ser ud til at der kunne være problemer med at få ordentlig data ud.

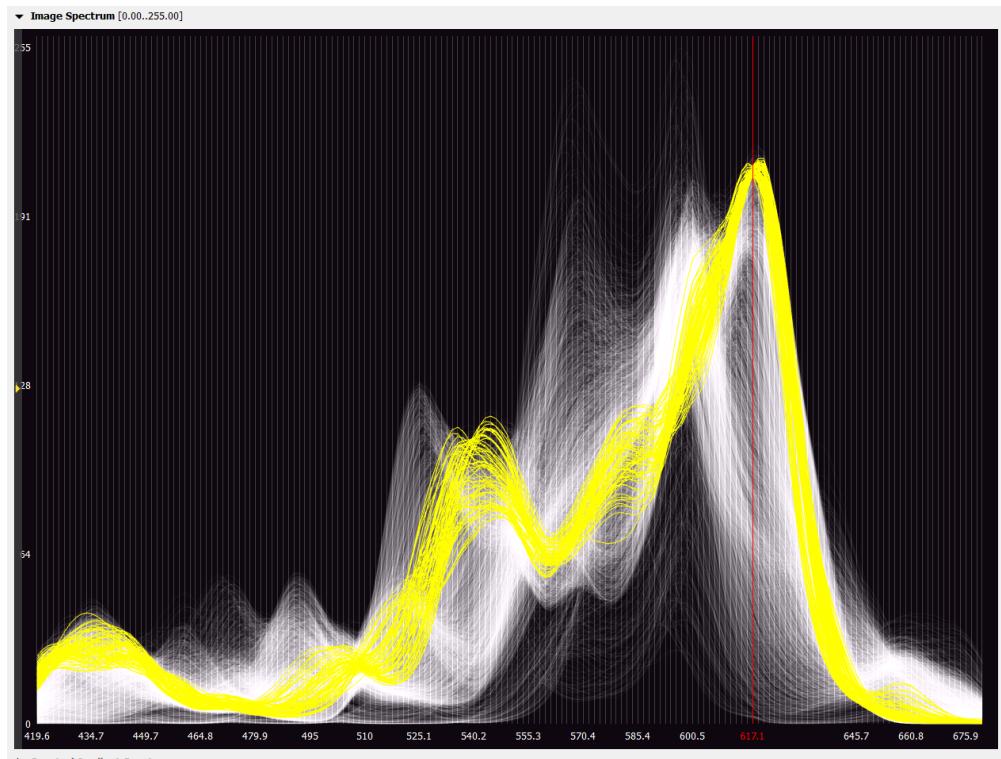
Hvis man udvælger nogle spektrale data for bestemte pixel, ser der ud til at tegne sig et bedre billede. Pixlerne på figur 9.5 er valgt, så det er dem med den højeste intensitet ved 617 nm, der er tæt på de 611 nm målt med proben, der er optegnet med gult. Det ser ud til at disse pixels nogenlunde viser de peaks der forventes, så længe man ser bort fra at de ikke er så diskrete. Man kan se, når man roder lidt rundt med Gerbil, at alle pixels har tre peaks, men at de ligger forskelligt alt efter hvorfra i billedet, pixlerne er. Dette kunne tyde på, at der er en rumlig fejl i systemet, der giver noget spektral forvirring.



Figur 9.3: Spektret fra den brugte sparepære. Målinger taget med en høj kvalitets kommersiel spektrograf.



Figur 9.4: Gerbil-plot af sparepærrens spektrum. Intensitet er ud af y-aksen og bølgelængde på x-aksen.



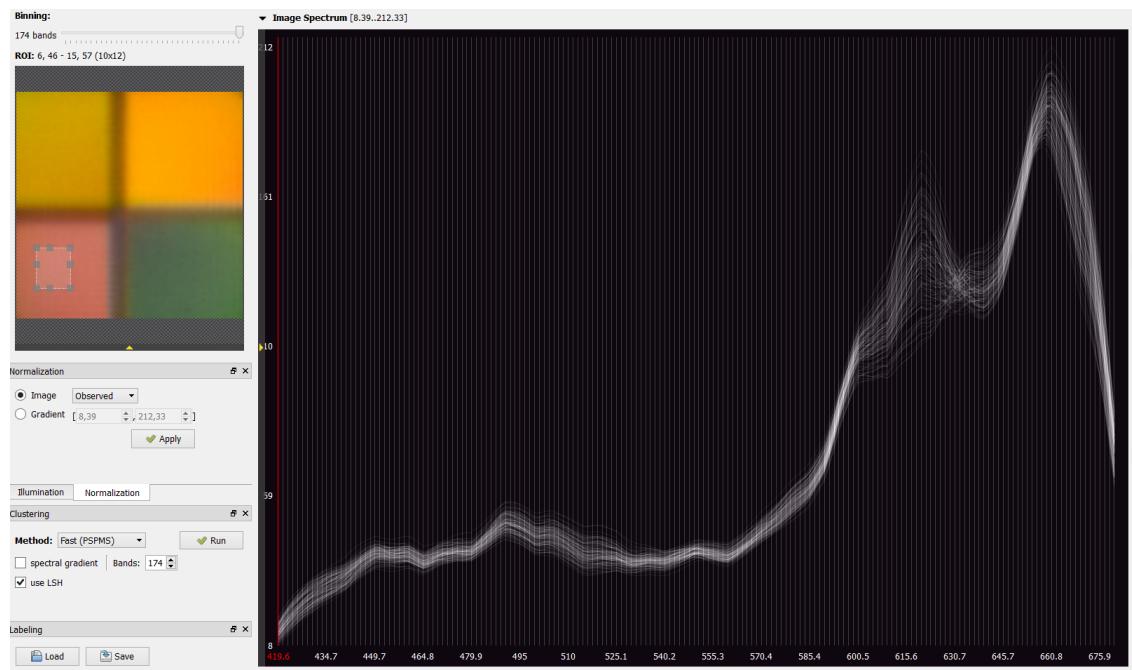
Figur 9.5: Spektret af sparepæren for de pixel der har den højeste intensitet ved 617 nm, optegnet i det samlede spektrum med gult.

9.3 Colorchecker

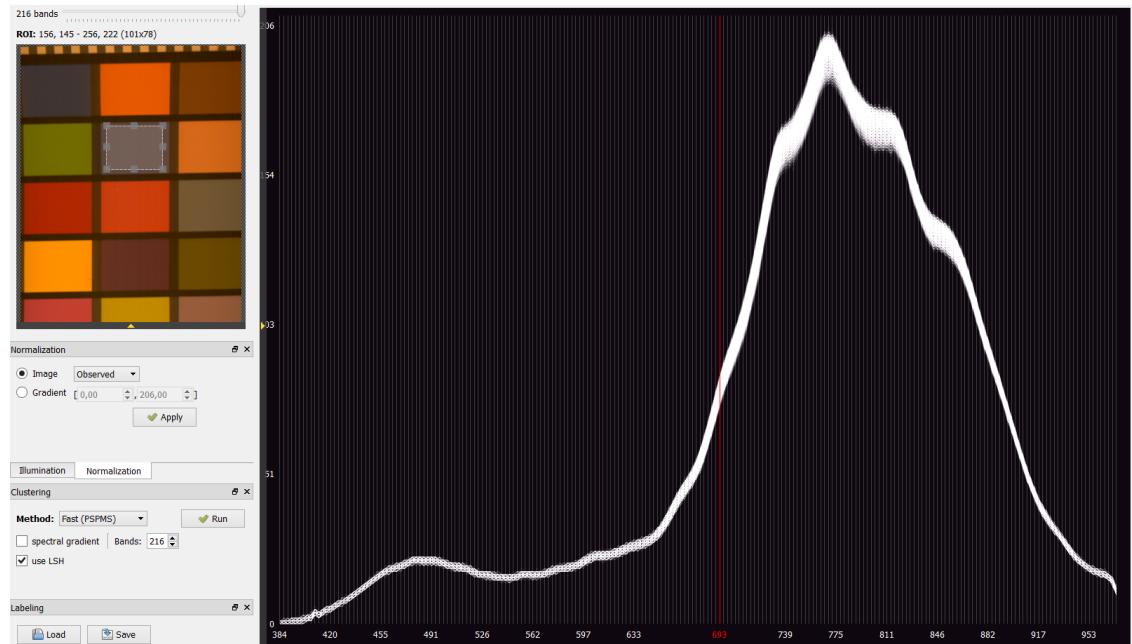
En colorchecker er en farveplade, hvor en masse firkanter med forskelligt absorptionsspektrum er placeret ved siden af hinanden. De bruges normalt til at kalibrere kameraer efter. Colorcheckeren er en kendt størrelse, og derfor er den god til at teste kvaliteten af det byggede system. Derudover er der hyperspektral data for den brugte colorchecker til rådighed, som kan bruges til sammenligning af resultater. Den hyperspektrale datastruktur som bruges til sammenligning af resultater stammer fra Newtec's Lis-T, som er en Push-broom hyperspektral skanner. Data der sammenlignes med, går helt op i det infrarøde, som ligger uden for dette projekt, og der skal derfor tages højde for, at CTIS grafen ikke giver data i det område.

Som man kan se på figur 9.6 og figur 9.7, ser det ud til, at der er mere intensitet i det nærfiltrerende og infrarøde, end der er i det blå område. Lis-T har en peak 490 nm og CTIS har også et mindre peak i det område, men det ser ud til at være noget bedre opløst af Lis-T. Der er også et fald i intensitet ved CTIS omkring 660 nm, som der ikke er ved Lis-T. Det er forholdsvis sikkert at den afvigelse er et problem hos CTIS og ikke Lis-T.

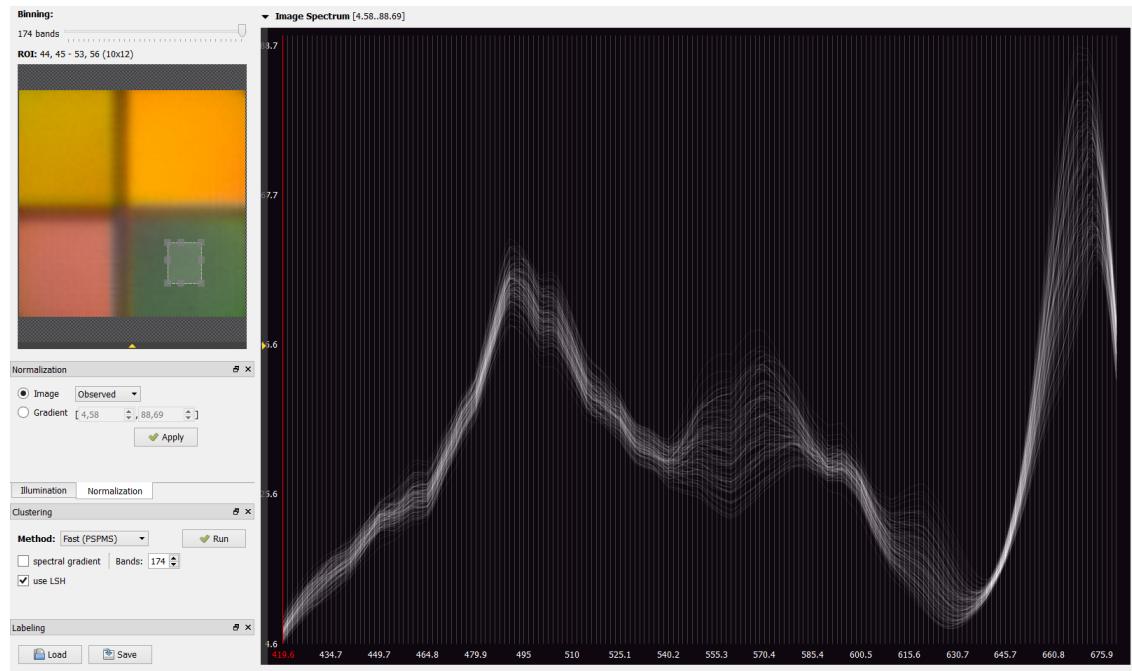
På figur 9.9 og 9.8 ses spektret for den samme grønne firkant. Det ser ud at begge spektre har samme features, men de ligger ikke ved de helt samme bølgelængder. Det ser ud til at de features der ses på spektret for Lis-T er blå-forsudt med 40-50 nm på CTIS.



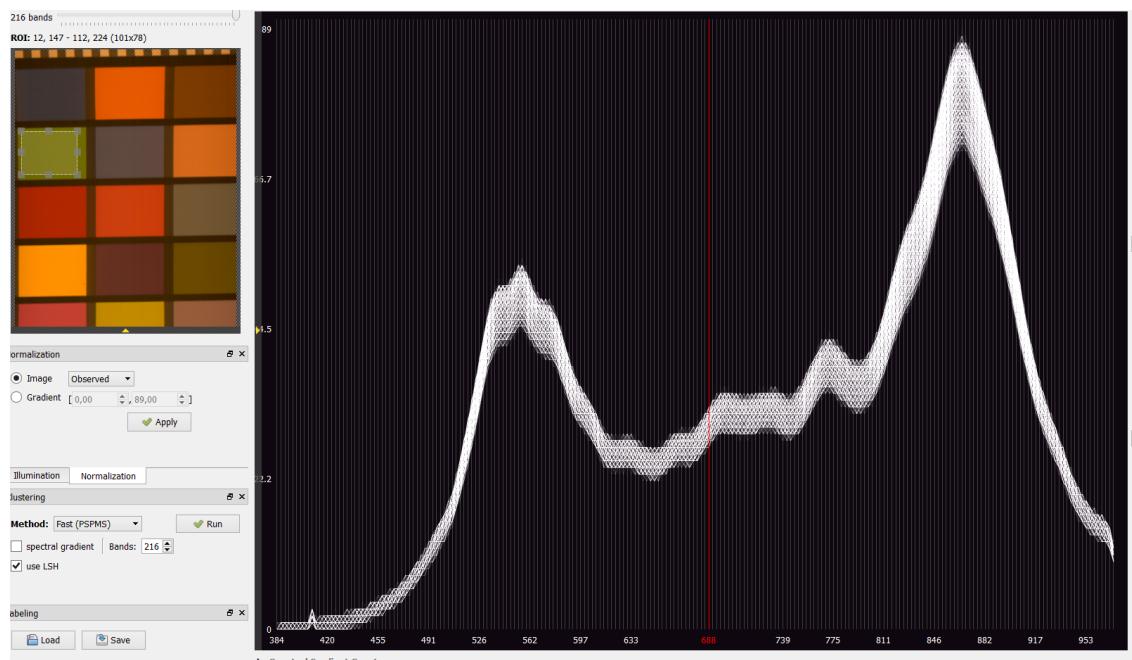
Figur 9.6: Spektret for en blå firkant på colorchekeren, taget med CTIS. Gerbil har problemer med at aflæse den som blå i RGB, da der er højere intensitet i det nær-infrarøde. Yderst til venstre for grafen er den del af billedet, som der er vist en graf for.



Figur 9.7: Spektret for en blå firkant på colorchekeren, taget med Lis-T. Yderst til venstre for grafen er den del af billedet, som der er vist en graf for.



Figur 9.8: Spektret for en grønne firkant på colorchekeren, taget med CTIS. Yderst til venstre for grafen er den del af billedet, som der er vist en graf for.



Figur 9.9: Spektret for en grønne firkant på colorchekeren, taget med Lis-T. Yderst til venstre for grafen er den del af billedet, som der er vist en graf for.

9.4 Frugt og grønt

Da projektet er lavet i samarbejde med Newtec, der arbejder med sortering af frugt og grønt, er der selvfølgelig også taget billeder af det. Der er blevet taget billeder af rigtig og falsk

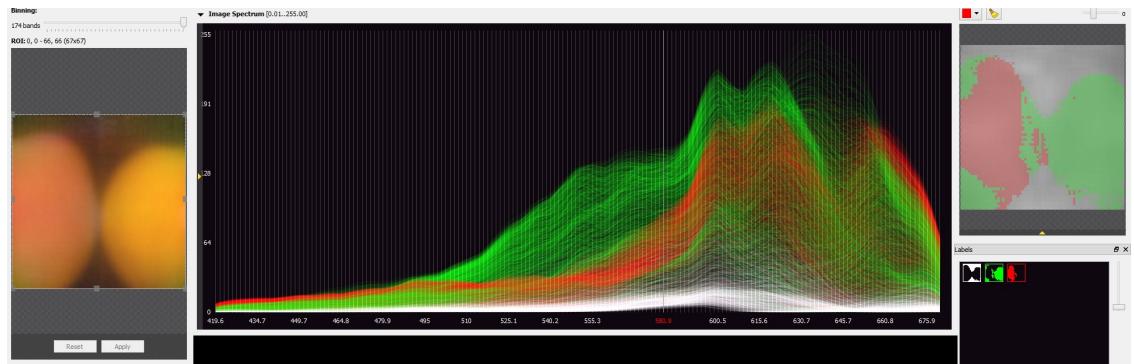
frugt sammen for at sammenligne deres spektre. Det skal nævnes, at den falske frugt ser yderst realistisk ud. Se figur 9.10.



Figur 9.10: Her ses to falske æbler til venstre og et rigtigt æble helt til højre i billedet.

På figur 9.11 ses et billede og spektrum for et falsk og et rigtigt æble. Da det er svært at sige ret meget om hvordan spektret præcist bør se ud, er denne undersøgelse mest for at se, om det er tydeligt at spektrene imellem de to er forskellige. Som det kan ses på figur 9.11, er den del af spektralgrafen, der er farvet grønt, meget bredere end det røde. Dette kan skyldes at det tilhører det ægte æble, hvor det er forventeligt, at spektret er bredere end det falske, hvor det ikke er gavnligt at til sætte farve, som ikke kan registreres i et RGB-kamera.

Hvis der blev lavet yderligere undersøgelser, ser det ud til, at det ville være muligt at sortere de to fra hinanden.



Figur 9.11: Billede af et rigtig og et falsk æble. Det ægte æble er det til højre på RGB billedet, hvilket betyder at dens spektrum er den del der er farvet grønt.

10 Diskussion

I dette kapitel diskutes resultaterne opnået igennem projektet. Der tages udgangspunkt i målene defineret i problemformuleringen i kapitel 1.1, men der kigges også på andre interessante observationer.

Opgavens helt store målsætning er at bygge og undersøge CTIS opstillingen. Dette er helt klart opnået. Resultaterne i kapitel 9 viser tydeligt, at systemet er i stand til at skabe hyperspektrale øjebliksbilleder af objekter. Dybere analyser af billederne viser også, at der er store plads til forbedringer.

I kravspecifikationen er arbejdsmrådet bestemt til at være i området 400 - 700 nm. Dette er desværre ikke helt opnået. Resultaterne fra databehandling i kapitel 9.1 peger på, at der akkumuleres store mængder fejl i de spektrale ender, som ligger på mindst 20 nm i hver ende af arbejdsmrådet. Skal systemet bruges i praksis vil de spektrale ender sandsynligvis være uden reel betydning.

Hvor problemet med fejlestimering i de spektrale ender, ikke er særligt markant i den kortbølget ende af spektrummet, er problemet stort i den langbølgede ende. Billedsensoren og halogenpæren fungerer meget godt i den langbølgede del af spektret. Siden der ikke sidder et decideret filter i systemet, der blokerer for lys med bølgelængder over 700 nm, er det muligt, at lys med tilstrækkelig intensitet skaber et diffraktionsmønster udover det forventede arbejdsmåde. Selvom optikken i forvejen dæmper bølger på over 700 nm, er det muligt, at der ikke dæmpes nok uden et filter. Hvis der blev brugt et filter ville problemet sandsynligvis blevet mindre.

Databehandlingen, hvor der tages udgangspunkt i EM-algoritment, lader til at give brugbare resultater. Behandlingstiden var en af de store bekymringer. Det tog i den artikel vi brugte som udgangspunkt, 11 minutter på en 16 kernet AMD Opteron 2GHz system [4]. Vores system udfører en tilsvarende beregning på $\sim 0,8$ sekunder på en 4-kernet Intel i5-4590 på 3,3GHz. I begge tilfælde er programmet kørt i MATLAB, hvilket betyder, at der sandsynligvis kan opnås meget bedre hastigheder, hvis algoritmen kodes i andre programmeringssprog af en specialist. Konklusionen på dette må være, at behandlingstiden alligevel ikke er noget, der skal bekymres for ved den brugte databehandlingsmetode. Den hurtige hastighed åbner også muligheden for at lave et CTIS videokamerasystem.

Antallet af spektrale bånd i området 420 - 680 nm er estimeret til 20 - 26 bånd for en punktkilde, hvilket er langt over det, der oprindeligt er sightet efter. De 20 bånd er estimeret ud fra den langbølget del af arbejdsmrådet hvorimod de 26 bånd er estimeret ud fra den kortbølget del. Der ser ud til at være en sammenhæng mellem CTIS evne til at opløse

billedet spektralt og bølgelængden af lyset. Et bud på årsagen til denne opførsel kan ligge i ulineariteten af diffraktionen, som vist i ligning (3.13). Ved de lange bølger strækkes billedet betydeligt på grund af ulineariteten af diffraktionsgitteret. Der er derfor et større overlap mellem de enkelte voxel defineret i datakuben ude i den langbølget del af diffraktionen. Dette kan gøre det sværere at opløse lyset spektralt. Der kan derfor være grund til, at der bør bruges et gitter med færre antal linjer/mm, for derved at blive i arcussinus' lineære område. Til gengæld vil færre linjer/mm forværre gitterets evne til at opløse et billede spektralt (se kapitel 3.1), så det er noget, der er værd at undersøge nærmere.

Ved at analyser datakuberne fra de forskellige forsøg, er der nogle spektrale fejl, der går igen ved dem alle sammen (se for eksempel kapitel 9.2). Forsøgene har vist, at fine detaljer i spektrummet godt kan opløses i CTIS systemet. Dog viser det sig, at dele af spektrummet forskydes afhængigt af hvilken rummelig koordinat der undersøges i datakuben. Det resulterer i en mere rodet og sammenblandet spektrum for datakuben, som kan få den faktiske antal bånd til at virke lavere, end den er målt til i kapitel 8.3. Den mest åbenlyse forklaring ligger i, at systemet ikke er helt optimalt kalibreret. Det er også muligt, at der her observeres mangler i EM-algoritmen. Den statistiske mest sandsynlige estimat af kuben er ikke nødvendigvis den rigtige estimat som beskrevet i kapitel 4.2.1. Der er blevet brugt meget tid på at prøve og få det meste ud af kalibreringen, men det er ikke lykkedes at eliminere problemet. Der vurderes at årsagen må være en af de to fornævnte problemer, eller en kombination af de to.

Selve EM-algoritmen er også påvist at have nogle mangler i kapitel 6. Store objekter er svære at opløse spektralt ved hjælp af algoritmen. For at få det meste ud af CTIS-systemet er det derfor nødvendig at finde en god balancegang mellem rummelig og spektral opløsning. Den store fleksibilitet, der ligger i at bruge teknikken til at lave hyperspektrale billeder, er desværre også dens største begrænsning.

Rummeligt ligger opløsningen på fire mm ved 54 cm, som er vurderet nok til at opløse en kartoffel. Da der ikke er lagt særligt meget vægt på at minimere optiske fejl, er det nok der flaskehalsen ligger på den rummelige opløsningsevne. Det optiske system er holdt meget simpelt og hele systemet er kun dimensioneret efter paraksiale stråler.

Der er lavet et hus til det optiske system ved at bruge rørsystemet fra Thorlabs, som har vist at begrænse den optiske støj i systemet. Rørene har en absorbende belægning, der bør fange vildfarende stråler i røret. Som vist i alle diffraktionsbillederne plages systemet alligevel af de vildfarende stråler (se for eksempel figur 3.6). Nærmere inspektion af rørene med øjet viser, at gevindet inde i dem godt kan reflektere. Kombineret med de lange eksponeringstider der er nødvendige for at få tilfredsstillende billeder, forurennes billedet med en masse ringe. Refleksionen kommer sandsynligvis af slitage af rørenes gevind, som over tid har slidt på den

absorberende belægning i rørende. Løsning er som nævnt, at indersiden er blevet beklædt med pap og optisk tape. Disse fylder desværre og risikerer at forværre systemets optiske ydeevne.

Set fra et sorteringsperspektiv kan CTIS systemet se forskelle mellem objekter, på trods af de mange problemer, der stadig plager systemet. I hvert fald er det lykkedes tydeligt at kunne differentiere mellem et rigtigt og falskt æble, som demonstreret i kapitel 9.4. Taget i betragtning af, at Newtec måske ønsker at bruge CTIS systemet i deres sortiment af sorte ringsmaskiner, viser resultaterne entydigt, at den allerede nu kan bruges til at udføre simple sorteringer af frugt.

Det faktum at der stadig er store plads til forbedringer, peger i retning af, at CTIS systemet potentielt kan udvikles til et effektivt værktøj, ikke kun til sortering af objekter, men generel spektral analyse i mange forskellige scenarier. Hvis det laves mere kompakt og at database-handlingen integreres i selve systemet, er det et meget mobilt og fleksibelt system.

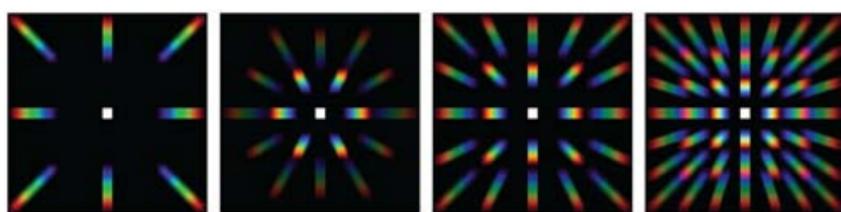
11 Perspektivering

Selvom der er mange ting der blev bedre end forventet, er der stadig en del ting der kunne forbedres hvis tiden og pengene var til det. Der er også mange ting som ikke nødvendigvis ville forbedre systemet, men som kunne være interessante at undersøge om kunne bidrage til systemet.

En af de ting der har været til mest besvær i løbet af projektet er de brugte gitre. Derfor ville det være oplagt at redesigne gitteropsætning. Det mest optimale ville være at købe eller fabrikere nogle gitre der fra starten var todimensionale, så man kunne nøjes med et enkelt gitter. En anden forbedring man kunne lave på gitrene, er at designe dem så der er en langt større transmissionseffektivitet i 1. orden.

Det kunne være interessant at undersøge, hvordan det ville påvirke systemet at skifte gitrene ud med nogle med et andet antal linjer per mm. Et højere antal linjer per mm er optisk set et bedre grating da oplosningsgraden er højere. Desværre, som nævnt før, rammes diffraktionsgitterets ulineære område ved kraftige diffraktioner. Dette kan muligvis betyde, at det igennem databehandlingen bliver sværere at op löse den estimerede datakube spektralt. Der bør laves en grundigere undersøgelse, som udforsker dette.

Hvis man var interesseret i en større undersøgelse af de diffraktive gitre, kunne man undersøge andre end den simple todimensionale gitteropstilling. Man kunne f.eks. undersøge om tre gitre med 60 graders intern forskydning ville give bedre resultater [10]. Noget forskning tyder på at andre gitter opstillinger kan give andre og muligvis bedre resultater. Dette skyldes at flere gitre giver flere projektioner, som giver en bedre udnyttelse af billedsensorens areal, der i dette projekt ikke har en særlig høj dækningsgrad. Se figur 11.1. En let måde at starte på at undersøge denne type ændring ville være at starte med at kigge på de skrå 1. ordens diffraktioner i den nuværende opstilling.



Figur 11.1: Denne figur viser forskellige mulige diffraktionsmønstre. Fra venstre mod højre: Den brugte opstilling med to gitres diffraktion til 1. orden. Tre gitre med 60 graders intern rotation. To gitres diffraktion til 2. orden. To gitres diffraktion til 3. orden. [10, figur 4]

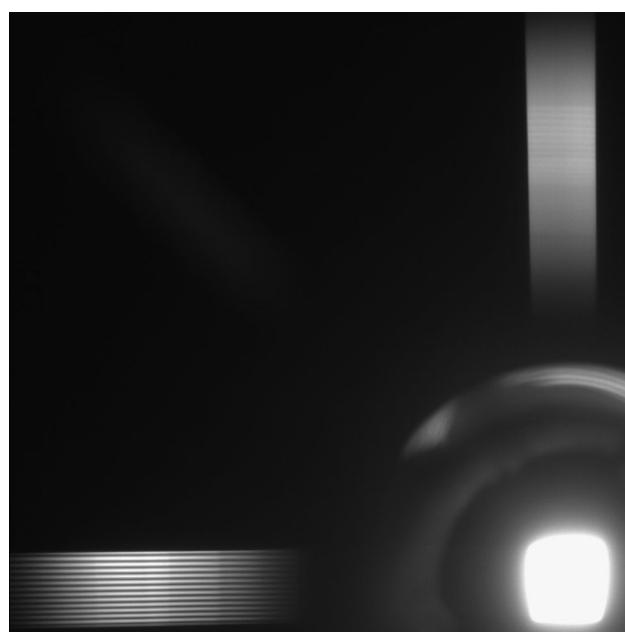
Det ville være relevant at lave nogle undersøgelser for at afdække, hvor det bedste bytte mellem spektral og rumlig oplosning var. Dette kunne gøres ved at ændre på blænde og

gitre. Disse undersøgelser ville være med til at give et billede af, under hvilke omstændigheder CTIS ville være et godt valg af hyperspektral billedteknik.

Der kunne undersøges hvor meget højere oplosning man ville få, hvis man brugte en større billedsensor. Når systemet skal til at forbedres vil prisen på komponenterne uden tvivl stige, derfor er det relevant at vide hvor man får højest oplosning for pegene.

I projektet er der brugt expectation maximisation til at rekonstruere datakuben, hvilket ser ud til at give brugbare resultater. Det kan dog godt være at det er muligt at benytte en anden rekonstruktionsteknik som ville give bedre resultater end det der er opnået i dette projekt, især ved store objekter. Umiddelbart lægges der ikke op til alternative algoritmer i de artikler, der refereres til i rapporten. På grund af problemstillingens natur hvor der forsøges estimeret en datacube ude fra mangelfuld data, vil det nok stadig være en statistisk algoritme, som EM. Det kunne være interessant at prøve at estimerer datakuben med en anden fordeling end binomial.

Da CTIS er en snapshot billedteknik, er det ikke muligt at sige noget om den spektrale eller rumlige oplosning, uden samtidig at sige noget om den anden. For at kunne karakterisere systemet helt, burde der have været lavet analyser af den spektrale oplosning af forskellige rumlige objekter. Der blev lavet analyse af den rumlige oplosning ved forskellige spektra, men for få en helt korrekt analyse burde diffraktionernes rumlige oplosning have været testet. Dette kunne måske gøres ved at lave rumlig oplosningstest af databehandlede billeder. Den rumlige oplosning af diffraktionerne ser ud til at være fin, men der skal finde en metode til at tjekke det systematisk. Se figur 11.2.



Figur 11.2: Denne figur viser diffraktionen af et stykke papir med fem mm horisontale stribler.

Der var igennem projektet problemer med, at der i systemet ser ud til at være et stort tab af intensitet. En af grundende er den store afstand mellem blænde og kollimeringslinsen L2. Ved at redesigne systemet ville det være muligt at gøre hele systemet mere kompakt, hvilket ud over at spare plads, også vil give en større transmissions-effektivitet.

Det er dog nødvendigt at finde en måde at få mest mulig intensitet igennem, hvis det skal lykkes at lave mere komplekse diffraktionsmønstre.

12 Konklusion

Der er blevet bygget et funktionel CTIS-system ud af kommersielt tilgængelige komponenter, undtagen blænden som er 3D-printet efter behov. Det optiske system har et variabel fokus, og hele det optiske system er pakket ind i et rørsystem, der fungerer som hus.

Systemets spektrale arbejdsområde ligger på 420 - 680 nm, hvilket er en smule smallere end defineret i problemformuleringen. Eftersom det kun er meget lidt området afviger, bør det ikke have en reel betydning for systemets praktiske anvendelsesmuligheder.

Databehandlingen for CTIS-systemet er baseret på expectation maximization-algoritmen, og hele projektet er programmeret i MATLAB. Databehandlingstiden er nede på 0,8 sekunder pr. datakube, med en 4-kernet Intel i5-4590. Det er meget hurtigt til projektets formål.

Problemformuleringen lægger op til, at CTIS-systemet skal have en hvis rummelig og spektral opløsning. Under projektforøbet blev det dog fastlagt, at disse to afhænger af hinanden, som vist under karakterisering af databehandlingsalgoritmen. Karakteriseringen af databehandlingen viste, at for små punkter er det muligt at opløse spektrummet i 150 bånd, hvorimod store objekter kun kunne opløses i 6 spektrale bånd. Det fysiske CTIS-system blev målt til at kunne opløse 20-26 spektrale bånd for en punktkilde. Systemets rummelig opløsning ligger på fire mm i den røde spektrum og tre mm ved resten af spektrummet på 54cm afstand.

Afprøvning af systemet viser, at der er muligt at kende forskel på frugt. Det er også muligt at kende et falskt æble fra et rigtigt æble. De diskrete toppe fra en sparepæres spektrum er dog dårligt opløst. Derudover lader det til, at kalibreringen ikke er fortaget godt nok, som resulterer i spektrale fejl i datakuben.

13 Referencer

- [1] *Hyperspectral imaging*. URL: http://en.wikipedia.org/wiki/Hyperspectral_imaging (sidst set 21.05.2015).
- [2] Guolan Lu og Baowei Fei. "Medical hyperspectral imaging: a review". I: *Journal of Biomedical Optics* 19.1 (20. jan. 2014).
- [3] Nathan Hagen og Michael W. Kudenov. "Review of snapshot spectral imaging technologies". I: *Optical Engineering* 52.9 (sep. 2013).
- [4] Michael Kidenov Ralf Habel og Michael Wimmer. "Practical Spectral Photography". I: *EUROGRAPHICS 2012* 31.2 (2012).
- [5] Frank L. Pedrotti, Leno M. Pedrotti og Leno S. Pedrotti. *Introduction to Optics*. 3. udg. Harlow, United Kingdom: Pearson Education Limited, 2014. Kap. 11-12.
- [6] *Expectation–maximization algorithm*. URL: http://en.wikipedia.org/wiki/Expectation–maximization_algorithm (sidst set 16.05.2015).
- [7] L. A. Shepp og Y. Vardi. "Maximum Likelihood Reconstruction for Emission Tomography". I: *IEEE transactions on medical imaging* 7961.2 (okt. 1982).
- [8] Ming Yan og Luminita A. Vese. "Expectation Maximization and Total Variation Based Model for Computed Tomography Reconstruction from Undersampled Data". I: *Medical Imaging 2011: Physics of Medical Imaging* MI-1.2 (2011).
- [9] *interp1*. URL: <http://se.mathworks.com/help/matlab/ref/interp1.html?refresh=true> (sidst set 27.05.2015).
- [10] Nathan Hagen og Eustace L. Dereniak. "Analysis of computed tomographic imaging spectrometers. I. Spatial and spectral resolution". I: *APPLIED OPTICS* 47.28 (1. okt. 2008).
- [11] *Poisson distribution*. URL: http://en.wikipedia.org/wiki/Poisson_distribution (sidst set 23.05.2015).

14 Symbolliste

Symbol	Forklaring	[Enhed]
$C(s_x, s_y, \lambda)$	Hyperspektralt datakube.	—
s_x	Datakubens rummelig x-koordinat.	—
s_y	Datakubens rummelig y-koordinat.	—
λ	Bølgelængde for lys.	[m]
v_i	En celle i datakuben, også kaldet voxel.	—
P_j	En projktion fra datakuben.	—
$I(x, y)$	Diffraktionsbillede.	—
x	Rummelig x-koordinat.	—
y	Rummelig y-koordinat.	—
p_k	En pixel i diffraktionsbilledet.	—
x_k	En pixels rummelige x-koordinat.	—
y_k	En pixels rummelige y-koordinat.	—
O	Objekt i det optiske system.	—
I	Billedet i det optiske system.	—
I'	Billedet ved blænden i det optiske system.	—
y_f	Højden af en lystråle ved kameraet i forhold til den optiske akse.	[m]
α_f	Vinklen af en lystråle ved kameraet i forhold til den optiske akse.	[rad]
y_0	Højden af en lystråle ved blænden A1 i forhold til den optiske akse.	[m]
α_0	Vinklen af en lystråle ved blænden A1 i forhold til den optiske akse.	[rad]
M	Matrice for det optiske system defineret ud fra matriceoptik.	—
M_A	Matrice for det optiske system før diffraktionsgitteret.	—
M_B	Matrice for det optiske system efter diffraktionsgitteret.	—
\mathcal{R}_{A1}	Brydningsmatrice i linsen L2.	—
\mathcal{R}_{B1}	Brydningsmatrice i linsen L3.	—
\mathcal{T}_{A1}	Translationsmatrice før linsen L2.	—
\mathcal{T}_{A2}	Translationsmatrice efter linsen L2.	—
\mathcal{T}_{B1}	Translationsmatrice før linsen L3.	—
\mathcal{T}_{B2}	Translationsmatrice efter linsen L3.	—
y_A	Højden af en lystråle lige før diffraktionsgitteret i forhold til den optiske akse.	[m]
α_A	Vinklen af en lystråle lige før diffraktionsgitteret i i forhold til den optiske akse.	[rad]

Symbol	Forklaring	[Enhed]
y_D	Højden af en lystråle lige efter diffraktionsgitteret i forhold til den optiske akse.	[m]
α_D	Vinklen af en lystråle lige efter diffraktionsgitteret i i forhold til den optiske akse.	[rad]
m	Diffraktionsorden.	—
a	Periodisk afstand i diffraktionsgitteret.	[m]
L_{AD}	Afstand mellem linsen L2 og diffraktionsgitteret.	[m]
L_{BD}	Afstand mellem diffraktionsgitteret og linsen L3.	[m]
f_1	Brændvidden for linsen L1.	[m]
f_2	Brændvidden for linsen L2.	[m]
f_3	Brændvidden for linsen L3.	[m]
m	2-dimensional diffraktionsorden.	—
r_f	2-dimensional position ved kameraet i forhold til den optiske akse.	[m]
r₀	2-dimensional position ved blænden A1 i forhold til den optiske akse.	[m]
m_x	Diffraktionsorden på x-aksen.	—
m_y	Diffraktionsorden på y-aksen.	—
h_A	Blænden A1's maksimale højde i forhold til den optiske akse.	[m]
λ_u	Den længste bølgelængde systemet arbejder med.	[m]
λ_l	Den korteste bølgelængde systemet arbejder med.	[m]
h_{cam}	Kameraets maksimale højde i forhold til den optiske akse.	[m]
$L_{imaging}$	Afstand mellem linsen L1 og blænden.	[m]
d_{L1}	Diameteren af linsen L1.	[m]
d_{tube}	Den indre diameter af røret for det optiske system	[m]
d_{cone}	Diameteren af lyskeglen, som linsen L1 projicerer på linsen L2.	[m]
f	Serialiseret vektor for datakuben.	—
g	Serialiseret vektor for diffraktionsmønsteret.	—
H	En matrice der beskriver det optiske system defineret ud fra de serialiserede vektorer.	—
M	Antallet af pixel serialiseret i g .	—
N	Antallet af voxel serialiseret i f .	—
t	Iterationsskridt i EM-algoritmen.	—
N_x	Antallet af pixel langs x-aksen på kameraet.	—
N_y	Antallet af pixel langs y-aksen på kameraet.	—
S_x	Antallet af voxel langs x-aksen i datakuben.	—
S_y	Antallet af voxel langs y-aksen i datakuben.	—
S_λ	Antallet af voxel langs den spektrale akse i datakuben.	—

Symbol	Forklaring	[Enhed]
I_n	Identitetsmatrice med størrelsen $n \times n$.	—
$I_{n,\text{stretch}}$	Identitetsmatrice med størrelsen $n \times n$, der er blevet udstrukken.	—
N_0	Sidelængden af 0. ordens billede i diffraktionsmønsteret.	—
N_1	Længden af 1. ordens diffraktion.	—

15 Akronymliste

Forkortelse Beskrivelse

CTIS	Computed Tomography Imaging Spectrometer.
EM	Expectation Maximization.
LIS-T	Push-broom skanner.
RESTAN	Reference Standard. En reflectiv hvid reference plade.
RGGB	Rød-Grøn-Grøn-Blå. Er en type filteropsætning, der ofte bruges i farvekameraer.
FSR	Står for Free Spectral Range, og er båndbredden af det tilladte spektrum.

16 Ordliste

Ord	Beskrivelse
Hyperspektral	Betydelig flere spektrale bånd end de typiske 3 rød/grøn/blå [1].
Datakube	En 3-dimensional kube, med to rummelige og en spektral dimensio- ner. Det er en måde at repræsenter et hyperspektralt billede.
Voxel	En celle i en 3-dimensional matrice. Analog til en pixel.
Akromat	En linse der er designet efter at begrænse kromatiske of sfæriske aberationer.
Poisson-fordeling	En statistisk fordeling defineret ved $f(k) = \lambda^k e^{-\lambda} / k!$, hvor λ er middelværdien for fordelingen [11].
Paraksial	En stråle, der har en lille vinkel i forhold til den optiske akse.
Quantum Efficiency	Foton til elektron forhold.
Bayer Filter	En type filteropsætning, der ofte bruges til normale farvekameraer, og som benytter en bestemt konfiguration af røde, grønne og blå filtre.

17 Softwareliste

Software	Anvendelse
MATLAB R2015a 64-bit	Databehandling og simulering for CTIS.
PTC Mathcad Prime 3.0	Symbolske beregninger.
ImageJ	Mindre analyser af billedeer.
MikTeX + TeXstudio	Rapportskrivning.
GanttProject 2.6.6	Tidsplan.
Solid Edge 2D Drafting ST7	2D skitser.
Autodesk Inventor Professional 2014	3D tegning af komponenter.
Gerbil	Værktøj til analyse af hyperspektrale billedeer.
AvaSoft 8	Aflæsning af målinger fra spektrograf.

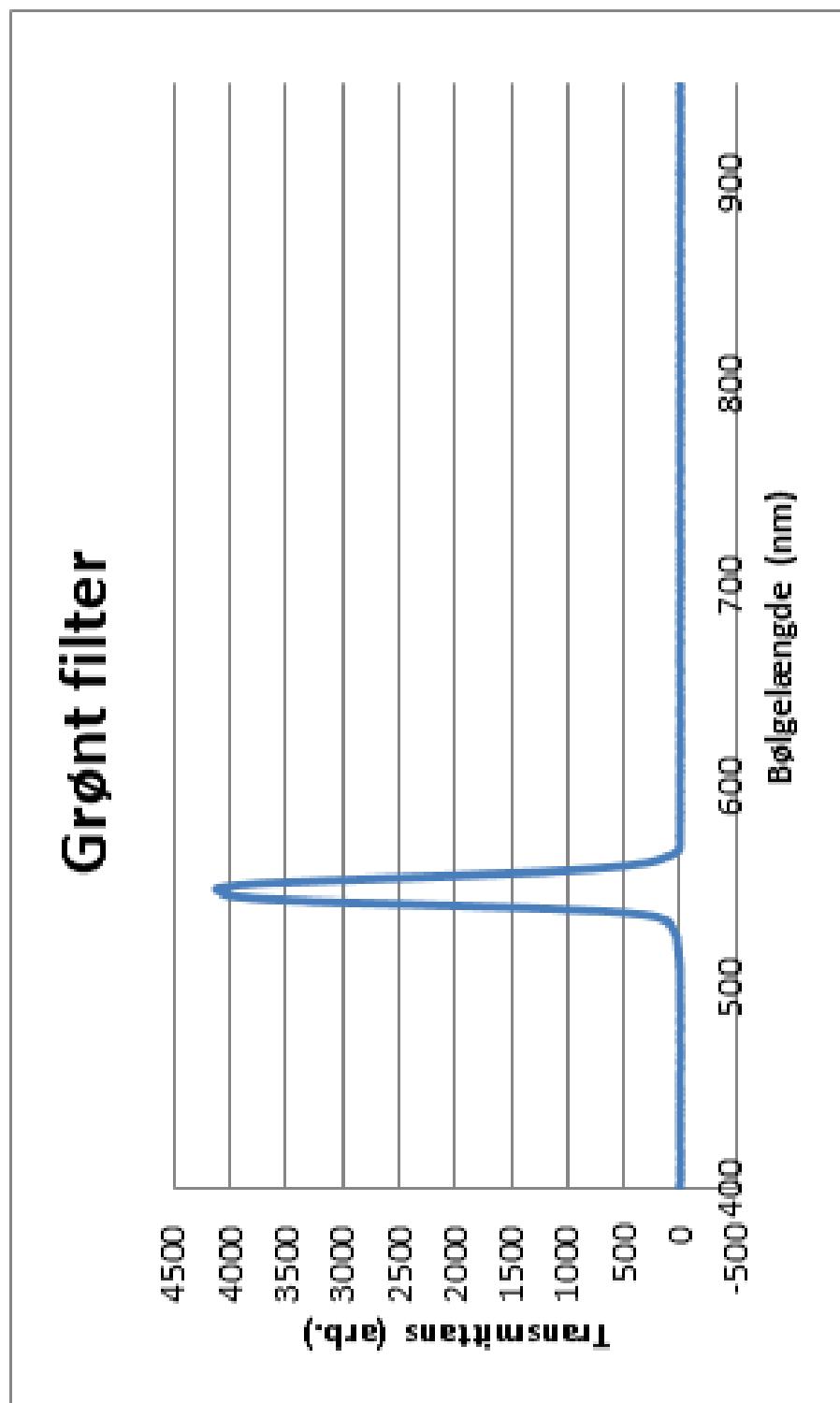
A Komponentliste

Komponent ID	Beskrivelse	Varenummer	Leverandør	Pris
L1	35mm VIS-NIR Compact Fixed Focal Length Lens	#67-716	Edmund Optics	kr. 3.313,34
L2	1" Akromatisk linse, 150 mm	AC254-150-A	Thorlabs	kr. 492,85
L3	12mm Compact Fixed Focal Length Lens	#58-001	Edmund Optics	kr. 1.974,62
G1	Diffraktionsgitter, folie 15 x 60 cm	324580	Frederiksen	
A1	Blænde, 3D-printet			
S1	Kamera med CMV4000 chip fra CMOSIS.			
Total				kr. 5.780,81

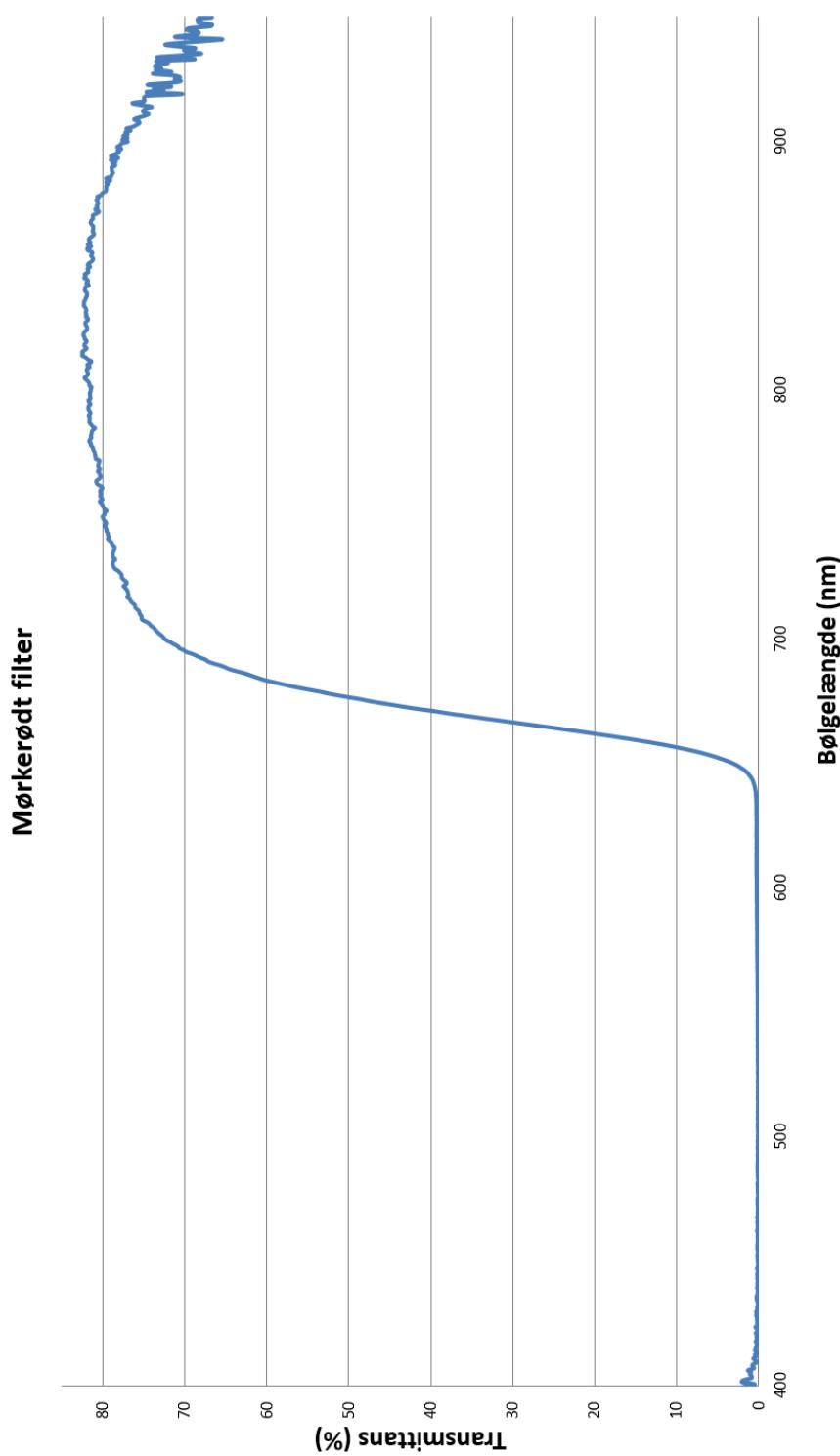
Andet udstyr

Udstyr	Beskrivelse
Spektrograf	AvaSpec-2048x14 Fiber Optic Spectrometer.
RESTAN	Reflectiv hvid referenceflade baseret på Polytetrafluoroethylene.
Monokromator	Fra Newport, model 78027 og 78043.

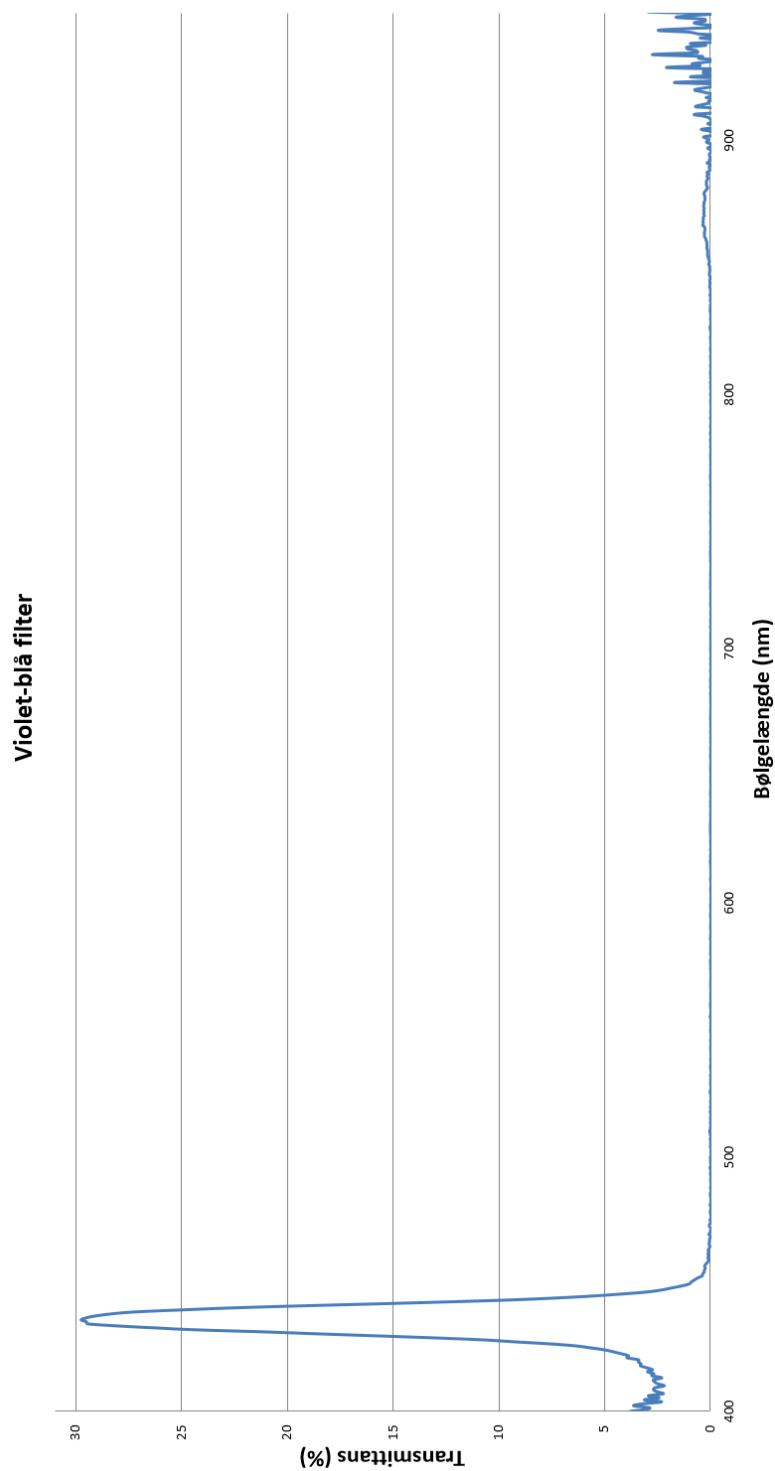
B Transmissionseffektivitet af grønt filter.



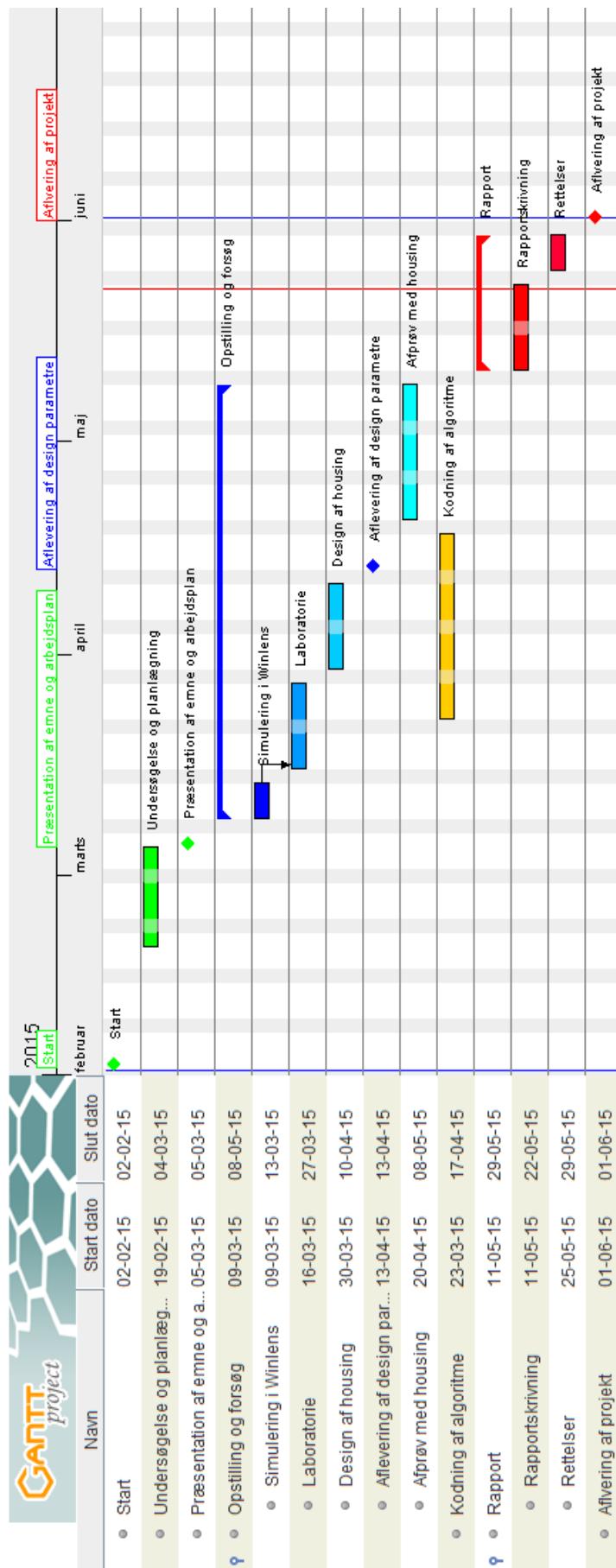
C Transmissionseffektivitet af rødt filter



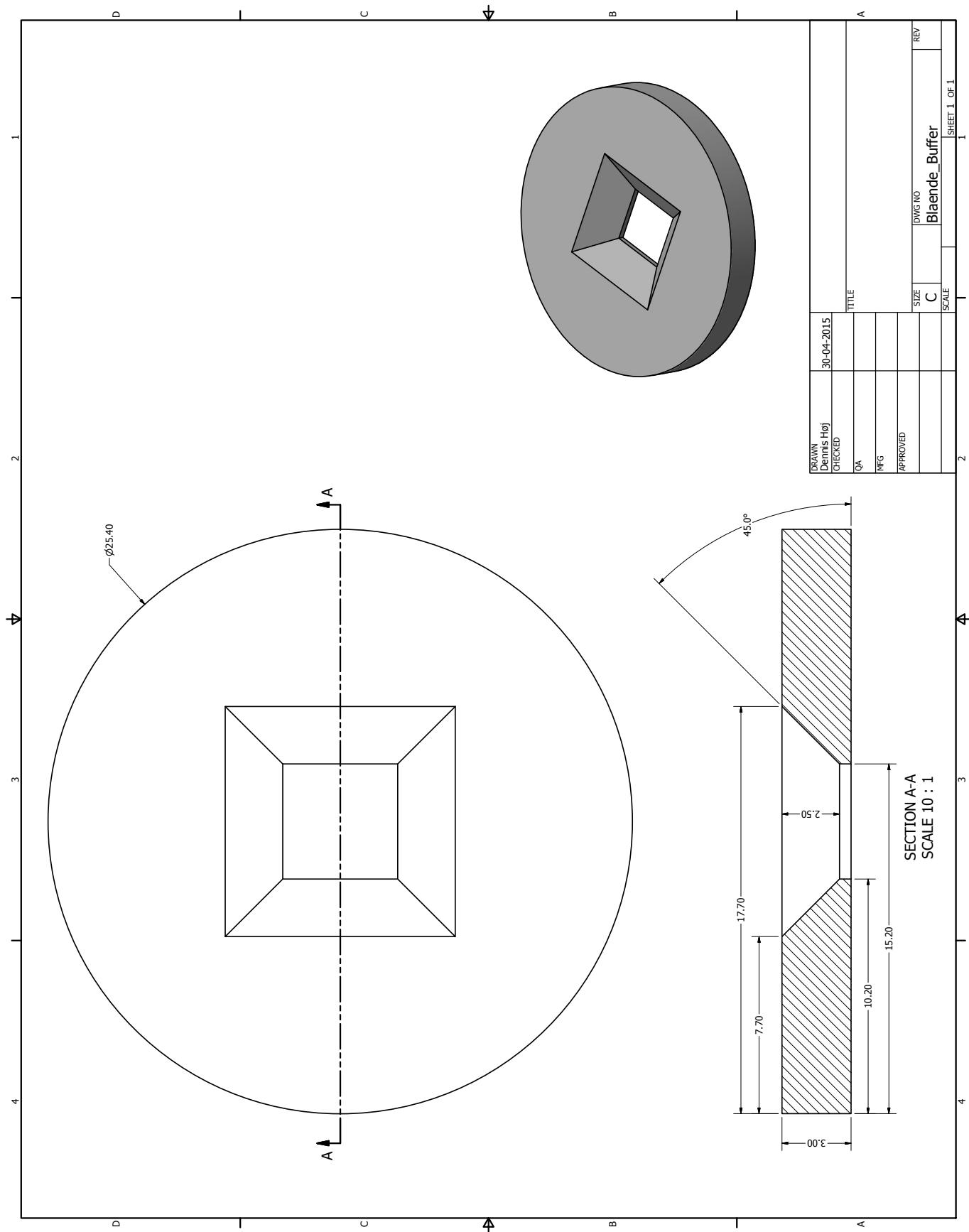
D Transmissionseffektivitet af blå filter



E Tidsplan



F Tegning af blænde



G Tegning af kalibreringsplade

