

Elektronikk for mangekanalsutlesning
fra et
Posisjonsfølsomt Fotomultiplikatorrør

HOVEDFAGSOPPGAVE I FYSIKK

av

Asle Engelsen Festø



Universitetet i Bergen,
Fysisk Institutt.
januar, 2001

INNHALDSFORTEGNELSE

1	Introduksjon.....	3
1.1	Praktiske anvendelser av røntgenkameraer.	4
2	Målsetning med oppgaven.....	5
3	Deteksjon av røntgenstråling.....	6
3.1	Forskjellige detektortyper.....	6
3.1.1	Gassdetektorer.....	6
3.1.2	Scintillator.....	7
3.1.3	Posisjonsfølsomt PM rør.....	9
3.1.4	Faststoffdetektorer.....	11
4	Eksisterende system.....	12
4.1	Utlesning med resistorkjede.....	12
4.2	Tidligere arbeider med PSPMT ved Universitetet i Bergen.....	14
4.3	Multikanalutlesning.....	18
4.4	Multikanalutlesning foretatt ved University of Southampton.....	19
5	Test system.....	30
5.1	Valg av forsterker.....	30
5.1.1	Spenningsfølsom kontra ladningsfølsom forsterker.....	30
5.2	Valg av forsterkerkrets.....	33
5.3	Design av testoppsett (flydiagram).....	34
6	Arbeid med triggesignal.....	36
6.1	hold_b funksjonen i VA2 chipen.....	36
6.2	Prinsippskisse av triggersystem.....	37
6.3	Arbeid med ”siste-dynode” trigging.....	37
7	VA-TA Systemet.....	40
7.1	Valg av VA-TA.....	40
7.2	VA-TA prinsippet.....	41
7.3	VA2-TA virkemåte.....	42
7.4	TA-delen.....	46
7.5	VA2-delen.....	47
8	VA2-TA utlesning.....	47
8.1	LabView programmering.....	47
8.1.1	Generelt om LabView og PCI-MIO kort.....	47

8.1.2	LabView programmer benyttet til styring av chip, samt datautlesning....	48
8.2	Posisjonsberegning/plotting med matlab.....	53
8.2.1	Generelle formler	53
8.2.2	Implementering i Matlab/beskrivelse av system.....	54
9	Eksperimentoppsett.....	55
9.1	Kollimering.....	55
9.2	Oppkobling	56
9.3	Kildeposisjon	59
10	Resultater fra målinger med detektorsystemet.	63
10.1	Posisjonsoppløsning og linearitet.....	63
10.1.1	Beregning av ladningsfordelingens tyngdepunkt.....	64
10.1.2	Posisjonsberegning ved kurvetilpasning.....	64
10.1.3	Forskjeller mellom de to posisjonsberegningemetodene.....	65
10.1.4	Posisjonshistogrammer og linearitetsberegninger.....	67
10.1.5	Teoretiske beregninger.	81
10.1.6	Sammensatte posisjonsplott av samtlige målinger i et sveip.....	83
10.2	Energioppløsning	87
10.3	Dødtid.....	91
11	Mulige forbedringer i utlesningssystemet.	93
11.1	Hastighetsforbedringer	93
11.2	Støyreduksjon	94
11.3	Ledningsføring.....	94
	Referanser	95
12	Appendiks.....	96
12.1	Matlabprogrammer.....	96
12.1.1	Beregning av posisjon og amplitude for teoretiske datasett	96
12.1.2	Generering av teoretiske datasett	98
12.1.3	Beregning av røntgenkildens posisjon.....	99
12.1.4	Tilpasser detektorens respons til lineær kurve.....	102
12.1.5	Lager et array som kan plottes.	103
12.2	Kretskort.....	104

1 Introduksjon

Romfysikken konsentrerer seg hovedsakelig om interaksjonen mellom jord, sol og det nære verdensrom. Et av fenomenene som har sitt utspring i denne koblingen er nordlyset som har fascinert og betatt menneskene til alle tider. Nordlyset dannes når energetiske elektroner trenger inn i atmosfæren hvor de avgir energien sin. Dette gir opphav til både nordlys og røntgenbremsestråling. Begge strålingstyper kan brukes for å kartlegge denne elektronnedbøren.

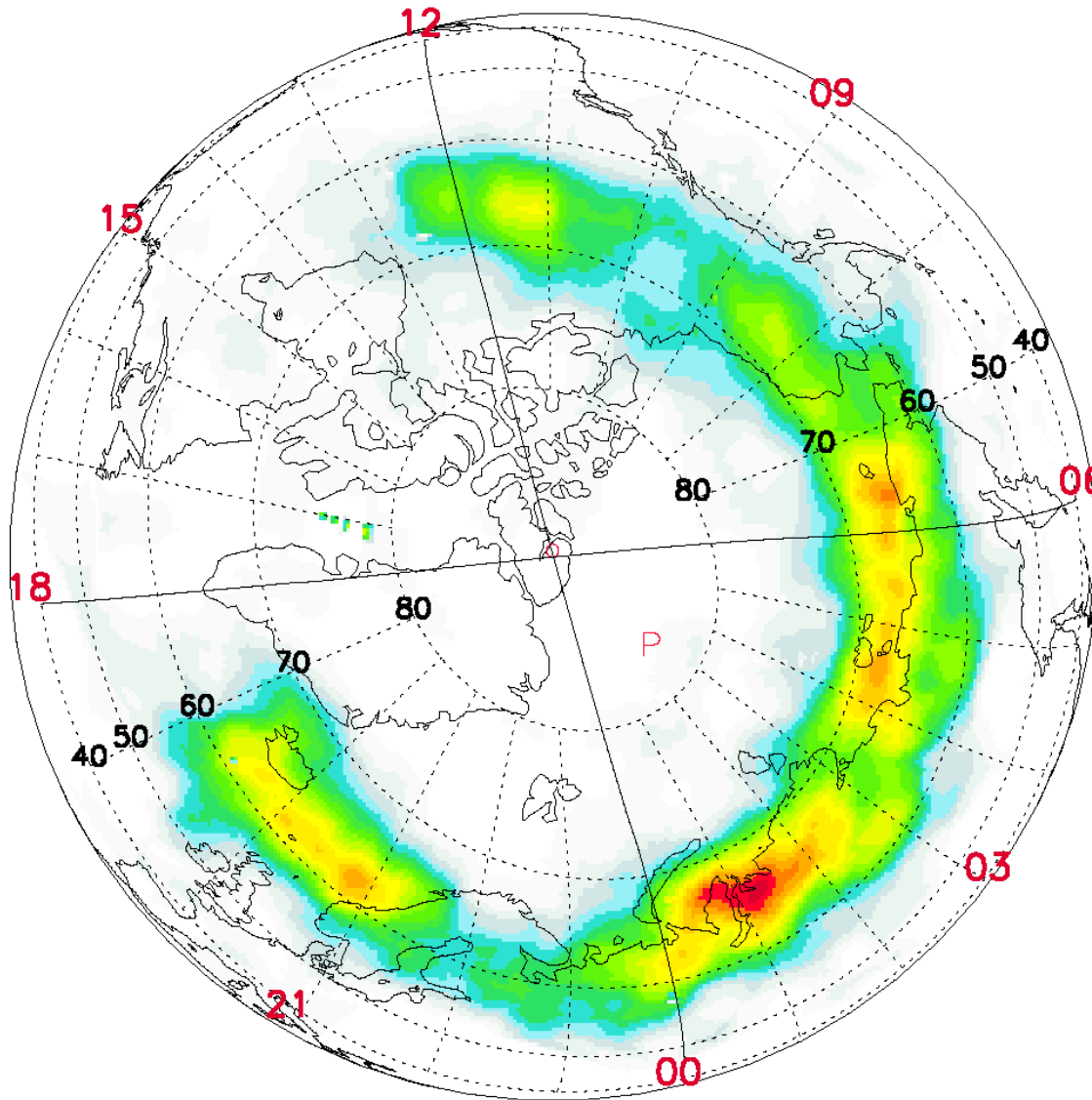
Ved å benytte røntgenstråling til å kartlegge de inntrengende elektronene kan man observere både på dag- og nattsiden av nordlysovalen, mens man ved å benytte synlig lys utelukkende kan observere på nattsiden av nordlysovalen (Stadsnes et al., 1997).

Måling av røntgenstråling kan ikke utføres fra bakken fordi strålene vil bli fotoelektrisk absorbert i atmosfæren. Derfor blir det benyttet ballonger, raketter og satellitter for å avbilde røntgenstrålingen fra elektronnedbøren.

Ved ballongeksperimenter vil Comptonspredningen av strålingen legge begrensninger på hvilken romlig oppløsning som kan oppnås med denne deteksjonsmetoden. Fordelen med ballonger er at de driver med vinden og kan dermed sies å være stasjonære over korte tidsrom. Dermed har ballongene muligheten til å følge en finere tidsutvikling enn for eksempel en satellitt.

Om man ser på strålingsfluxen ved disse forskjellige metodene ser man at det i ballonghøyde er en faktor 5 til 10 lavere enn for fluxen i satellithøyde. I tillegg faller strålingsintensiteten svært fort under 30keV ved fotoelektrisk absorpsjon i atmosfæren. Utenfor atmosfæren vil man ikke få en slik fjerning av stråling med lavere energi enn 30keV, og dermed er det detektorens følsomhet som setter begrensningen for hvor lave energier man kan detektere. En satellitt eller rakett vil i også kunne se et mye større område slik at man kan få avbildet hele nordlysovalen.

Et røntgenkamera som er plassert på satellitt er PIXIE kameraet (Imhof et al., 1995) som er plassert på POLAR satellitten. Et eksempel på et bilde tatt av PIXIE er vist i Figur 1-1:



Figur 1-1: Globalt røntgenbilde fra PIXIE 9. februar 1997, 1920-1925UT, i energiområdet 9,9keV-19,7keV. Intensiteten er fargekodet, rødt angir områder med høy intensitet, blått angir lav intensitet. (Østgaard, 1999)

1.1 Praktiske anvendelser av røntgenkameraer.

Røntgenkameraer har ikke bare sin anvendelse innen romfysikk. En rekke andre anvendelser kan tenkes å nyte godt av en utvikling innen røntgenavbildning.

Tannlegene har tradisjonelt brukt fotografisk film til å undersøke pasienter. Dette har de ulempene at bildene må fremkalles og arkiveres, og dette blir en utgift for hvert bilde. Med et digitalt avbildningssystem vil dette kunne utføres på en langt mer hensiktsmessig måte. Man kan på en enkel måte ta flere bilder om det skulle være ønskelig. Lagringen av bildene skjer

på datamaskinen sammen med journalen til pasienten. De første digitale røntgenkameraer er allerede tilgjengelige for tannlegene, men dette er foreløpig dyrt utstyr.

Antiterrorarbeide er stadig mer aktuelt. Store katastrofer kunne vært unngått med bedre utstyr. I såkalte ikke destruktive undersøkelser kan røntgenstråling brukes. Da er et av målene å lage systemer så store at de for eksempel kan undersøke en hel lastebil på en gang. Et slikt system ble utredet i forbindelse med byggingen av tunnelen mellom England og Frankrike, der en eventuell bombe ville fått svært store konsekvenser.

Også innen kreftforskning vil en bedre oppløsning på apparaturen gi stor gevinst i form av høyere helbredelsesprosent. Dersom brystkreften kan oppdages på et tidligere tidspunkt vil det også være lettere å fjerne svulsten helt. Med dagens avbildningsmetoder er nøyaktigheten for dårlig til at svulsten kan oppdages før den har spredt seg, og da er det ofte for sent.

2 Målsetning med oppgaven.

I denne oppgaven studeres effekten av multikanalsutlesning fra et posisjonsfølsomt fotomultiplikatorrør, senere referert til som PM-rør, med en segmentert scintillatorokrySTALL med krystalldimensjon 2x2mm og 4mm lange staver, satt sammen slik at disse danner en matrise av krystaller som er 4mm tykk. Tidligere undersøkelser har indikert en stor forbedring i posisjonslinearitet for denne utlesningsmetoden. Resultatene fra disse undersøkelsene vil bli presentert senere.

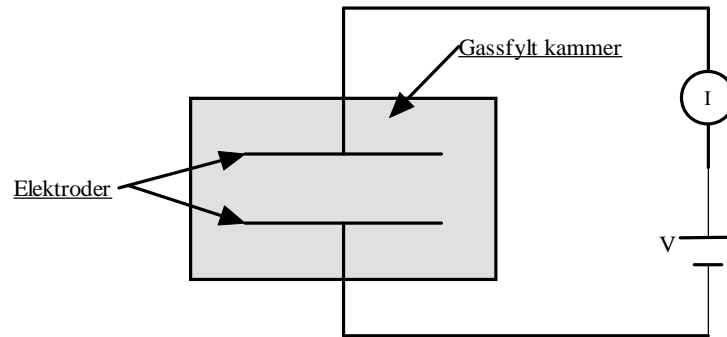
Det vil senere være ønskelig å gå fra PM-rør til faststoffdetektorer. Da er man avhengig av å tenke nytt i forhold til utlesningsmetoden. Disse har ingen indre forsterkning, og følgelig trengs utlesningsmetoder tilpasset disse.

En annen viktig del av arbeidet vil være å skaffe kjennskap til, og kompetanse på VA chip'ene fra IDE A/S i Oslo. Dette er multikanalsforsterkere som ser ut til å kunne fungere meget bra for flere av våre anvendelsesområder, og da særlig for utlesning fra et array av faststoffdetektorer.

3 Deteksjon av røntgenstråling

3.1 Forskjellige detektortyper

3.1.1 Gassdetektorer



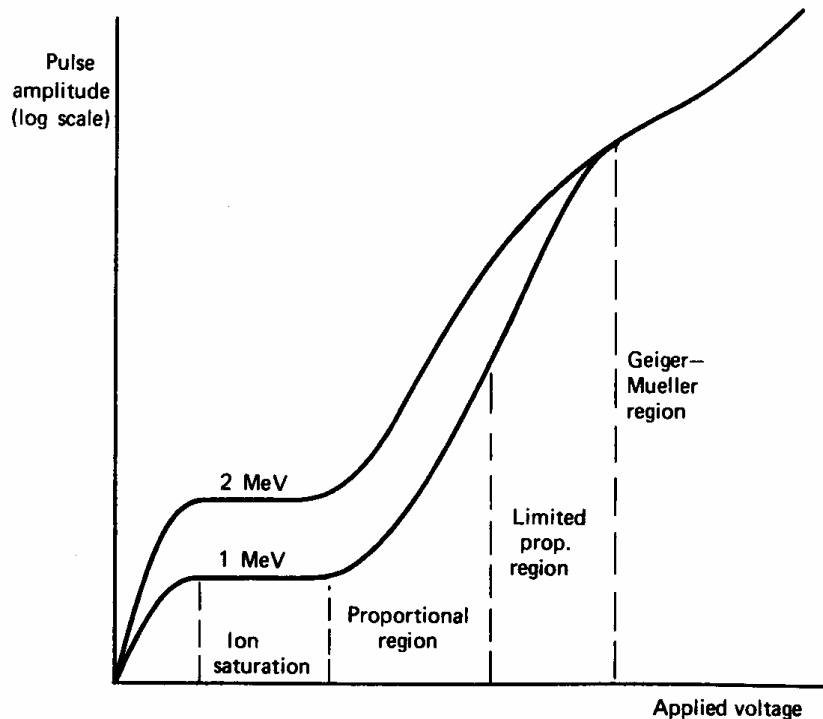
Figur 3-1: Skisse av Ioniseringskammer

Figur 3-1 viser en skisse av en gassdetektor. En måte å detektere røntgenfotoner på er å la fotonene stoppes i et gassfylt kammer. Der vil de gi fra seg sin energi til molekylet som stopper fotonet. Fra dette molekylet vil det så emitteres et elektron slik at det dannes elektron-ionepar. Disse elektron-ioneparene kan gi opphav til elektriske signaler som kan måles. Dersom det elektriske feltet mellom anoden og katoden er sterkt nok, vil elektronene bli akselerert til så høye hastigheter at de forårsaker nye ioniseringer på vei til anoden. Da vil man få et skred av elektroner som skaper signalet på anoden. Figur 3-2 viser pulsamplitude som funksjon av spenningen over elektrodene for to forskjellige energier.

Dersom man setter en spenning over elektrodene som gjør at man havner i Geiger-Mueller regionen, vil ikke fotoner med ulik energi gi ulikt signal. Da vil alle fotoner bli registrert med samme pulshøyde. Eksempler på denne typen detektorer er Geiger-Mueller tellere. De teller antall fotoner som har energi høy nok til å ionisere gassen i kammeret.

Hvis spenningen er innenfor proporsjonalområdet, gir detektoren en puls som er proporsjonal med antallet elektron/ionepar som dannes i kammeret når røntgenfotonet stoppes i gassen. Elektronene vil raskt bli tatt opp av anoden, mens det i området med ioneoverskudd vil danne seg et elektrisk felt som igjen gir opphav til elektriske signaler på katodetrådene.

Man kan da beregne energien på det innkommende fotonet ved å måle ladningen som frigjøres på utgangen. Eksempel på denne typen detektor er multitrådkammeret på PIXIE.



Figur 3-2: Pulsamplitude som funksjon av detektorspenning for to ulike strålingsenergier. (Knoll, Radiation detection and measurement)

Ved et multitråds-kammer kan man også gjøre posisjonsbestemmende målinger. På hver side av et anodeplan har en katodeplan hvor trådene ligger vinkelrett på hverandre. Når elektronene når anoden vil ladningsoverskuddet ved katodeplanet gi opphav til elektriske signaler på katodetrådene nærmest begivenheten. Disse signalene blir sterkest for katodetråden nærmest begivenheten. Ved elektronisk utlesning av signalene på de to katodeplanene kan en så bestemme posisjonen til begivenheten i to dimensjoner(x,y)

3.1.2 Scintillator

Scintillatoren er et krystall som stanser det innkommende røntgenfotonet. Dette gir opphav til elektroner som under oppbremsing vil gi opphav til eksitasjon av atomene i krystallet. Når disse ”faller ned” i grunntilstanden sender de ut fotoner i den synlige delen av det elektromagnetiske spektrum. Dette lysglimt skal så overføres til fotokatoden i PM-røret.

Utformingen av scintillatoren har stor betydning for nøyaktigheten ved posisjon og energibestemmelse. Den ideelle scintillator skal ha uendelig høy tetthet for røntgenstråling med den ønskede energi, være fullstendig transparent for lys med den bølgelengde som

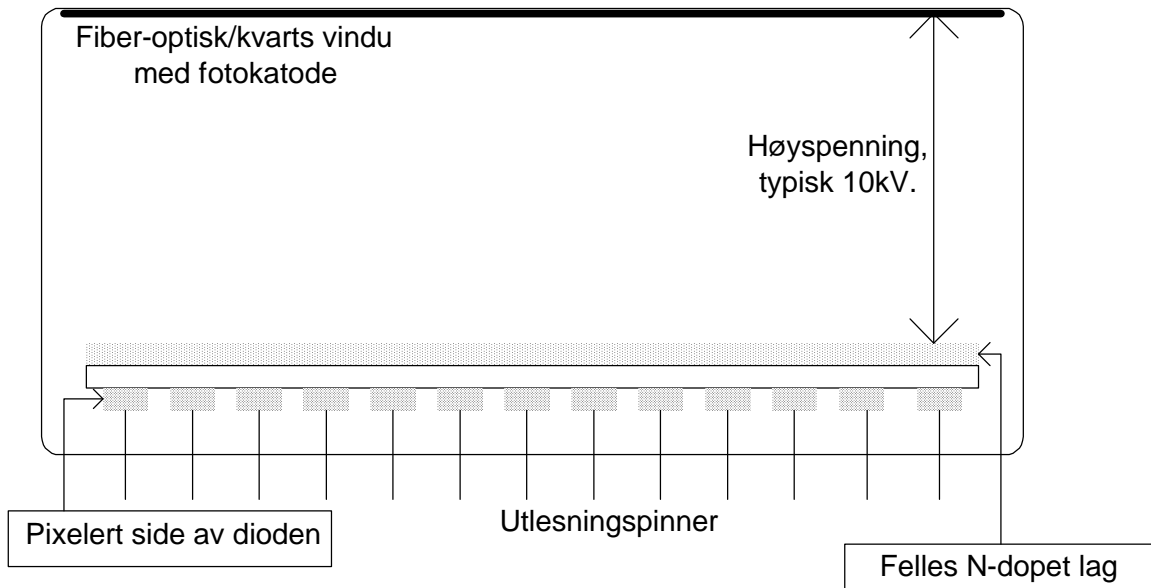
deeksitasjonen gir opphav til, samt ha så liten tykkelse som mulig for å unngå spredning av lyset.

For å øke effektiviteten blir ofte scintillatoren belagt med et reflekterende belegg på siden som vender bort fra PM-røret. Dette gjøres fordi lyset sendes ut i alle retninger, og det lyset som ikke treffer fotokatoden vil gå tapt. Dette tapet vil redusere detektorens effektivitet, og dermed energiopløsningen. Det er ønskelig at lyset ledes ned på fotokatoden uten for mye spredning. Spres det for mye vil det redusere detektorens posisjonsopløsning.

Scintillatordetektorer benytter en krystall til å omdanne røntgenstråling til synlig lys. Dette lyset blir så detektert av en lysfølsom detektor.

Scintillatoren er et krystall som stopper røntgenfotoner, for så å sende en del av den absorberte energien ut i et lysglimt. Dette gjør den ved at røntgenfotonet blir stoppet i krystallen. Når fotonet stoppes vil det slå løs et elektron fra atomet eller molekylet som stopper fotonet. Energien til dette elektronet vil være lik energien til røntgenfotonet minus bindingsenergien til elektronet. Dette elektronet vil så bli stoppet på en meget kort distanse (brøkdeler av en millimeter). Under denne nedbremsingen vil elektronet forårsake en rekke eksitasjoner hvor det så blir sendt ut flere lyskvant i den synlige delen av det elektromagnetiske spektrum. Intensiteten til lysglimtet er proporsjonal med energien til det innkommende røntgenkvantet. Disse fotonene danner lysglimtet som skal detekteres i en dertil egnet lysdetektor. PM-rør er mye brukt til dette. PM-rør vil bli nøyere beskrevet i et senere kapittel.

I den senere tid er det også utviklet multipixelhybriddetektorer (M-HPD). Dette er også posisjonsfølsomme lysdetektorer slik som PM-røret men kan gi et mer kompakt system med høyere oppløsning. Disse detektorene består av et inngangsvindu hvor et fotokatodemateriale er avsatt. Når lyset fra scintillatoren kommer inn vinduet, vil elektroner bli slått løs fra fotokatoden. Disse vil så bli akselerert over en høyspenning på typisk 10kV. Dette gir en forsterkning på typisk 2200 ved ionisering i en silisium anode. Disse elektronene blir altså akselerert ned på et array av silisium PIN-dioder. Disse diodene har et felles N-lag, mens de 61 enkeltpixelene på undersiden av diodene føres ut til en keramisk tilkoblingsplate. Dette felleslaget gjør at man får tilgjengelig et felles analogt OR-signal for alle pixelene. Dette signalet kan effektivt benyttes til triggersignal. En skisse av en M-HPD er vist i Figur 3-3.



Figur 3-3: Skisse av en posisjonsfølsom multipixel hybrid-fotodiode detektor

Scintillatoren kan utformes på mange måter med ulik tykkelse og form. Krystallen må imidlertid være tykk nok til at røntgenstrålingen bli fullstendig detektert. Utformingen av tykkelsen på krystallet blir et kompromiss mellom lysutbytte (energioppløsning) og posisjonsoppløsning.

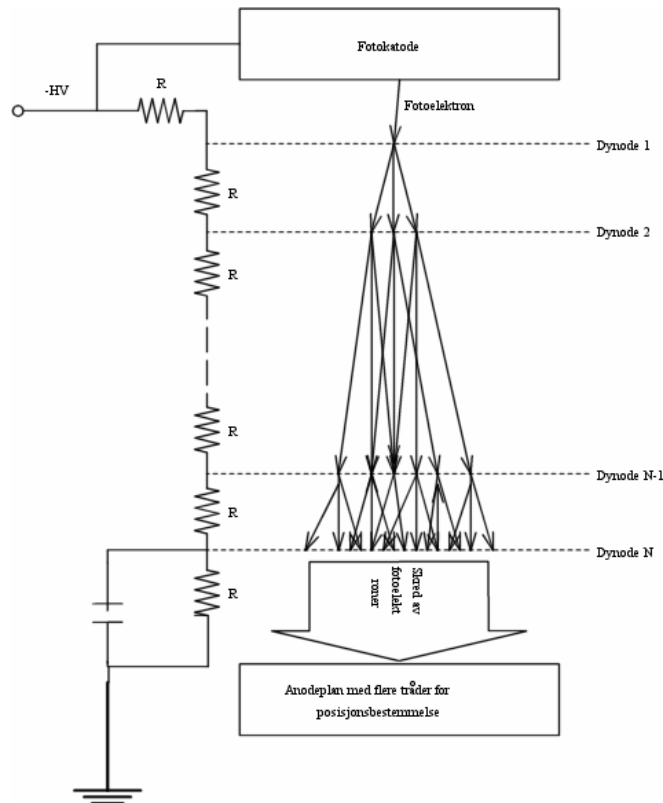
Scintillatorer kan lages av et kontinuerlig krystall, eller som segmenterte scintillatorskiver, sammensatt av individuelle scintillatorstaver sementert sammen med 0,5mm hvit epoxy for å reflektere lyset tilbake fra veggene. Dette vil øke lysutbyttet samtidig som det hindrer lyset i å spre seg utenfor scintillatorsegmentet.

3.1.3 Posisjonsfølsomt PM rør.

3.1.3.1 Generelt om PMT

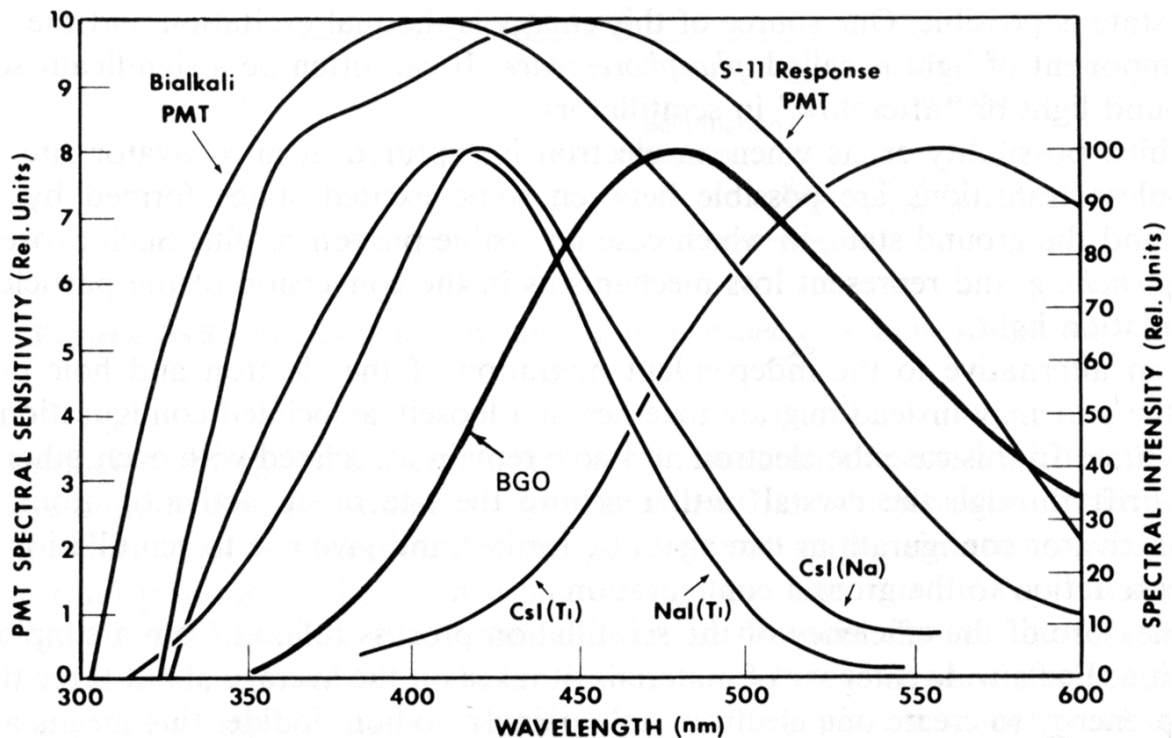
Et PM-rør (Photo Multiplier Tube) består av tre hoveddeler. En fotokatode frigjør et antall elektroner proporsjonalt med intensiteten på det innkommende lysglimt. Disse elektronene akselereres over et potensialfall ned på en dynode hvor disse akselererte elektronene slår løs nye elektroner. Disse elektronene akselereres på nytt ned på en ny dynode hvor de slår løs nye elektroner. På denne måten får man en forsterkning av signalet gjennom røret. Vanlig ladningsforsterkning i et PM rør er $\sim 10^4$ - 10^5 . Elektronene treffer så en anode hvor de danner signalet som forsterkes av en ladningsfølsom forsterker på utgangen. PM rør kan også være posisjonsfølsomt. Da har det en dynodestruktur som gjør at posisjonen til det

innkommende fotonet beholdes gjennom dynodekjeden, og man har istedet for en anodetråd et anodeplan med flere tråder i hver retning (X og Y). Dette kalles et PSPMT (Position Sensitive Photo Multiplier Tube). En forenklet skisse av et PSPMT er vist i Figur 3-4.



Figur 3-4 Prinsippkisse av et posisjonsfølsomt PM-rør. Fotokatode

Fotokatodens materiale er med på å bestemme effektiviteten i detektorsystemet. Det er viktig at dette har tilpasset følsomhet, slik at det har høyest effektivitet for de fotonenergiene som emitteres av scintillatoren. En oversikt over emisjonsspektra for en del scintillatorer og følsomheten for to vanlige fotokatoder er vist i Figur 3-5 (Knoll 8-7).



Figur 3-5: Emisjonsspektra for noen brukte scintillatorer, og følsomheten for noen vanlige fotokatoder. Figuren er hentet fra Knoll (Radiation detection and measurement).

3.1.4 Faststoffdetektorer

Faststoffdetektorer anvender halvledere til å detektere røntgenstrålingen. Disse kan lages mindre enn tilsvarende gassfylte detektorer fordi tettheten til disse detektorene er en faktor $\sim 10^3$ større enn den for tilsvarende gasser. Det vil, enkelt fortalt, si at røntgenstrålene bare trenger inn i detektormaterialet noen promille av det det gjør i en gassfylt detektor. Dette vil igjen si at man ikke trenger å lage detektoren så tykk for å få stoppet det aller meste av røntgenstrålingen.

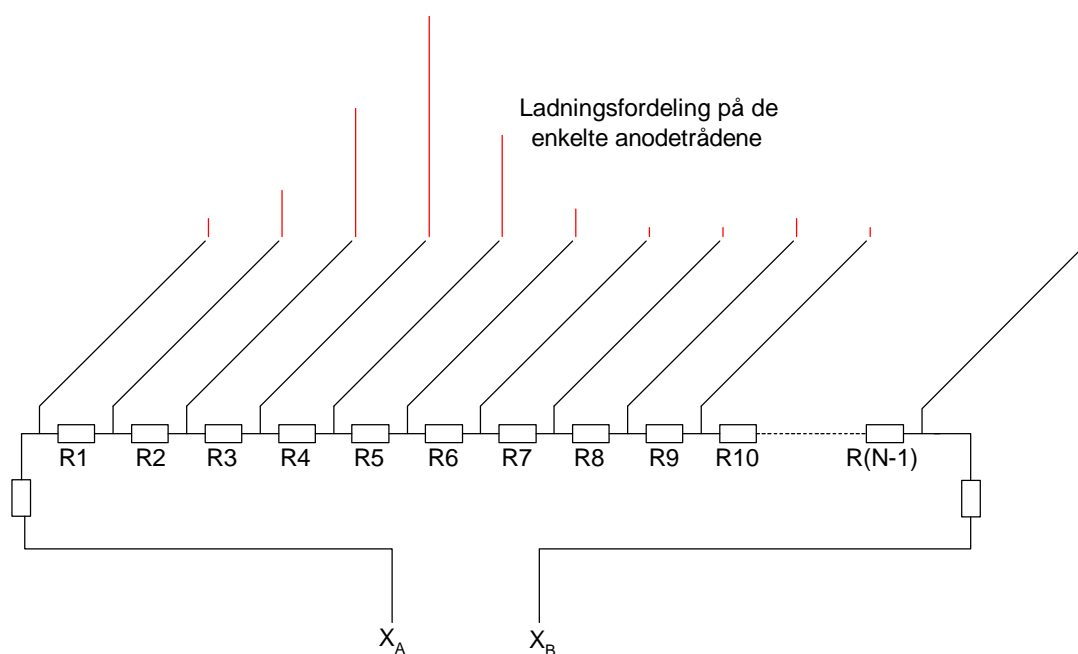
Røntgenstrålingen stoppes i halvlederen og gir opphav til frie elektroner som igjen danner elektron-hull par. Disse ladningsbærerne er analoge til elektron/ione parene som dannes i gassdetektoren. Bevegelsen deres i et påsatt elektrisk felt gir detektorens signal. I disse halvlederdetektorene har en ingen forsterkning av signalet i detektoren slik at man trenger relativt stor forsterkning i forsterkersystemet.

4 Eksisterende system

4.1 Utlesning med resistorkjede.

Denne metoden refereres heretter til som resistiv utlesning.

Dette er den tradisjonelle måten å lese ut et posisjonsfølsomt PM-rør. Her fungerer resistorkjeden som en vekting ved utlesningen av trådene i X og Y retningen. En skisse av dette oppsettet er vist i Figur 4-1. Dette gjør at man har behov for fire separate forsterkere for å utføre selve utlesningen. Dette kan enkelt implementeres med tradisjonell elektronikk på et kretskort som monteres i forbindelse med PM-røret, uten at det blir for stort. Om man ser på signalgangen i X-retningen vil oppsettet se ut som Figur 4-1.



Figur 4-1: Prinsippkisse av resistiv utlesning. Vist er også en mulig ladningsfordeling av elektroner i anodeplanet.

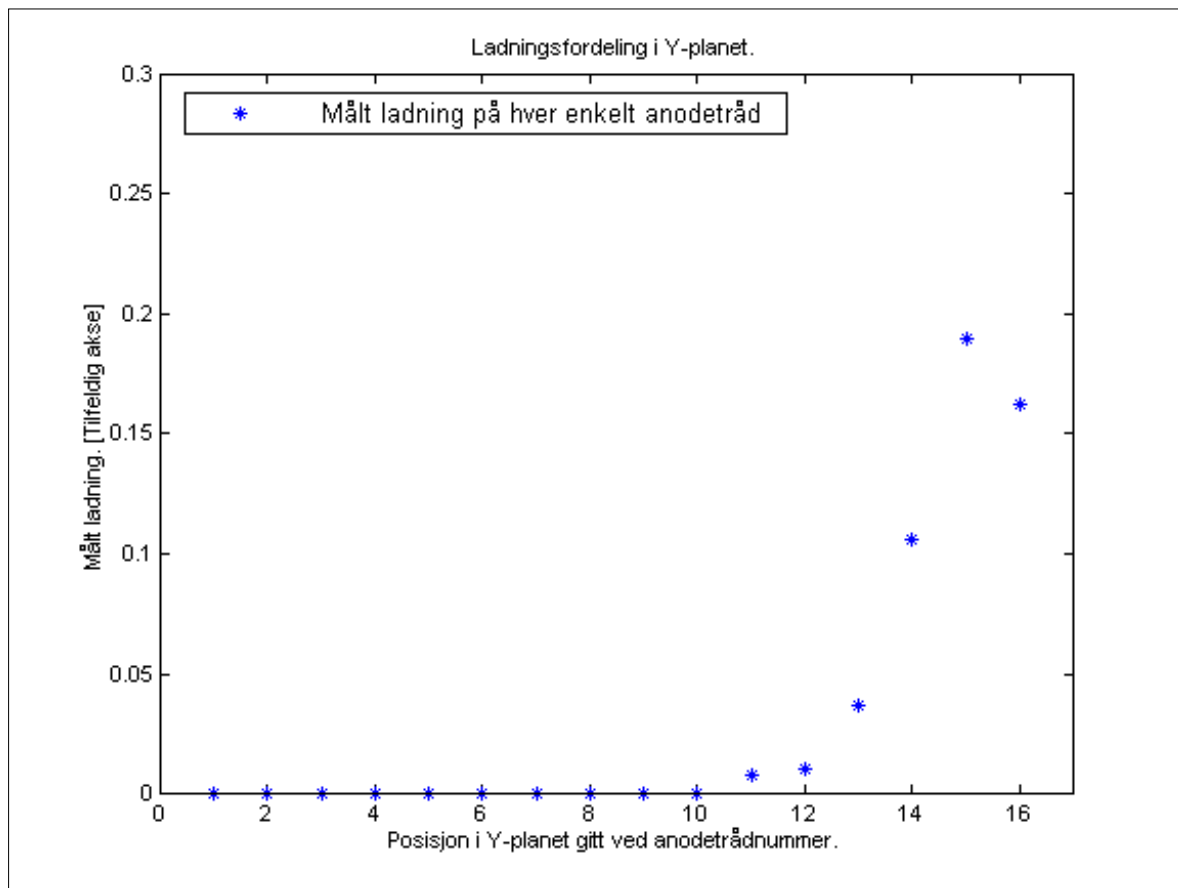
Her får man ut en spenning på hver side av resistorkjeden, og forholdet mellom disse to spenningene gir posisjonen til det innkommede røntgenfotonet etter formelen:

Formel 4-1:

$$X_{\text{pos}} = \frac{X_A}{(X_A + X_B)}$$

Summen av amplitudene $X_A + X_B$ vil være proporsjonal med energien til det innkommende fotonet. På denne måten kan både energi og posisjon bestemmes med relativt enkel elektronikk.

Denne måten å lese ut posisjon og energi fra PM-røret på er langt fra ideell når posisjonen til røntgenfotonet som detekteres nærmer seg kanten av detektoren. Så lenge all ladningen blir plukket opp på anodetrådene vil denne utlesningsmåten fungere tilfredsstillende, men når noe av ladningen går tapt fordi ladningsfordelingen blir som i Figur 4-2, vil tyngdepunktet av landingsfordelingen havne nærmere midten enn fotonet som ble registrert. Dette vil medføre at fotonet blir registrert som et røntgenkvant med lavere energi som har truffet nærmere midten av detektoren.



Figur 4-2: Ladningen som er målt på hver enkelt anodetråd. I denne situasjonen er ikke ladningsfordelingen symmetrisk om fordelings topp og en tyngdepunktsberegning vil gi en posisjon som ligger nærmere sentrum av detektoren enn det som er tilfellet.

Denne situasjonen vil gi mange av de resultatene som en kan oppnå ved å benytte en beregning av tyngdepunktet i ladningsfordelingen. Denne tyngdepunktsberegningen er en idealisering av den resistive utlesningen.

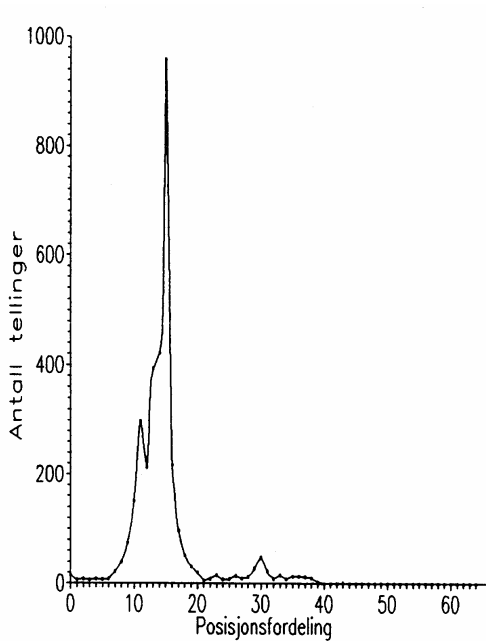
Alle PM-rør har en viss mørkestrøm som går selv om det ikke kommer lys ned på fotokatoden. Denne er for Hamamatsu R2487, det PM-røret som benyttes i detektoroppsettet, typisk 20nA ved 25°C. Denne mørkestrømmen gjør at alle registreringer får et bidrag som er det samme på alle anodetråder. Denne mørkestrømmen har da tyngdepunkt i sentrum av PM-røret. Den vil derfor gi et bidrag som trekker posisjonen mot sentrum av det følsomme området. Dette er en effekt man kan korrigere ved kalibrering og matematisk etterbehandling. Dette krever imidlertid mye kapasitet fordi effekten varierer med posisjonen og ikke minst med energien til det innkommende røntgenfotonet. For lavere energier vil effekten være mer fremtredende.

Denne utlesningsmetoden har likevel vært brukt ved en rekke anledninger fordi den har vist seg god nok sammenliknet med andre deteksjonsmåter. Det er blant annet foreslått brukt et array av posisjonsfølsomme PM-rør til høyenergimodulen, AHEX, i AURIO (Stadsnes et al., 1990). Dette er en røntgendetektor som skal kunne ha varierende synsfelt og som er utviklet ved Universitetet i Bergen i samarbeid med University of Southampton. AURIO er et europeisk prosjekt for nordlysstudier hvor detektorene i skrivende stund enda ikke er fløyet på en satellitt.

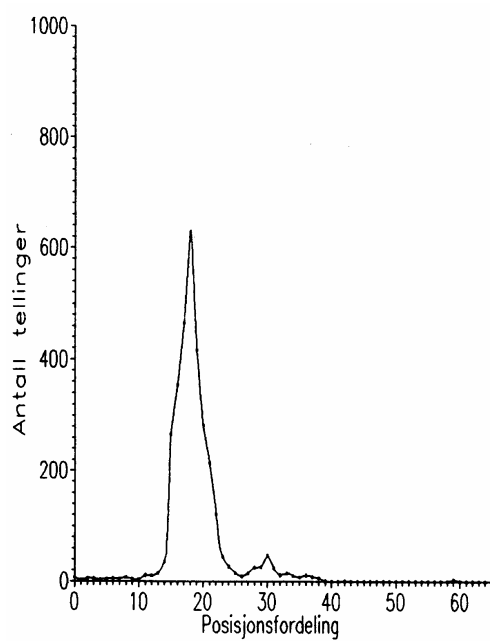
4.2 Tidligere arbeider med PSPMT ved Universitetet i Bergen

Av arbeider innen resistiv utlesning er endel gjort her ved Universitetet i Bergen, avdeling for Romfysikk. Rune Røslund har i sin hovedoppgave: "Avlesningselektronikk til et posisjonsfølsomt fotomultiplikatorrør." (Røslund, 1993) behandlet bruken av et Hamamatsu R-2487 PM-rør, det samme PM-røret som er brukt i denne hovedoppgaven. Det ble da benyttet en resistorkjede til å lese ut posisjonen som beskrevet tidligere. Figur 4-3 til 4-6 viser posisjonsfordelingen for fire forskjellige posisjoner i X-retningen over detektoren. Den relative forflytningen er angitt til å starte fra et punkt helt i kanten av detektoren. Til disse målingene ble det benyttet en ²⁴¹Am, kilde som sender ut røntgenstråling på 60keV. Scintillatoren som ble brukt var en sirkulær, kontinuerlig NaI krystall med 3mm tykkelse og 76mm i diameter. NaI krystallet er svært hygroskopisk, det vil si at det lett tar til seg vann, slik at slike scintillatorer må være pakket i en tett innpakning for å kunne brukes. Denne scintillatoren hadde et 0,2mm tykt Beryllium vindu foran krystallet, og bak krystallet mot

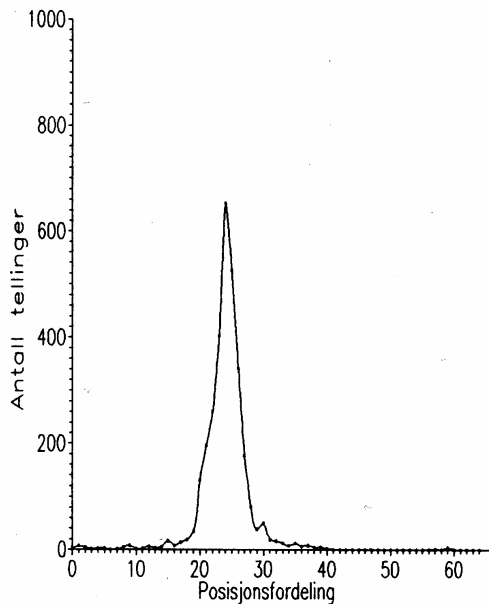
vinduet i PM-røret var det et 2,9mm tykt glassvindu som lyset måtte passere i tillegg til vinduet i PM-røret. Denne ble koblet til PM-røret med optisk grease.



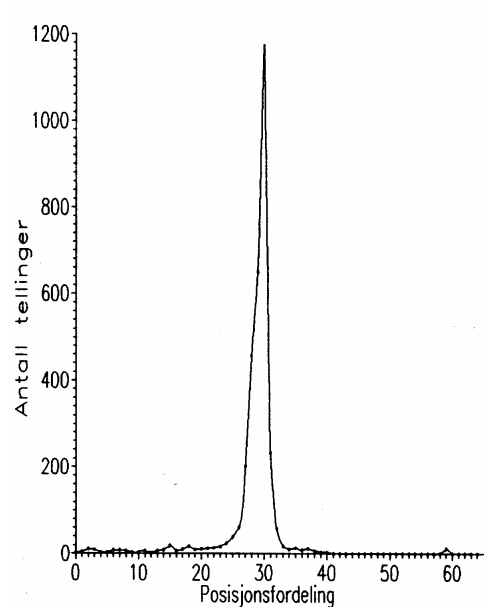
Figur 4-3: Posisjonsfordeling ved relativ forflytning 0mm; FWHM 1,1 (Røsland, 1993).



Figur 4-4 Posisjonsfordeling ved relativ forflytning 10mm; FWHM 4,2 (Røsland, 1993)



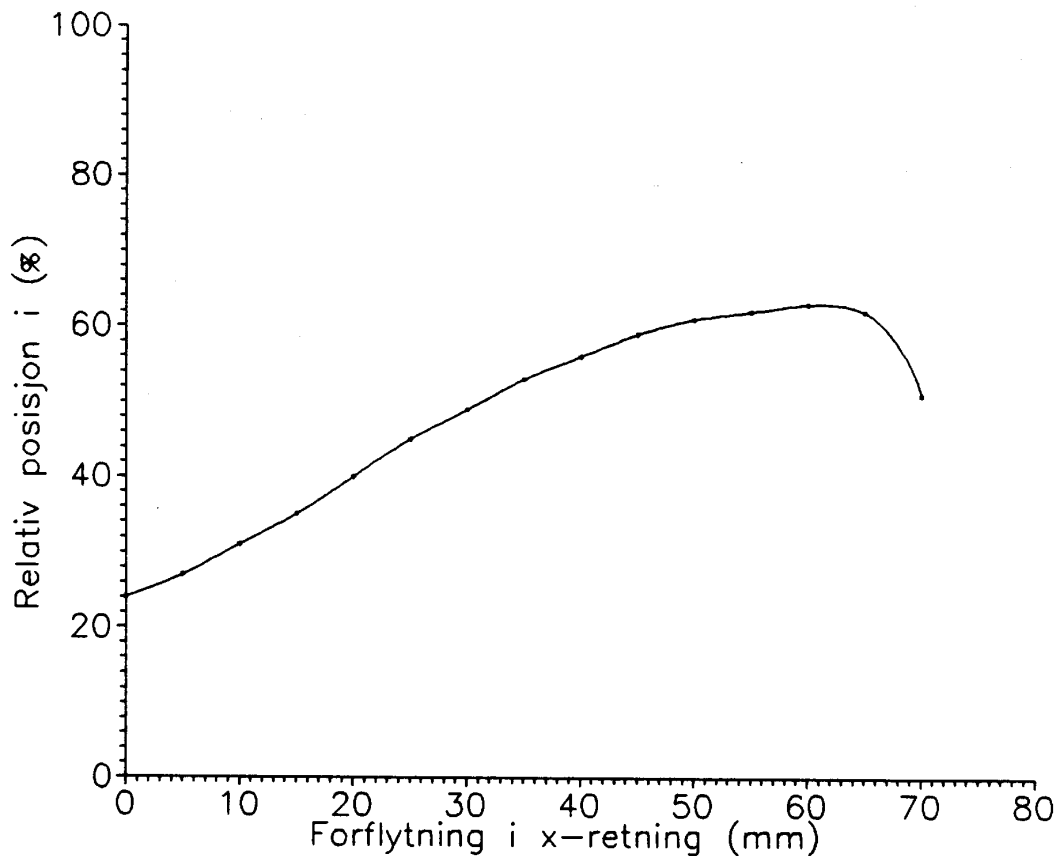
Figur 4-5: Posisjonsfordeling ved relativ forflytning 20mm. FWHM 3,6 (Røsland, 1993).



Figur 4-6 Posisjonsfordeling ved relativ forflytning 30mm. FWHM 1,1 (Røsland, 1993)

Disse målingene danner også basis for linearitetsundersøkelsene av detektorsystemet. Dersom man ser på posisjonsfordelingen og FWHM som er oppgitt for de ulike posisjonene ser man at usikkerheten i posisjonsbestemmelsen er svært avhengig av posisjonen på detektoren. Dette gjør at nøyaktigheten i posisjonsberegningene ikke er den samme over hele detektorflaten, og gir i praksis detektoren et mindre effektivt område.

Figur 4-7 viser den oppnådde lineariteten ved resistiv-kjede utlesning. Denne er beregnet ved at peak-verdien er funnet og deretter er det gjort et gjennomsnitt for posisjonene som ligger innenfor et intervall på ± 10 mm. Dette resultatet blir så plottet for å vise detektorens linearitet.



Figur 4-7: Her plottes målt posisjon mot absolutt posisjon for å beskrive lineariteten i detektoren. (Røsland, 1993)

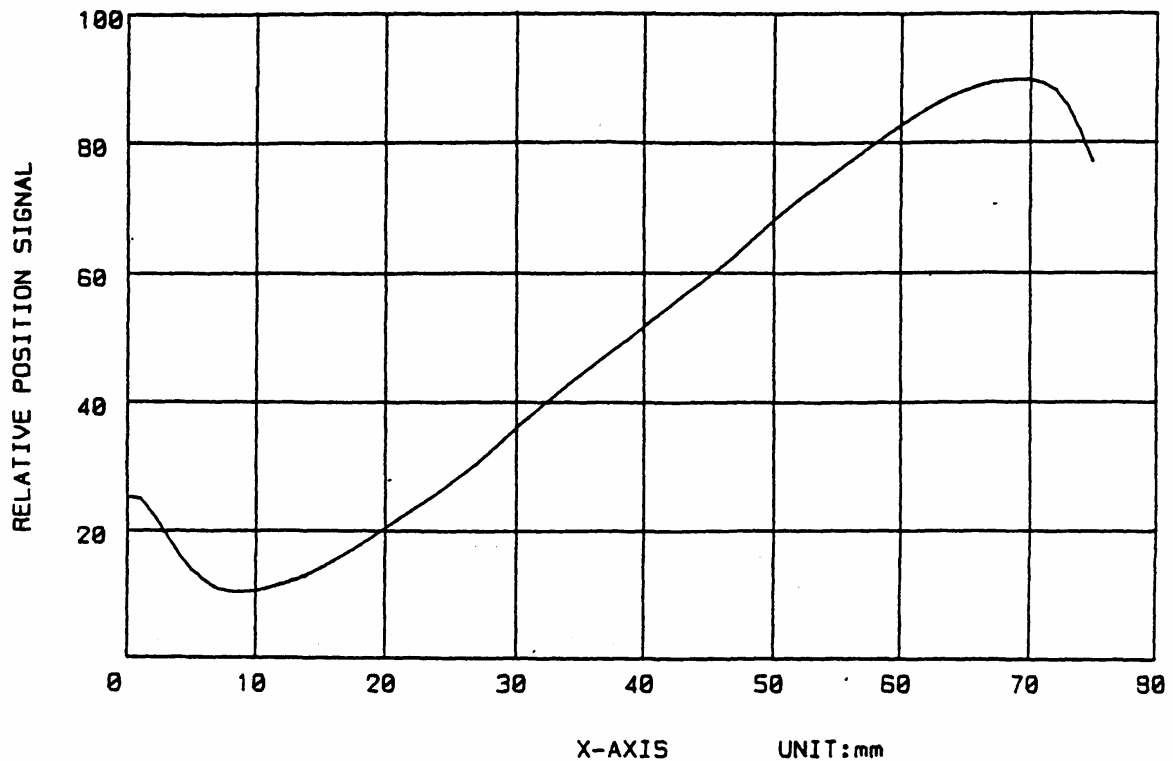
Her vises godt denne utlesningsmetodens store svakhet. Krummingen av posisjonskurven starter langt inne på detektoren og gjør en presis posisjonsberegning vanskelig. Fra ca. 55 mm begynner kurven å flate ut, og ved 60 mm er kurven helt flat.

Deretter faller den. Dette betyr at man ikke kan skille om en hendelse skjer ved 57 eller 63 mm. Dette betyr at man ikke lenger har et en til en forhold mellom målt og absolutt posisjon.

Resultatene oppnådd (Røsland, 1993) sammenliknes også med resultater oppnådd av Hamamatsu. Disse viser at den relative posisjonen skal variere mellom 10% i posisjonen 10 mm og 90% i posisjonen 65 mm. Dette står i kontrast til resultatet oppnådd i figur 4-7, hvor relativ posisjon varierer mellom 24% av fullt utslag for posisjonen 0 mm, og 64% av fullt utslag i posisjonen 60 mm, der fullt utslag vil være resultatet ut fra detektorsystemet som plasserer hendelsen helt i kanten av detektoren.

SPATIAL LINEARITY

TUBE TYPE :R2486MOD
SERIAL NO. :Z51225
DATE :JUN.22.'93
HV : -1000V



Figur 4-8: Linearitet oppnådd ved Hamamatsu for PM-røret R2486. Fotokatoden er belyst med lys fra en fiberoptisk kilde. (Røsland, 1993)

Hverken Hamamatus eller Røslands tall for maksimalutslaget angir det lineære området til detektoren. Dette vil bli noe mindre på grunn av krumningen på posisjonskurven. Hamamatus kurve krummer senere og raskere enn Røslands kurve. Dette fordi det ved fremstilling av denne kurven ble brukt en fiberoptisk lyskilde for å belyse fotokatoden direkte. Dermed oppnår man en mye mer sentrert belysning enn når man benytter en scintillator. Når begivenheten skjer i scintillatoren vil lyset fra denne fordele seg jevnt i en kuleflate. Fordi fotonet stoppes høyt i scintillatoren vil dette, sammen med tykkelsen på vinduet bak scintillatorkrystallet, gi opphav til en større spredning av lyset ned på fotokatoden enn ved bruk av direkte belysning med fiberoptikk. Spredningen vil også øke med dårligere kollimering av røntgenkilden. Det kan vises at en bredere fordeling på pulsen i anodeplanet vil resultere i en kurve som flater ut tidligere.

4.3 Multikanalutlesning

Ved multikanalutlesning, heretter kalt kurvetilpassende metode, vil man forsøke å finne toppunktet i ladningsfordelingen i anodeplanet i hver dimensjon (x og y).

Ved multikanalutlesning vil trådene bli lest ut hver for seg. For et PM-rør med 18+16 tråder vil man da trenge 34 parallelle forsterkere. Siden vil det benyttes kurvetilpassning for å finne posisjonen og energien. Dette krever mer av systemet som ligger rundt detektoren. For bare få år siden ville det vært tilnærmet umulig å realisere et slikt system ved bruk av konvensjonell elektronikk. Men de siste års rivende utvikling innen multikanalforsterkere med meget gode egenskaper har gjort det mulig å realisere et slikt system.

Siden det benyttes en kurvetilpassningsteknikk, vil den korrekte posisjon bli funnet, selv om halve pulsen faller utenfor anodeplanet, noe som svarer til at fotonet traff helt på kanten av detektorens følsomme område. Ingen pulser vil treffe anodeplanet med mindre enn halve pulsen siden dette svarer til at partikkelen traff utenfor detektoren.

Ved å anvende multikanalutlesning vil man unngå å måtte kalibrere for manglende linearitet mot kantene, og det effektive arealet til detektoren vil bli større. Dette fordi man kan bruke randområdene i langt større grad enn med utlesning ved resistorkjede.

Mørkestrømmen vil også for multikanalutlesningen gi opphav til en del støy og unøyaktigheter, men det er lettere å minimalisere effekten av den. Dette gjøres i software ved databehandlingen.

4.4 Multikanalsutlesning foretatt ved University of Southampton.

Publiserte arbeider innen multikanalsutlesning er gjort ved universitetet i Southampton. I artikkelen "Pixellated CsI(Tl) arrays with position-sensitive PMT readout" (Truman et al., 1994), presenteres resultater fra forsøk med forskjellige scintillatorkrystaller og ulike konfigurasjoner av disse.

I denne artikkelen ser de på posisjonsoppløsningen ved forskjellige krystalldimensjoner i scintillatorskiven. Det ble i forsøkene benyttet tre ulike scintillatorkrystaller og to forskjellige PM-rør, et 3" kvadratisk og et 5" sirkulært PM-rør (R3292). Elementer som ble studert var forskjeller i posisjonsoppløsning for de to PM-rørene ved bruk av samme scintillatorskive og posisjons- og energioppløsning for forskjellige scintillatorskiver med scintillatorkrystaller med ulik størrelse. I tillegg så de på effekten av å la det være et lite luftlag mellom scintillatorskiven og vinduet på PM-røret.

Posisjonsoppløsningen til PM-rørene er en funksjon av energi og krystallstørrelse. Resultatene av disse undersøkelsene er vist i Tabell 4-1. Disse undersøkelsene ble gjort ved bruk av konvensjonell utlesningsteknikk, altså resistiv kjede.

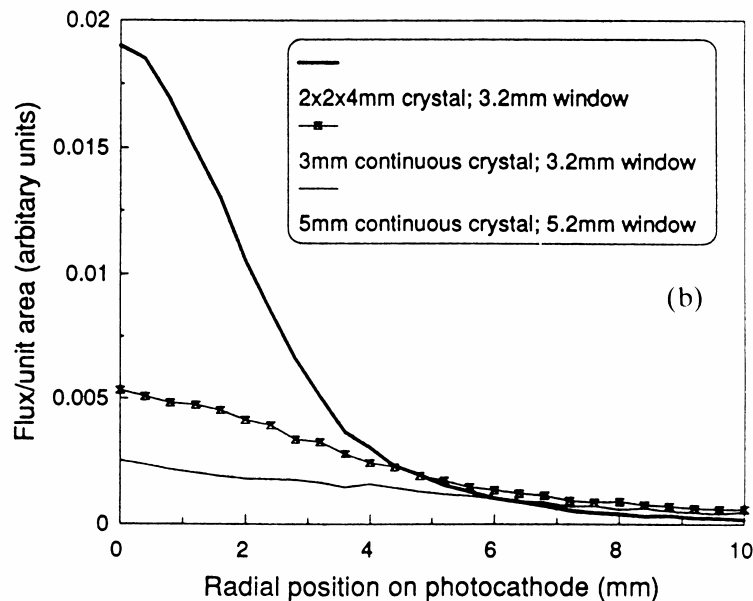
Posisjonsoppløsning i FWHM [mm] for forskjellige krystaller og PM-rør			
Energi [keV]	1,25mm krystall	2mm krystall	3mm krystall
22,1	4,5 (5,2)	3,5 (10,7)	3,7 (15,2)
32,1	3,5 (4,8)	2,7 (5,2)	2,4 (9,9)
59,5	1,9 (3,8)	2,0 (3,7)	2,1 (5,8)
122	1,3 (3,3)	1,5 (2,6)	2,1 (4,3)

Tabell 4-1: Posisjonsfølsomhet for to forskjellige PM-rør, 3" og 5" (i parentes). (Truman et al., 1994)

Hovedforskjellen i evnen til å skille nærliggende hendelser ligger i tykkelsen på vinduet i PM-røret. Det tre tommers kvadratiske røret (R2487) har et vindu som er 3,2mm tykt, mens vinduet i det større R3292 er 6mm tykt. Dette medfører at strålene fra scintillatorkrystallen fordele seg over et større område, og posisjonsoppløsningen går ned. Figur 4-9 illustrerer hvordan forskjellen vil være mellom de to vindustykkelsene.

Størrelsen på scintillatorkrystallene vil bestemme posisjonsoppløsningen til detektoren. Pixelene må likevel ikke være så små at dødarealet, representert ved 0,5mm

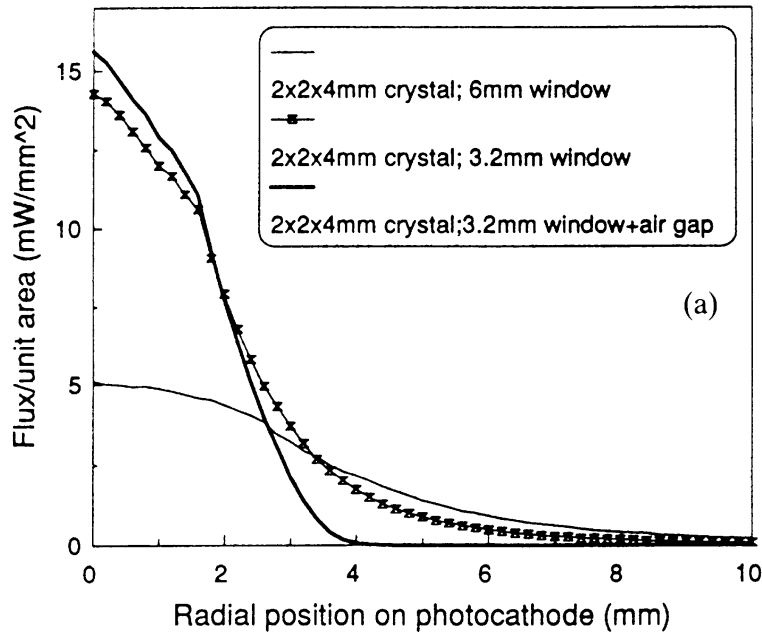
epoxylag mellom krystallene, blir for stort. Dette vil redusere lysutbyttet og dermed også energiopløsningen til detektoren.



Figur 4-9 Optiske Monte-Carlo simuleringer som viser Krystalldimensjonens effekt på lysspredningen på fotokatoden. (Truman et al., 1994)

I artikkelen: ” Pixellated CsI(Tl) arrays with position-sensitive PMT readout.” (Truman et al., 1994) presenteres effekten av å benytte segmenterte scintillatorer i forskjellige konfigurasjoner med to forskjellige PM-rør. Det er vist kurver for to PM-rør fra Hamamatsu. Et tre tommers PM-rør (R-2487) med 3,2mm tykt vindu, og et 5 tommers rør (R-3292) med 6mm tykt vindu. Hvilken kurve som er for hvilket PM-rør kan sees ved at tykkelsen på vinduene er forskjellige.

Figur 4-10 (Truman et al., 1996) viser resultatene fra Monte-Carlo simuleringer som illustrerer effekten av krystalldimensjoner på spredningen av lyset på fotokatoden. Disse simuleringene viser at en scintillatorplate bestående av 2x2mm krystaller, som er 4mm lange, gir vesentlig mindre spredning av lyset enn en tilsvarende 3mm kontinuerlig krystall, selv om den kontinuerlige krystallen er tynnere. Den tykkeste kontinuerlige scintillatorplaten på 5mm gir en enda større spredning av lyset.



Figur 4-10 Optiske Monte-Carlo simuleringer som viser vindustykkelsens effekt på lysspredningen på fotokatoden. (Truman et al., 1996)

Vinduet i PM røret gjør at fotokatoden kommer lengre fra scintillatoren. Figur 4-10 (Truman et al., 1996) viser en Monte-Carlo simulering av hvordan lysspredningen på fotokatoden endres med vindustykkelsen i PM-røret.

Vist i figur 4-10 er også effekten av å introdusere et luftgap på 50µm mellom scintillatorplaten og PM-røret. Dette kutter effektivt halen av lysspredningen, samtidig som det øker strålingsintensiteten noe i sentrum av krystallen. Med et luftlag mellom scintillatoren og PM-røret vil det oppstå total indre refleksjon når innfallsvinkelen er større enn den kritiske vinkelen gitt ved:

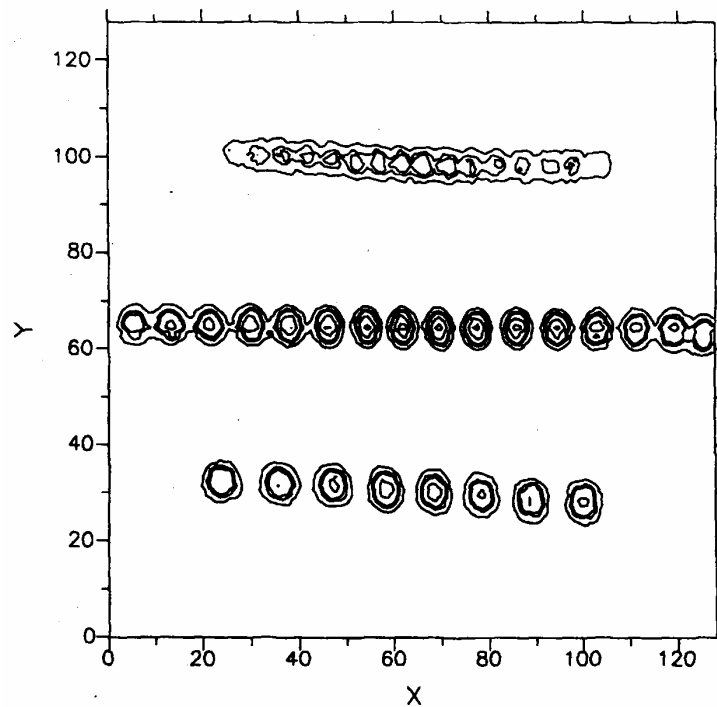
Formel 4-2

$$\sin\theta_c = \frac{n_2}{n_1}$$

Hvor n_1 er brytningsindeksen til scintillatorkrystallen, og n_2 er brytningsindeksen for luft. Dette er stråler som ellers ville økt spredningen i strålingsfordelingen. I stedet blir disse strålene reflektert tilbake i krystallen, og de kan ved refleksjon komme tilbake til grenseflaten mot PM-røret med en innfallsvinkel som gjør at strålen slippes gjennom.

Forskjellene var i praksis så store at det var umulig for det største PM-røret å skille mellom enkeltkrystaller selv fra de største krystallene. Det viste seg at det minste 3" røret kan

gi en mye finere posisjonsoppløsning enn det det store 5 tomers røret. Figur 4-11 viser alle tre scintillatormatrisene sett sammen av et tre tomers R2487, PM-rør.



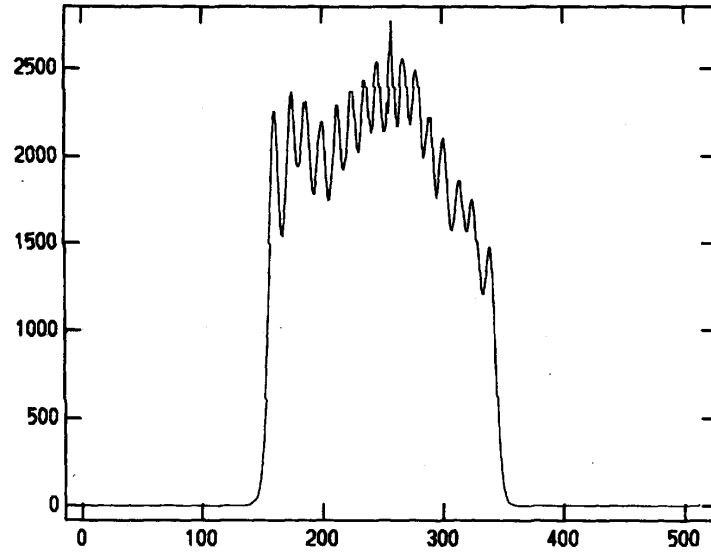
Figur 4-11: De tre omtalte scintillatormatrisene plassert på det samme PM-røret(R2487). Disse er så bestrålt av jevnt fordelt røtgenstråling (122keV). (Truman et al., 1996)

Posisjonsfølsomheten kan forbedres ved å benytte multikanalsutlesning og ved å bruke en kurvetilpassningsalgoritme for å rekonstruere hendelsen. Resultatene som presenteres i Tabell 4-2 (Truman et al., 1996) sammenligner eksperimentelle verdier for posisjonsoppløsning og topp/dal verdier for målinger med begge utlesningsmetoder. Ved målingene ble det brukt 122keV stråling fra ^{57}Co .

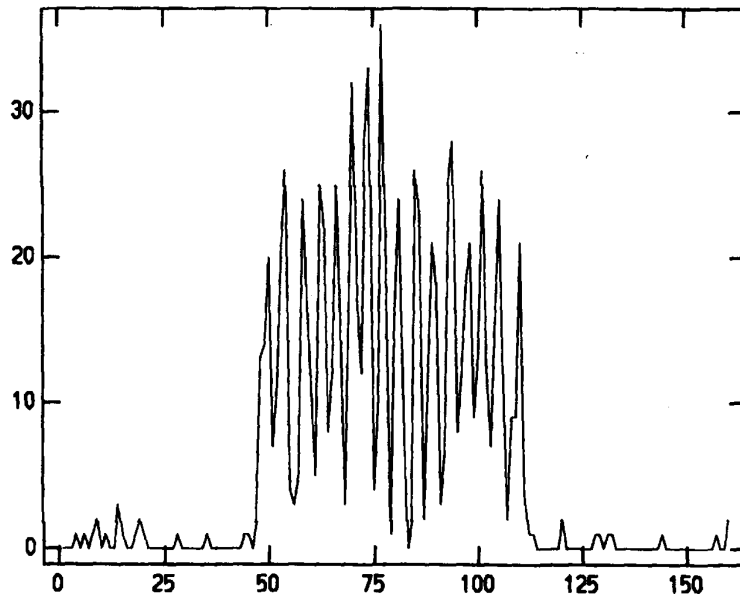
Krystall størrelse [mm]	FWHM [mm]		Topp/bunn ratio	
	Multikanal	Resistiv kjede	Multikanal	Resistiv kjede
1,25	0,9	1,3	5,38:1	1,22:1
2,0	1,2	1,5	7,58:1	3,1:1
3,0	1,5	2,1	8,39:1	6,36:1

Tabell 4-2: Posisjonsoppløsning oppnådd med ulike utlesningsmetoder og ulike krystallstørrelser med PM-røret R2487.

Resultatene fra de minste krystallene er vist i Figur 4-12 og Figur 4-13. Figurene viser spekteret som et 1D array av 1,25mm krystaller skilt med 0,25mm hvit epoxy gir med konvensjonell utlesning og med multikanalsutlesning.



Figur 4-12 Posisjonsfordeling med 16 scintillatorelementer, hver 1,25mm, bestrålt med 122keV (^{57}Co), Her er det benyttet konvensjonell utlesning av posisjonen. (Truman et al., 1996)



Figur 4-13: 16 scintillatorelementer, hver 1,25mm, bestrålt med 122keV (^{57}Co), med multikanalsutlesning. Midlere posisjonsoppløsning er 0,9mm FWHM. (Truman et al., 1996)

Figur 4-13 viser at det ved å bruke en segmentert scintillatorskive med 1,25x1,25mm krystaller kan oppnåes en posisjonsfølsomhet på 0,9mm. Videre ser man helt klart at de enkelte segmentene er klarere definert ved bruk av multitrådsutlesning enn ved bruk av konvensjonell utlesningsteknikk.

Begrensningene ved konvensjonell utlesning blir tydelig når en ser på små krystaller. Nabokrystaller kan da bare så vidt skilles fra hverandre. Ved multikanalsutlesning derimot, blir hvert krystall klart definert. Dette sees også tydelig på tallene i tabellen hvor topp/bunn ratio avtar sterkt ved minkende størrelse på krystallene. Ved større krystaller er ikke forskjellene så store, men mindre krystaller vil gi bedre posisjonsoppløsning.

I denne artikkelen (Truman et al., 1996) konkluderes det med at multikanalsutlesning med kurvetilpasningsteknikker vil gi suveren romoppløsning, men i tilfeller hvor fin posisjonsoppløsning ikke er nødvendig, eller hvor lave energier ikke skal detekteres, vil konvensjonell utlesning være tilstrekkelig.

I artikkelen "Multi-channel readout of crossed-wire anode photomultipliers", (Bird, He og Ramsden, 1994), beskrives et multikanals utlesningssystem etter noenlunde tilsvarende modell som det som er resultatet av denne hovedoppgaven. I denne artikkelen brukes MXRP chip'en fra RAL (S. Thomas, Electronics Division, RAL, Didcot, England, private communication.) Denne chip'en har 16 ladningsfølsomme forsterkerkanaler med sample/hold funksjon. De samlede spenningene leses så ut sekvensielt som et differensielt signal fra to analoge utganger. Dette ble lest inn av et digitalt oscilloskop som så digitaliserte bølgeformen. Dette ble så lest inn av en PC før det hele ble overført til en SUN arbeidsstasjon for databehandling.

Det ble her sett på detektorens linearitet både for energi og posisjon. Som sammenligningsgrunnlag er det simulert alternative metoder for posisjons og energibestemmelse

Bestemmelsen av energien ble utført på følgende måter:

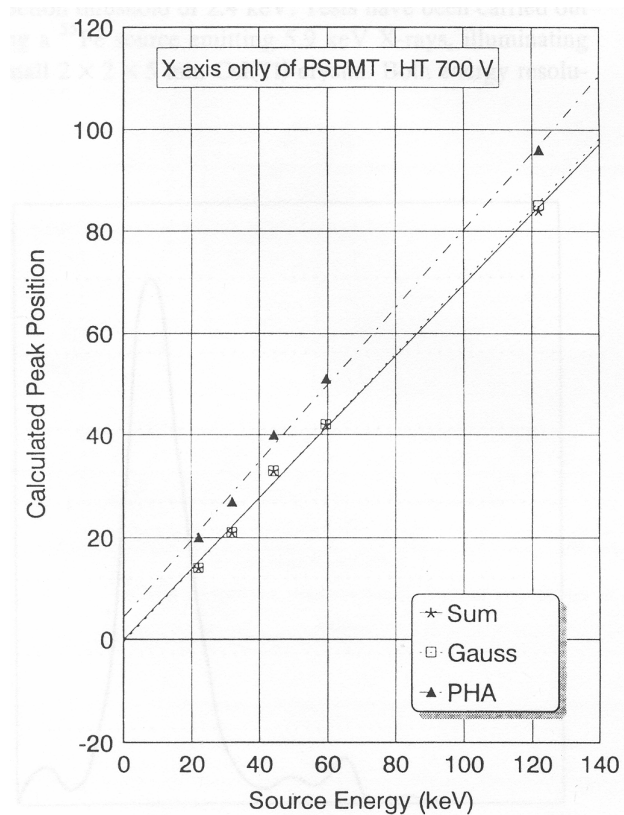
1: Ved å summere ladningen på hver av de 16 anodetrådene. Dette er den enkleste måten rent teknisk.

2: Ved å beregne arealet under en tilpasset Gauss-kurve. For smale topper vil dette være mindre følsomt for støy utenfor toppen. For brede topper blir de to første metodene noenlunde ekvivalente.

3: Ved å finne maksimalnivået av pulsen ved hjelp av en pulshøydeanalysator. For at dette skal være en nøyaktig representasjon, forutsetter det at alle pulsene gir den samme

elektronfordelingen. Dette viste seg å ikke holde stikk slik at spekteret oppnådd med denne metoden ble noe fordreid.

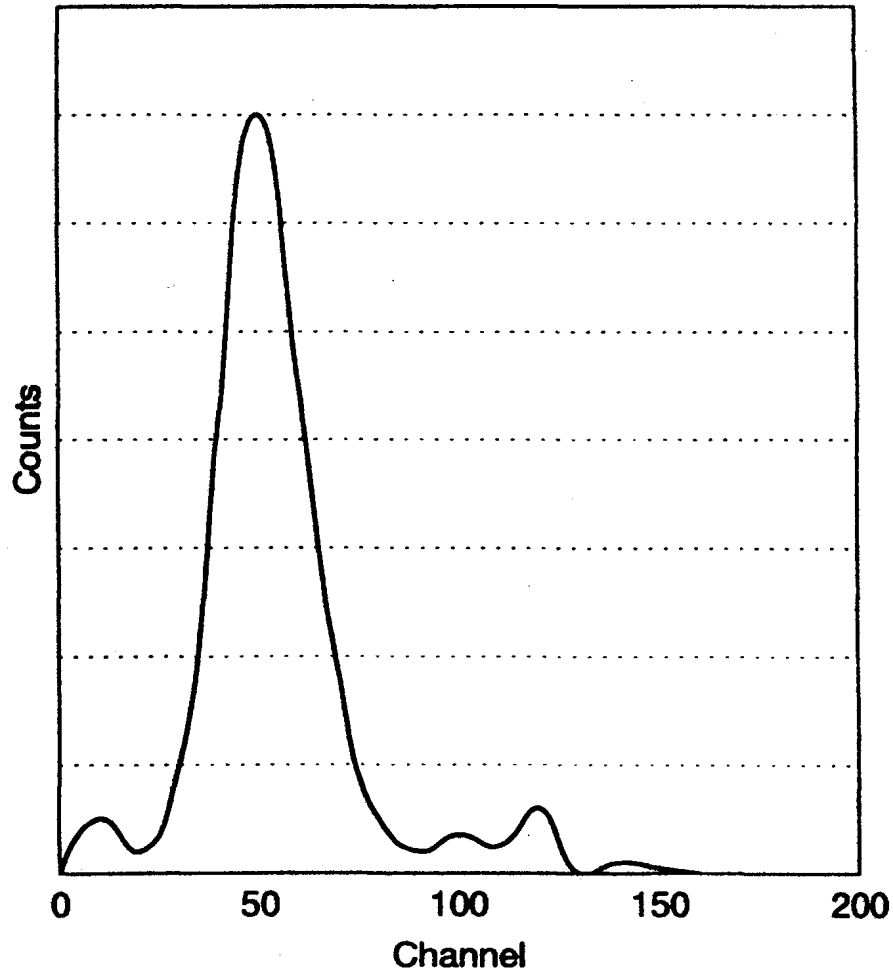
Figur 4-14 viser lineariteten som ble oppnådd for disse tre metodene. Det ble oppnådd meget god linearitet i alle tilfellene. At stigningstallet for metoden med pulshøydeanalysator er så mye høyere er et resultat av måten den setter målingene i bås på.



Figur 4-14: Energilineariteten for de tre formene for energiberegning skissert ovenfor. (Bird, He, Ramsden, 1994)

Energimålingene ble utført med bestråling av sentrum i et kontinuerlig, 3mm tykk NaI(Tl) krystall. Spenningen over PM-røret (R2487) var 700V.

Det ble også i disse undersøkelsene studert røntgendeteksjon ved svært lave energier. Det er detektert posisjonsfølsomt ned til ^{59}Fe stråling på 5,9keV. Teoretiske verdier indikerer at man kan detektere stråling helt ned til 2,4keV. Energispektrum for en 5,9keV kilde er vist i Figur 4-15.

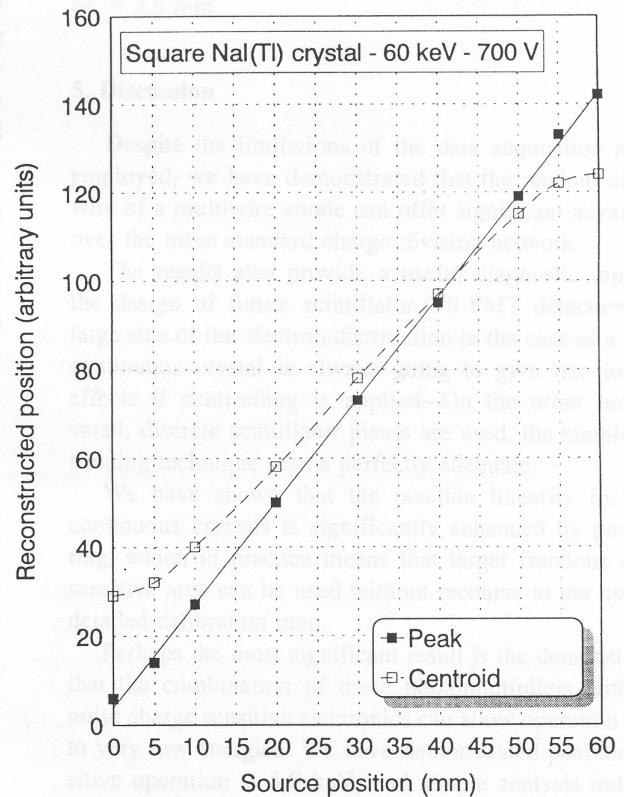


Figur 4-15: Energispektrum oppnådd ved bestråling av en 5,9keV(⁵⁶Fe) kilde. (Bird, He, Ramsden, 1994)

Dette spekteret ble oppnådd med et enkelt 2x2x5mm CsI(Tl) scintillatorkrystall.

Ved posisjonsundersøkelsene ble to algoritmer undersøkt. Den første, som anvender pulsens geometriske tyngdepunkt, er en forenkling av hardware-systemet som implementert i standard resistiv-kjede nettverket. Den andre mer sofistikerte teknikken består i å tilpasse en Gauss-kurve til elektronprofilen og på den måten bestemme toppunktet.

Figur 4-16 viser lineariteten som ble oppnådd ved disse to metodene.



Figur 4-16: Posisjonslineariteten oppnådd med beregning av ladningsfordelingens maksimum ved kurvetilpasning, og ved beregning av ladningsfordelingens geometriske tyngdepunkt. (Bird, He, Ramsden, 1994)

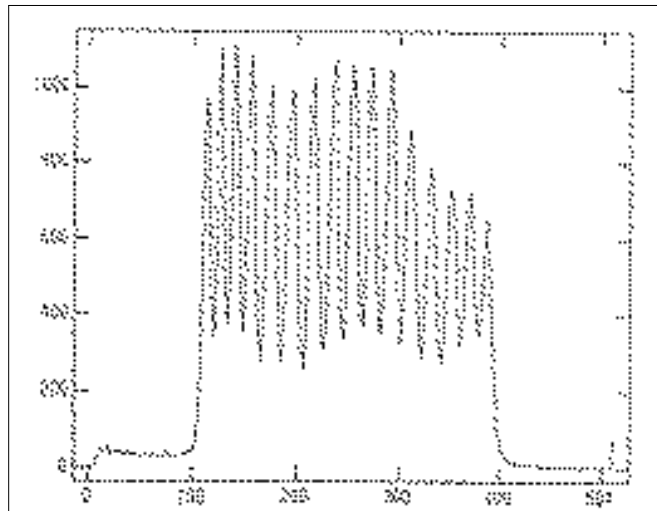
Her går det tydelig frem at lineariteten for metoden med kurvetilpasning er vesentlig bedre enn metoden for beregning av tyngdepunktet. Det er særlig på den siste centimeteren ut mot kanten av krystallen at dette gjør seg bemerket. Resultatet ble oppnådd med et kontinuerlig, 3 mm tykt, NaI(Tl) krystall.

Det ble også gjort målinger av posisjonsfordelingen med røntgenkilden i to posisjoner 20 mm fra hverandre. Målingene ble gjort ved å belyse det kontinuerlige NaI(Tl) krystallet med en 122keV ^{57}Co kilde. Da kan man beregne FWHM ved å kalibrere mot den kjente kildeseparasjonen. FWHM ble beregnet til 4,2mm. Korrigeres dette for dårlig kildekollimering gir det en estimert posisjonsfølsomhet på ca 3,5mm.

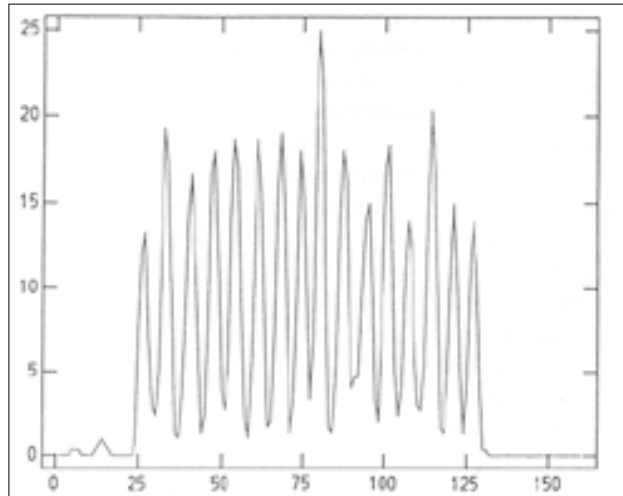
Det konkluderes her med at for datautlesning av et system med en stor kontinuerlig scintillator, vil multitrådutlesning ha betydelige fordeler fremfor en utlesning av det geometriske tyngdepunktet til elektronfordelingen. Om man derimot bruker et segmentert array av scintillatorkrystaller, hvor hastighet og enkelhet er viktigere enn energi- og posisjonsfølsomhet, vil resistiv utlesning være tilstrekkelig.

Det er også vist at posisjonslineariteten for store kontinuerlige krystaller vil bli vesentlig forbedret ved bruk av kurvetilpasning. Det ble også vist posisjonsfølsom operasjon ved energier på 5,9keV, og analysen tyder på at det vil være mulig å operere ved en minimumsenergi på under 1keV.

I artikkelen "A PSPMT based auroral X-ray imager", (Truman et.al., 1996) brukes et pinhullkamera basert på et 3" posisjonsfølsomt PM-rør og et segmentert scintillatorarray, laget for å operere i området fra 2-200keV. Dette oppsettet ble undersøkt for forskjellige scintillatorkonfigurasjoner og utlesningsmetoder. Resultatene fra denne undersøkelsen peker i stor grad i samme retning som de to foregående. Særlig to elementer er av betydning for denne oppgaven. Det er detektorresponsen oppnådd for konvensjonell utlesning sammenliknet med den av multitrådsutlesning. Her blir et array av 2x2mm CsI(Tl) krystaller, 4mm tykke, belyst av ^{57}Co . Resultatene herfra er vist i Figur 4-17 og Figur 4-18. Også her demonstreres overlegen posisjonsoppløsning i forhold til konvensjonell utlesning.



Figur 4-17: Posisjonsfordeling ved konvensjonell utlesning av PM-røret R2487 med en scintillatormatrise med elementer 2x2mm og 4mm lange, bestrålt med 122keV(^{57}Co).. (Truman et al., 1996)



Figur 4-18 Posisjonsfordeling ved uniform bestråling av PM-rør et R2487 med en scintillatormatrise med elementer 2x2mm og 4mm lange, bestrålt med 122keV(⁵⁷Co). Posisjonen er bestemt ved å finne ladningsfordelingens maksimum ved kurvetilpasning. (Truman et al., 1996)

5 Test system

5.1 Valg av forsterker

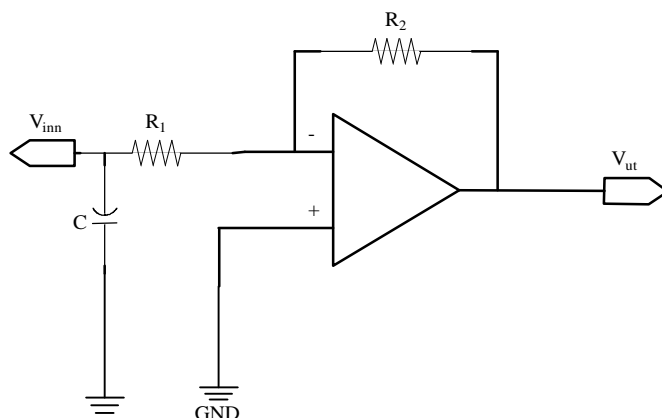
For å lese ut PM-rørets 34 tråder (16+18) trengs en ladningsfølsom forsterker med minst 34 kanaler. Det er også ønskelig med et dynamisk område som gjør at det ferdige systemet kan detektere røntgenstråling med energier fra ca 5keV til 150 keV.

5.1.1 Spenningsfølsom kontra ladningsfølsom forsterker.

5.1.1.1 Spenningsfølsom forsterker

Historisk sett har spenningsfølsomme forsterkere vært mest brukt i elektroniske kretser. Den gir et utgangssignal som er proporsjonalt med inngangssignalet.

En spenningsfølsom forsterker kan illustreres som i Figur 5-1.



Figur 5-1 Inverterende spenningsfølsom forsterker

Da finner man utgangsspenningen, V_{ut} , uttrykt ved ladningen på inngangen, Q , totalkapasitansen av detektoren og forsterkerens inngang, C , og forsterkningen i forsterkeren, A på følgende måte:

Spenningen V_{inn} på inngangen finnes ved:

Formel 5-1

$$V_{inn} = \frac{Q}{C}$$

Anta deretter at forsterkningen, A er vesentlig større enn forholdet mellom R_1 og R_2 :

Formel 5-2

$$A \gg \frac{R_2}{R_1}$$

Da er utgangssignalet gitt som:

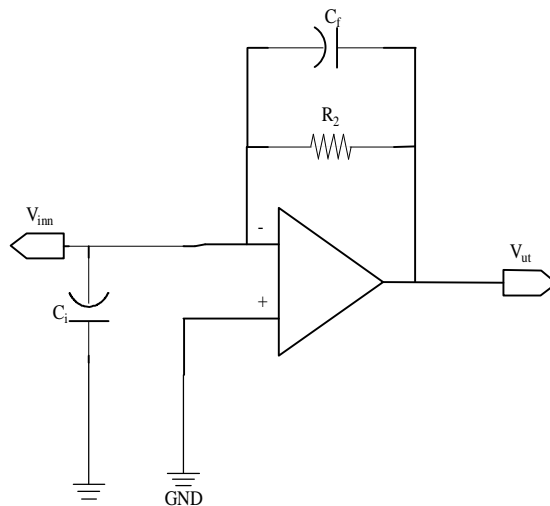
Formel 5-3

$$V_{Ut} \cong -\frac{R_2}{R_1} \cdot \frac{Q}{C}$$

Man ser av dette at utslaget er avhengig av inngangskapasitansen til forsterkeren. Dette gjør at forhold som kabellengde og detektorkapasitans påvirker forsterkningen. For de fleste detektorer er kapasitansen fast, slik at utgangssignalet fra en spenningsfølsom forsterker blir proporsjonalt med ladningen frigjort i detektoren. Dersom inngangskapasitansen endrer seg vil denne lineariteten ikke lenger holde. I for eksempel halvlederdetektorer vil kapasitansen endre seg med operasjonsparametrene, og man kan få forskjellige utgangssignal for samme energier.

5.1.1.2 Ladningsfølsom forsterker

En ladningsfølsom konfigurasjon er vist i Figur 5-2.



Figur 5-2 Inverterende ladningsfølsom forsterker.

Utgangssignalet fra denne konfigurasjonen er gitt ved:

Formel 5-4

$$V_{Ut} = -A \cdot V_{Inn}$$

Anta så at:

Formel 5-5

$$A \gg \frac{(C_i + C_f)}{C_f}$$

Formel 5-6

$$V_{Ut} = -A \cdot \frac{Q}{C_i + (A+1) \cdot C_f}$$

Formel 5-7

$$V_{Ut} \cong -\frac{Q}{C_f}$$

Dette betyr at denne forsterkerkonfigurasjonen er uavhengig av detektor- og inngangskapasitans. Man kan nå styre forsterkningen ved å endre på tilbakekoblingskondensatoren. For denne kretsen er utgangssignalet proporsjonalt med den integrerte ladningen i inngangssignalet, forutsatt at inngangspulsens varighet er kort sammenlignet med tidskonstanten: $R_f C_f$.

Selv om den ladningsfølsomme forsterkeren hovedsaklig ble utviklet for halvlederdektorer, så har den vist seg overlegen i en rekke andre anvendelser. Den fungerer også bedre der man har små signaler fra detektoren.

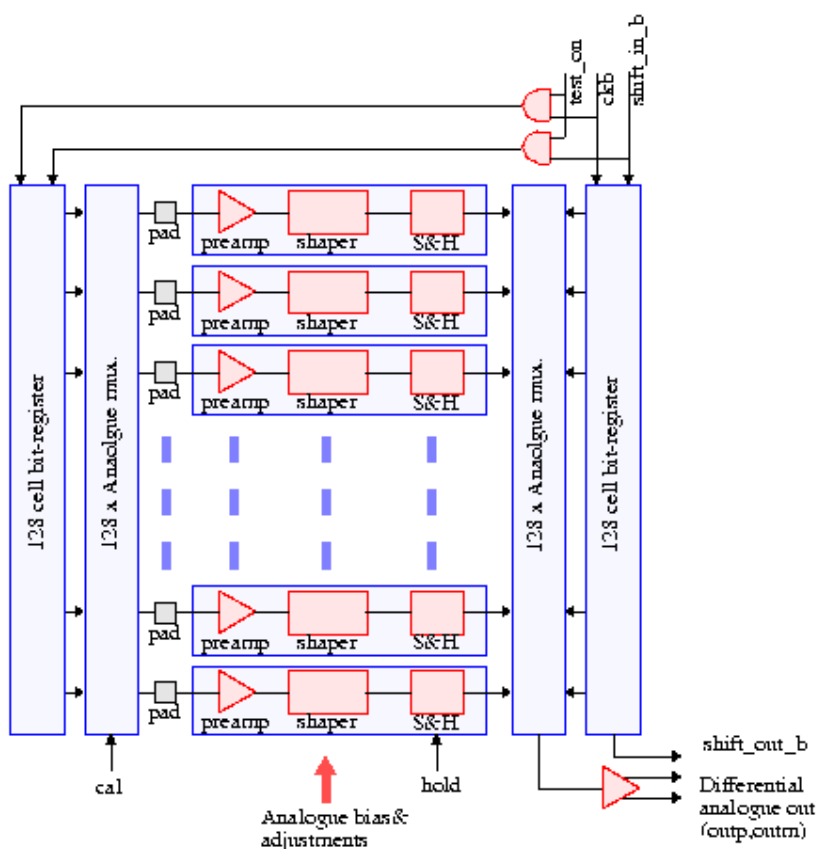
5.1.1.3 Konklusjon

En ladningsfølsom forsterker er best egnet til utlesningen. Hovedsaklig på grunn av de små signalene som skal bearbeides, men også fordi denne forsterkeren også skal kunne anvendes på andre detektorer, for eksempel faststoffdetektorer. Derfor er det viktig at forsterkersystemet er uavhengig av detektorkapasitansen.

5.2 Valg av forsterkerkrets

Det er valgt å bruke en ladingfølsom forsterker med mer enn 34 kanaler. Dette fant man i IDE A/S sin VA2-chip. Det er en 128 kanalers forsterker, med sample-hold funksjon, samt seriell utlesning av resultatet. En funksjonsskisse av VA2 chipen er vist i Figur 5-3.

Første del er en integrator som integrerer over pulsen på inngangen. Dette signalet føres videre til en pulsshaper, som gir forsterkeren sin stigetid på 1-3 μ s. Deretter sendes signalet til en sample-hold krets som holder signalet på alle kanalene når signalet hold_b sendes. Straks hold_b signalet er gitt, er utgangen klar for utlesning.



Figur 5-3: Prinsippskisse av oppbygningen i VA2 chip'en (Figur hentet fra IDE's dokumentasjon.)

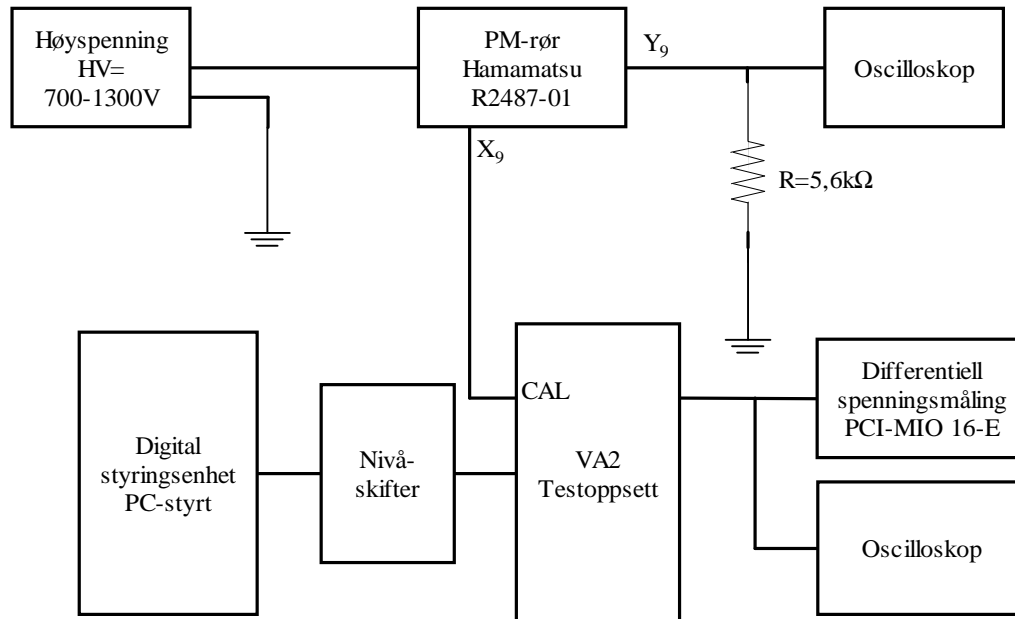
Utlesningen foregår ved en multiplexer som gjør én kanal om gangen tilgjengelig på utgangen. Først klokkes et logisk høyt bit inn i shiftregisteret som styrer muxen med signalet shiftin_b og en klokke puls. Da ligger kanal 0 på utgangen. Deretter vil en klokke seg gjennom shiftregisteret og etter endt utlesning resettes chipen. Dette gjøres enten etter 128

klokkepuls eller ved å gi signalet dreset. Den analoge utgangen er differensiell strøm. Denne kan gjøres om til differensiell spenning ved å terminere begge utgangene til jord med 500Ω .

5.3 Design av testoppsett (flytdiagram)

VA2 chipen inneholder en test funksjon som gjør at man kan injisere ladning i enhver kanal ved bruk av et internt shiftregister og en egen kalibreringsinngang, CAL. Når man gir signalet test_on, settes chipen i testmodus. Da vil man ved å klokke inn et bit i shiftregisteret gjøre chipen transparent for denne kanalen, det vil si at det forsterkede signalet fra den semigaussiske pulsformereren ligger på utgangen til enhver tid. På denne måten kan en klokke seg gjennom chipen og teste de forskjellige kanalenes forsterkning.

Figur 5-4 viser en skisse av oppsettet som er brukt til innledende tester av systemet. Til tross for at det ut fra PM røret kommer svært store signaler i forhold til VA2 chipens lineære område, kan den DC kobles om man holder spenningen over røret lav nok, slik at man reduserer forsterkningen i røret. For å finne en passende utlesningssekvens, og for å studere hold_b funksjonen, sendes signalet fra en enkelt anodetråd inn på CAL inngangen som er DC koplet.



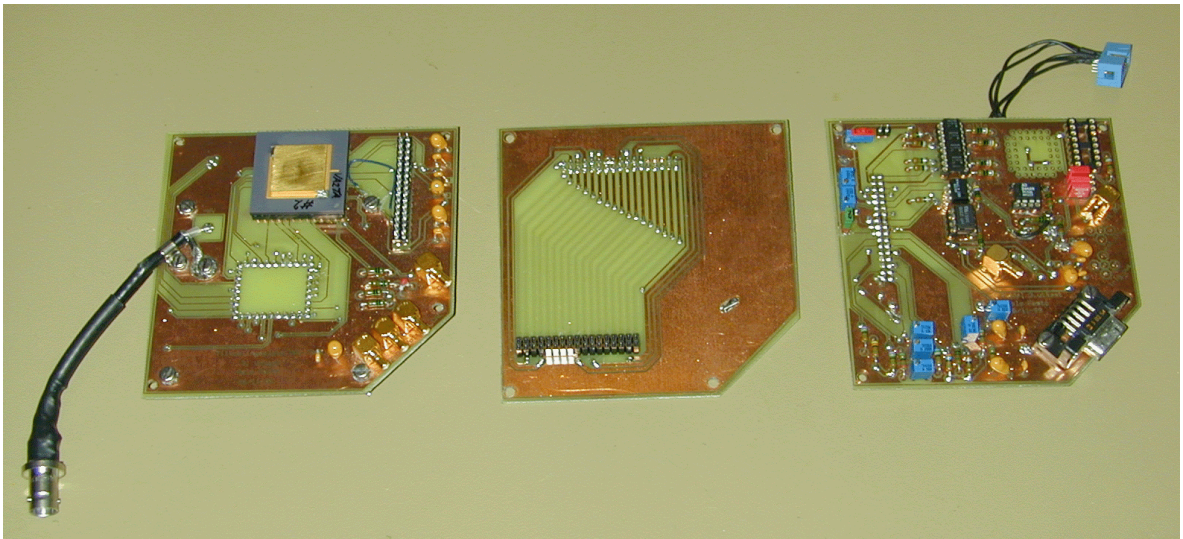
Figur 5-4: Skjematisk oversikt over signalgangen i testsystemet.

Til tross for at bare én kanal er aktiv i dette oppsettet, kan man observere effekten av å bevege en kilde på tvers av anodetrådens retning, eller studere effekten av endret forsterkning

i PM røret. Dette er også et bra oppsett for å studere anvendelsen av hold_b signalet og for å finne en måte å trigge dette på.

Den digitale styringsenheten består av tilkobling til datainnsamlingskortet PCI-MIO-16E og en nivåskifter. Nivåskifteren skifter de logiske nivåene fra TTL 0-5V logikk til $-2V$ - $+2V$ logikk som brukes på VA2 chipene. Til dette er det brukt Optocouplere som å skiller PC jord fra analog jord og som samtidig gir den ønskede overgangen fra $\pm 5V$ til $\pm 2V$. Figur 5-5 viser de tre kretskortene som ble laget for å koble sammen VA2-TA chip'en, PM-røret og PC'en.

Datainnsamlingskortet PCI-MIO-16E er et datainnsamlingskort som monteres i en PC for å kunne samle inn analoge data, styre og motta digitale signaler, samt at det har to analoge utganger. I tillegg til dette har kortet også en rekke ulike trigger-, timing- og tellerfunksjoner. Dette gjør det til et meget godt hjelpemiddel for datainnsamling for prosessering med PC. Dette kortet har tilkoblingene i en 68 pins kontakt, slik at for å få tilgang til disse er det laget en koblingsboks hvor de mest brukte tilkoblingene er laget som egne kontakter.



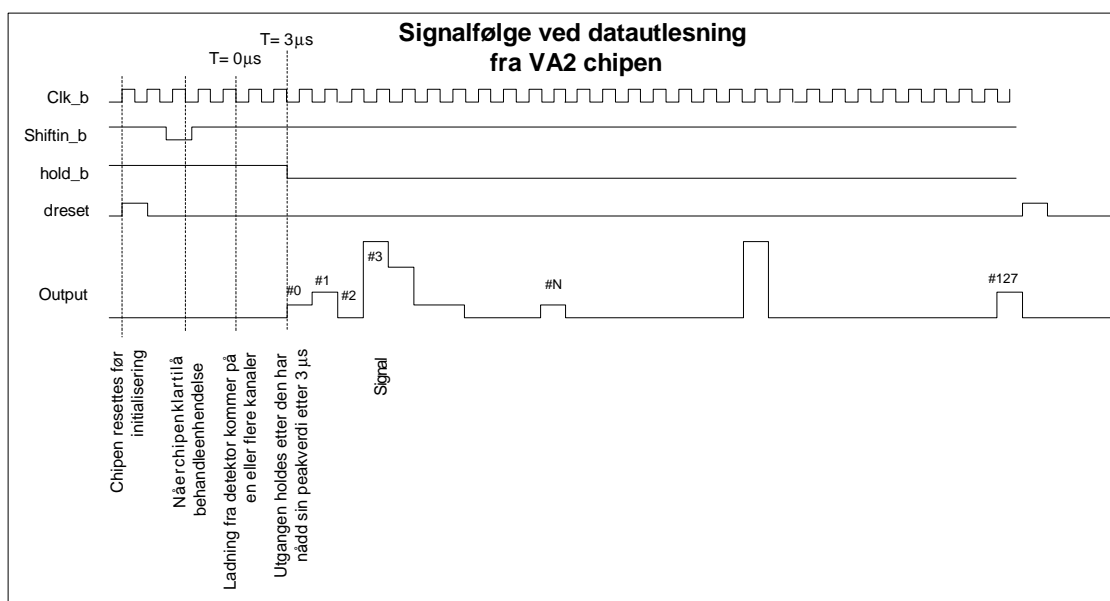
Figur 5-5 Bilde av de tre kretskortene som kobler sammen VA2-TA chip'en, PM-røret og PC'en.

6 Arbeid med triggeresignal

6.1 hold_b funksjonen i VA2 chipen.

For å kunne lese ut signalene som ligger på de ulike kanalene serielt, inneholder VA2 kretsen en sample/hold funksjon som kontrolleres med hold_b signalet. Når en gir hold_b signalet, sampler kretsen signalet som ligger på alle kanalene, og gjør dem tilgjengelige for utlesning. Straks signalet er gitt kan seriell utlesning begynne.

Ulesningen foregår ved at et bit klokkes inn i utlesningsregisteret. Dersom en klokker inn flere bit, vil en se flere kanaler samtidig. Figur 6-1 viser en bra initieringssekvens for testsystemet:



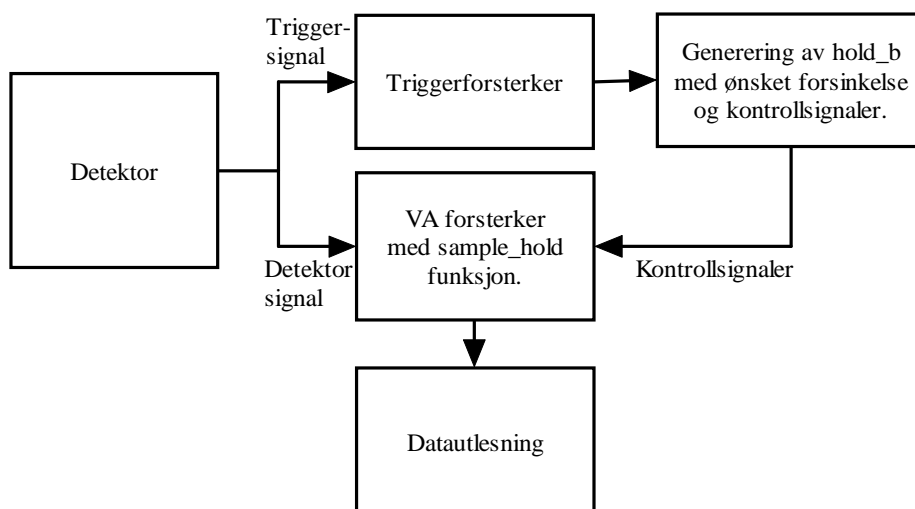
Figur 6-1: En signalfølge for utlesning og initialisering av chip'en.

Dersom man gir denne sekvensen etter hver hendelse, så er systemet til enhver tid klart til å ta imot signaler. Dette gjør systemets dødtid så liten som mulig.

VA chipene har variabel stigetid, definert av brukeren, og derfor må man legge inn en forsinkelse, fra triggersystemet gir signal til hold_b signalet gis, slik at signalet holdes ved riktig verdi. Effekten av å endre denne forsinkelsen er beskrevet i et senere avsnitt.

6.2 Prinsippskisse av triggersystem

Triggersystemets oppgave er å gi signalbehandlingen beskjed om at det er signaler på vei som skal behandles. VA2 chipen har en stighetid på 1-3 μ s. Det vil si at fra det øyeblikket signalet begynner å stige på inngangen til chipen, så har man ca. 2 μ s på seg til å gi hold_b signalet som ble beskrevet i forrige kapittel. Dette kan realiseres med en hurtig forsterker som gir en kraftig puls straks signalet på inngangen begynner å stige. Denne forsterkeren vil da måtte ha en svært kort stighetid, samt at den bør kunne skille mellom støy og signal. Dersom triggersystemet gir triggerpulser for støy, vil dette påvirke både nøyaktigheten og ikke minst dødtiden for systemet.



Figur 6-2: Prinsippskisse av et triggersystem.

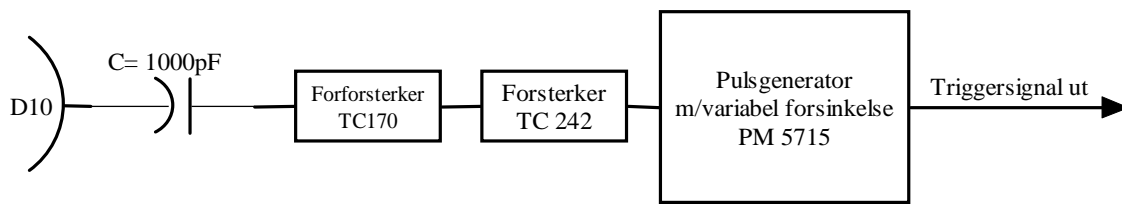
Et triggersystem kan fremstilles skjematisk som i Figur 6-2.

Dette er en skisse av hvordan et slikt system kan se ut. Dersom man har en detektor med bare én utgang, som for eksempel et PM-rør eller et GM-rør, så kan det være hensiktsmessig å hente triggersignalet fra utgangen. Dersom en har flere kanaler fra detektoren, vil en trenge en triggerforsterker for hver kanal. Det vil si at det trengs 34 hurtige forsterkere ettersom hver kanal kan gi et signal som er gyldig uten at det vises på de andre.

6.3 Arbeid med "siste-dynode" triggering.

For å unngå å måtte bruke flere forsterkere til triggering, og for å minimalisere tidsforsinkelsen i triggersystemet, er det hensiktsmessig å finne et felles signal som kan gi et felles triggersignal for alle kanalene. For det posisjonsfølsomme PM-røret vil dynodene gi et

slikt signal. Den siste dynoden har det største signalet ettersom røret har en forsterkning i hvert dynodetrinn. Det at signalet er stort på de siste dynodene gjør også at ved høye tellerater vil spenningsfallet over de siste dynodene endres, og forsterkningen i røret vil være avhengig av telleraten. Derfor er de to siste dynodene avkoblet til jord med hver sin store kondensator. På denne måten jordes de siste dynodene AC-messig, og det er ikke mulig å ta ut et signal derfra. Derfor ble dynode 10, tredje siste dynode, brukt som kilde for triggersignalet som vist i Figur 6-3.

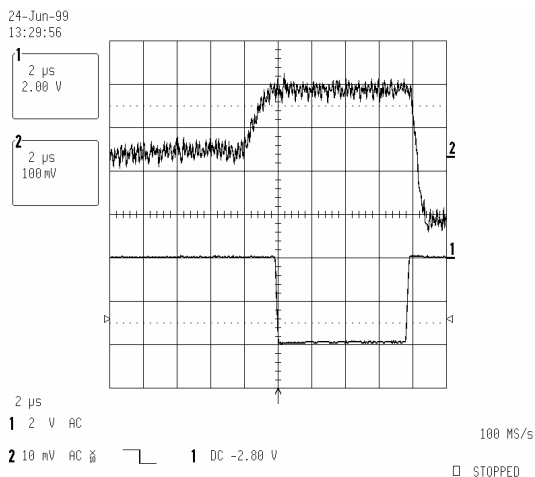


Figur 6-3: Skisse av triggersystem med triggersignal fra dynode 10.

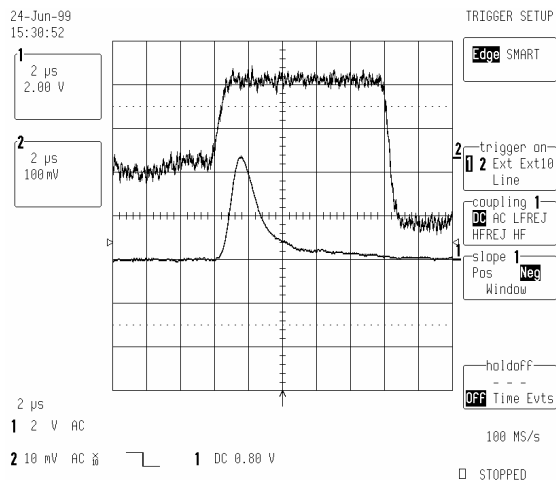
TC 170 er en ladingfølsom for-forsterker som sammen med forsterkeren TC 242 er en del av standard labinstrumentering for strålingsdeteksjon.

Det viste seg imidlertid at dersom systemet skal gi tilstrekkelig kort peaking-time, samt at forsterkningen skal være høy nok, blir støybidraget betydelig. Dersom signalet kunne vært hentet senere i dynodekjeden, ville ikke forsterkningen behøvd å være så høy, og signal-støy forholdet ville blitt bedre.

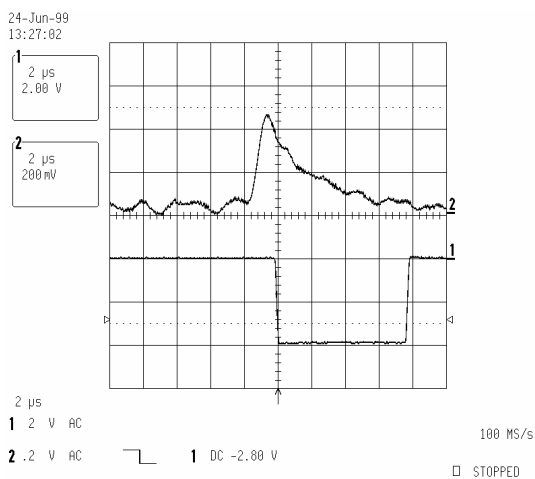
VA chipene har variabel stigetid kontrollert av brukeren og derfor må man kontrollere forsinkelsen fra triggersystemet gir signal til man gir hold_b signalet. Dette må være slik at for den innstilte stigetiden vil hold_b signalet gis ved pulsmaksimum. Effekten av å endre denne forsinkelsen illustreres av figur 6-4 til 6-7. Disse figurene er fra forskjellige begivenheter slik at utgangskurvene ikke nødvendigvis er de samme, men de vil alle illustrere betydningen av de endringer som er gjort i triggertiming. Grunnen til at triggersignalet ser så langsomt ut er at forsterkerene TC 170 og TC 242 har en minste stigetid på 1µs.



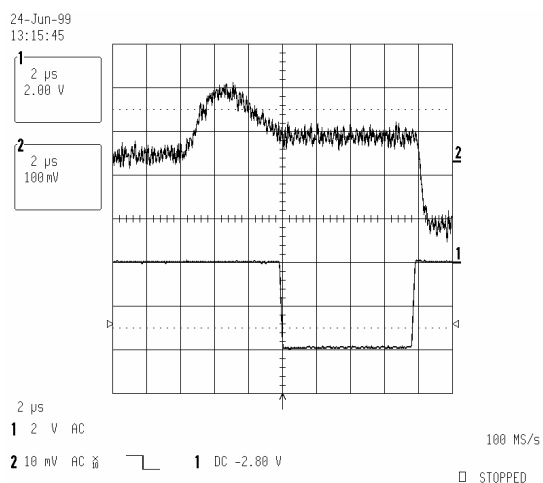
Figur 6-4: Utgangssignal og hold_b signal ved riktig forsinkelse ~2ms.



Figur 6-5: Utgangssignal og triggersignal ved riktig forsinkelse ~2ms.



Figur 6-6: Utgangssignal og triggersignal ved riktig forsinkelse ~2ms, men med lav stighetid på triggersignalet.



Figur 6-7: Utgangssignal og hold_b signal ved for lang forsinkelse ~6ms.

Figur 6-4 viser en puls med korrekt hold_b signal gitt. Signalet holdes på sin høyeste verdi. Figur 6-5 viser triggersignalet og utgangssignalet for situasjonen med korrekt hold_b signal. Dersom det legges til enda større forsinkelse på signalet, vil samplingen foregå etter at høyeste verdi er passert. Dermed vil en ikke få utnyttet forsterkningen maksimalt og følsomheten og oppløsningen til detektorsystemet vil reduseres. Figur 6-7 viser denne situasjonen.

Forsinkelsen i de forskjellige leddene er her så stor at minimal forsinkelse, 6ns, må velges i pulsgeneratoren for at signalet skal samples på maksimalverdien. Dette gir liten

fleksibilitet dersom stigetiden for forsterkeren skulle bli kortere eller detektorkapasitansen skulle endres.

Jo kortere stigetiden er for triggersignalet, jo dårligere blir signalet. Figur 6-6 viser denne effekten. Kort stigetid og høy forsterkning vil begge gi en kortere forsinkelse for triggersignalet. Imidlertid viser det seg at i dette tilfellet oppstår det ringing på triggersignalet, som ved tilstrekkelig korte stigetider stiger over støyen, slik at ringingen på triggersignalet avgjør følsomheten til systemet. Dermed setter triggersystemet begrensninger for detektorsystemets følsomhet.

Det viste seg at det ikke var mulig å benytte siste-dynode triggering på dette systemet på grunn av vanskeligheter med å få tatt ut signalet fra dynoden. De forsterkerne som var tilgjengelige var heller ikke hurtige nok til å formidle et triggersignal på en konsistent måte til resten av utlesningsprosedyren.

7 VA-TA Systemet

7.1 Valg av VA-TA

Da arbeidet med dette systemet startet, var det ingen alternativer til VA2 chipen fra IDE. I ettertid er det gjort tilgjengelig en krets som inneholder både en ”vanlig” VA krets og en TA krets. Denne kalles for TA1. TA delen av kretsen er en triggerenhet som gir ut et triggersignal dersom signalet på en av inngangene overstiger en eksternt definert verdi.

Ved å anvende denne kretsen vil det ikke være nødvendig med et eksternt triggersignal. Dette vil gjøre systemet mer kompakt samtidig som det da kan byttes mellom ulike detektorer uten at det behøver modifikasjon, så sant detektorkapasitansen/utgangssignalet er av noenlunde samme størrelse. Det er viktig at systemet er selvtriggende når detektorsystemet skal utvides til å anvende halvlederdetektorer. Fra disse detektorene får en ikke noe felles triggersignal, slik at for disse detektorene er det helt nødvendig at triggering foregår på detektorsignalet.

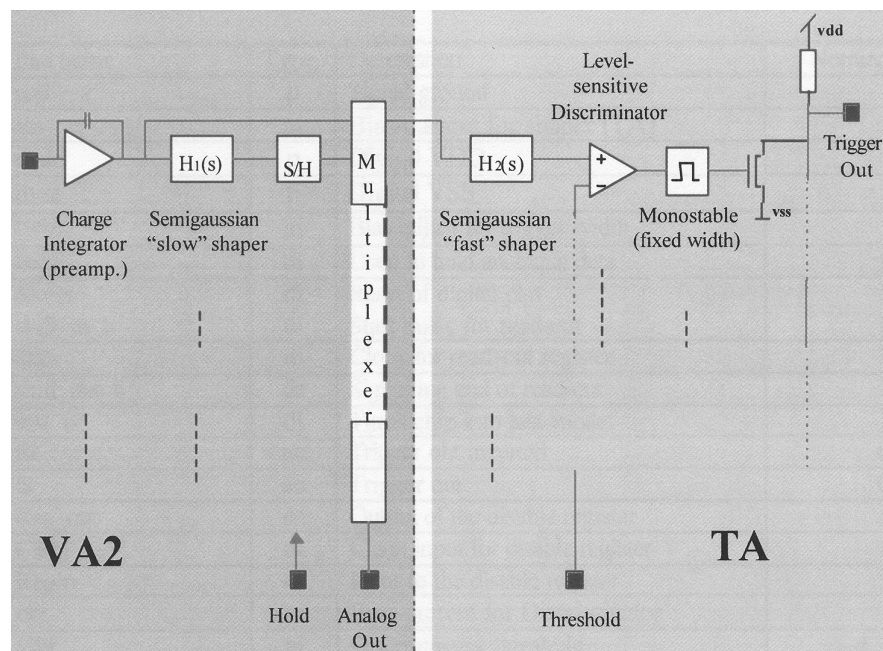
Universitetet i Southampton har montert TA1 kretsen i en pakke der en får tilgang til alle inngangene. Denne pakken er begrenset til å kunne huse TA1 kretsen. TA1 er en sammensetning av en VA1 chip og den tilsvarende triggerenheten. Denne chipen er ment for detektorer med stor kapasitans og har mer støy enn VA2 chipen. Den er derfor ikke ideell for vår detektor. Den ville likevel vært god nok for en prototyp.

IDE har også gjort en ny krets tilgjengelig på markedet. En selvtriggende VA2 krets, nemlig VA2-TA. Dette er en sammensetning av en VA2 krets og en TA krets. Denne har

støyegenskapene til VA2 kretsen, samt at den passer til de detektorkapasitansene som er aktuelle for våre formål. Denne kan leveres i 120 pins PGA pakker, ferdig bondet og testet. Det er imidlertid ikke mulig å få alle inngangene bondet med den pakken IDE bruker. Det var mulig å få bondet ca. 34 kanaler. Dette er tilstrekkelig for utlesning fra PM røret som har 16+18 anodetråder. VA2-TA kretsen ble brukt på grunn av sin bedre støykarakteristikk, og fordi den vil være bedre for senere anvendelser. Denne kretsen er også litt annerledes enn VA2 chip'en og mer moderne i oppbygningen, slik at den er enklere å anvende.

7.2 VA-TA prinsippet

VA-TA er en samlebetegnelse for chip'er som inneholder en VA del som er en multikanals forsterker med mulighet for seriell utlesning av kanalene. VA-rich og VA32 har i tillegg mulighet for parallellutlesning. Dette kan være nyttig om man har behov for et hurtig utlesningssystem. Dette setter imidlertid større krav til utlesningssystemets evne til å behandle datamengdene etter utlesningen. VA chipene finnes i mange utgaver med forskjellige egenskaper, men typisk stighetid for utgangen er 1-3 μ s.



Figur 7-1: Prinsippkisse av VA-TA systemet. (Figur hentet fra IDE's dokumentasjon av systemet.)

TA delen er egentlig en hurtig VA chip som har en meget kort stighetid, typisk 70ns. I TA chipen brukes et shiftregister til å velge hvilke kanaler som skal være aktive. Når verdien

på en av disse kanalene overstiger en eksternt definert verdi, vil et logisk signal gis fra chip'en. Dette signalet kan så benyttes til å trigge VA delens sample-hold funksjon. Selv om VA-TA er to separate chip'er, er de montert i samme chip-carrier. En skisse over VA-TA systemet finnes i Figur 7-1.

7.3 VA2-TA virkemåte

Funksjonelt ligner VA og TA delen på hverandre. Her beskrives de ulike inngangene, hvilken effekt de har på forsterkeren og hvordan VA2-TA kan anvendes i test-modus og i vanlig modus.

AVDD: Drivspenning for analog del. (+2V)

AVSS: Drivspenning for analog del. (-2V)

DVDD: Drivspenning for digital del. (+2V)

DVSS: Drivspenning for digital del. (-2V)

GND: Analog jord.

DGND: Digital jord.

V_{fp}: Kontrollspenning for feedbackmotstand i forforsterkeren. Denne påvirker stigetiden for signalet og også stabiliteten til kretsen. For lave verdier vil gjøre at kretsen slutter å fungere.

V_{fs-VA}: Kontrollspenning for tilbakekoblingsmotstanden i VA2 pulsformereren.

Sha_bias: Bias-strøm for VA2-pulsformer.

Pre_bias: Bias-strøm for forforsterkeren.

V_{fs-TA}: Kontrollspenning for tilbakekoblingsmotstanden i TA-delen.

V_{rc-TA}: Kontrollspenning for høypassfilteret i TA-delens pulsformer.

V_{REF}: Referansespenning som styrer VA2 delen. Denne bestemmer om chip'en skal være unipolar eller bipolar. Denne skal være helt åpen til tross for at den skal kobles av med en kondensator i følge VA2-TA dokumentasjonen. Dette er gjort etter konferanse med IDE om funksjonen av chip'en. Innføring av en kondensator der hadde ingen effekt på funksjonen til chip'en ved anvendelse med PM-rør.

Obi: Biasstrøm for TA delens diskriminator.

Sbi: Biasstrøm for TA-delens pulsformer.

Twbi: Strøm som bestemmer varigheten av triggersignalet. Denne skal være ca. $10\mu\text{A}$.

V_{thr}: Det eksternt bestemte triggernivået for chip'en. Min innstilling her er ca. -45mV

I_{buf}: Biasstrøm til utlesningsbufferne. PS! Her går det bare strøm ved datautlesning. I mitt oppsett er denne $140\mu\text{A}$.

Cc_enable: Logisk inngangssignal som bestemmer om det skal kompenseres for lekkasjestrømmer. Ingen merkbar forskjell ble registrert om denne var av eller på.

Regin: Inngangen til TA-registeret. Her klokkes bit'ene inn slik at det nest-siste bitet som ble klokket inn ligger på kanal #0. Etter 130 klokkepuls er bit'et på Regout. Et logisk høyt bit(+2V) i kanal #N blander av denne kanalen, og den vil ikke gi opphav til et triggersignal selv om den skulle overstige V_{thr}. Dette registeret resettes *ikke* ved anvendelse av dreset signalet.

Clkin: Klokkeinngangen for TA delen. Denne brukes når bit skal klokkes inn.

Test_on: Ved logisk høy (+2V) settes chip'en i "testmodus".

Clk_b: Clk_b er klokkeinngangen for shiftregisteret i VA delen.

Shiftin_b: Shiftin_b er inngangen til shiftregisteret i VA delen. Det kontrollerer hvilken/hvilke kanaler som ligger tilgjengelig på utgangen. Dersom det klokkes inn bare logisk høye bit i dette registeret vil utgangen være død. Om man så klokker ett lavt bit inn vil kanal #0 ligge på utgangen. Ved neste klokkepuls vil så kanal #1 ligge på utgangen. Dette registeret resettes ved å sende inn 128 klokkepuls, eller ved å gi signalet dreset.

Dreset: Resetter shiftregisteret i VA delen.

Hold_b: Ved logisk høy (+2V) vil chip'en være transparent for de kanaler som har et lavt bit i shiftregisteret. Straks hold_b går lav, samples og holdes alle kanalene slik at verdiene kan leses ut serielt.

Reg_out: Reg_out er utgangen fra shiftregisteret i TA-delen.

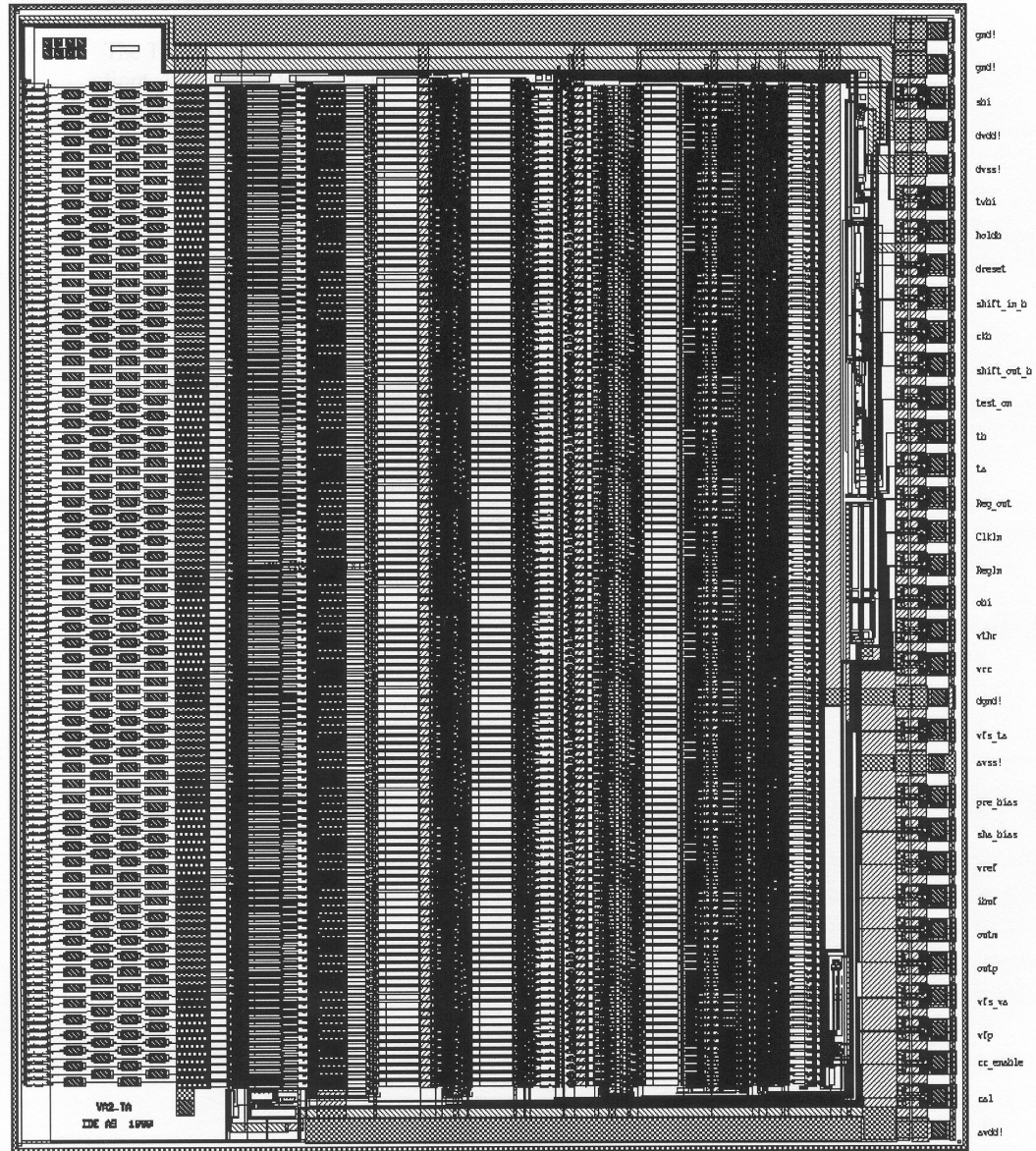
Shiftout_b: Utgangen fra VA delen.

outp/outm: Differensiell utgang fra chip'en. Denne må termineres for å få et spenningsignal på utgangen.

ta: Trigger ut.

tb: Trigger ut, invertert.

VA2_TA

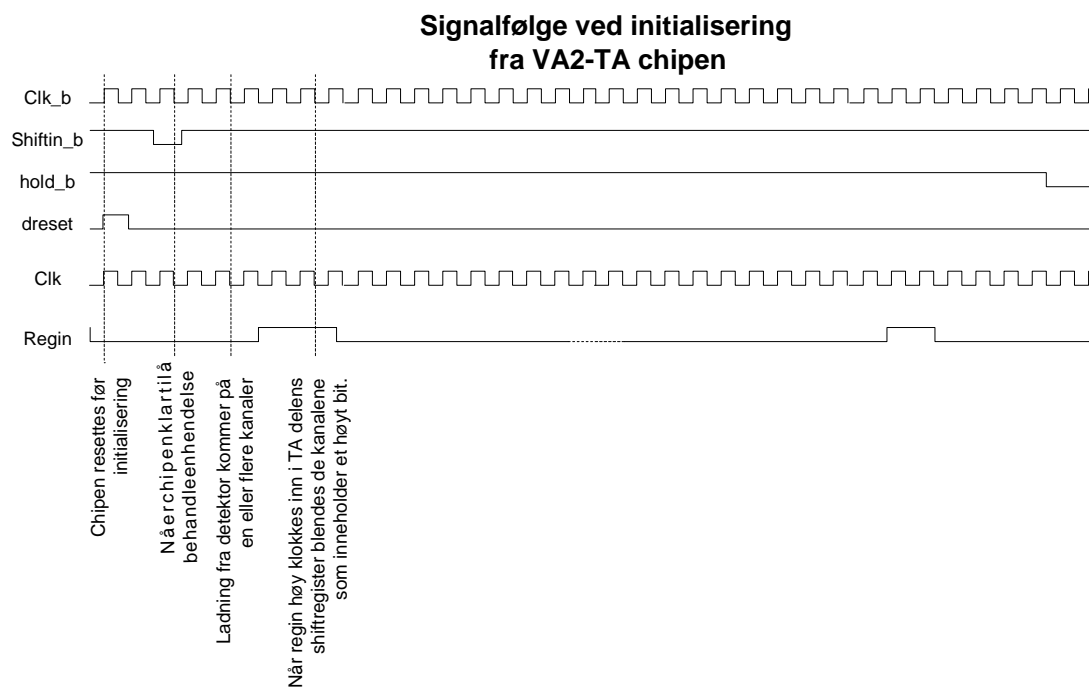


Figur 7-2: Figur som viser tilkoblingspunktene til VA2-TA. På venstre side ligger inngangene til forsterkerkanalene, mens på venstre side ligger kontrollsignaler og drivspenninger. (Figur hentet fra IDE's dokumentasjon av VA2-TA chip'en)

7.4 TA-delen

TA delens oppgave er å observere alle kanalene for å se om det kommer en puls som VA delen bør registrere. TA delen skal så gi ut et signal som gjør detektorsystemet klart for datainnsamling. Dette må komme tilstrekkelig raskt til at VA2-delen får hold_b signalet i tide før signalet på utgangen synker igjen. For VA2 delen vil dette være mellom 1-3µs. For dette detektoroppsettet ligger det på 3µs.

Før TA delen er klar for normal operasjon, må det settes hvilke kanaler som skal brukes til å trigge utgangen. Dette gjøres ved å benytte shiftregisteret som har inngangene Regin og Clkin. Klokkes det inn en ”logisk høy” i dette registeret, vil den korresponderende kanalen gjøres inaktiv. Bit’ene klokkes inn slik at det første bit’et som klokkes inn, vil etter N klokkepulser ligge på kanal N-1. Det siste bit’et som klokkes inn bestemmer polariteten på flanken som TA delen skal trigge på. Pulsformene som klokkes inn i detektorsystemet er vist i Figur 7-2.



Figur 7-3: Signalene som klokkes inn i detektorsystemet før datainnsamling starter.

Etter denne sekvensen vil TA delen gi ut en triggerpuls hver gang signalet på inngangen overstiger den verdien som er satt som triggerterskel. Denne pulsen gies som en strømpuls på utgangen ta(trigger a). Denne termineres til jord med en 120Ω motstand. Dette

signalet må så forsterkes for at det skal kunne trigge datautlesningsdelen. Til dette benyttes en meget hurtig forsterker slik at signalet ikke forsinkes unødvendig.

7.5 VA2-delen

VA2-delen består av en rekke ladingfølsomme forsterkere samt en del digital og analog kontrollektronikk. Til den digitale delen hører testfasiliteter samt utlesnings og sample/hold elektronikk. VA2 delen har to operasjonsmodus, testmodus og normal modus. I testmodus vil shiftregistrene til enhver tid sørge for at den kanalen som er åpen på inngangen også ligger på utgangen. CAL inngangen vil da være koblet til inngangen på den kanalen som er åpen. Ved å sette test_on høy, settes chip'en i testmodus. Etter å ha sendt inn pulsmønsteret i Figur 7-2, vil kanal 0 være transparent så lenge hold_b er høy. Straks hold_b går lav, vil utgangen holde verdien som kanal 0 hadde da hold_b skiftet. Dersom det nå blir gitt en klokkepuls, vil kanal 1 åpnes og kanal 0 vil lukkes dersom det neste bit'et som klokkes inn i shiftin_b er høyt. Det skal aldri være mer enn en kanal åpen om gangen. Dersom flere kanaler åpnes, vil ladningen fordele seg på alle de åpne kanalene uten at dette kompenseres for av utgangen siden signalet inn på utgangsbufferen ikke adderes.

Dersom en Clk_b puls gis, mens hold_b er lav, vil verdien som lå på kanal n+1 når hold_b signalet ble gitt ligge på utgangen umiddelbart etter at klokkepuls er gitt. På denne måten kan man lese ut de enkelte kanalene serielt fra det tidspunkt hold_b er gitt. Et eksempel på pulsene under en utlesningssekvens er vist i Figur 6-1.

8 VA2-TA utlesning

8.1 LabView programmering

8.1.1 Generelt om LabView og PCI-MIO kort

For å styre utlesningen og den digitale delen av chip'en, benyttes National Instruments programvare, LabView. Dette programmet gjør det mulig å styre et tilleggs kort fra National Instruments, PCI-MIO16E. Dette kortet har 8 differensielle, analoge innganger og 8 digitale ut/innganger.

De analoge inngangene har en tidsoppløsning på 0,8 μ s dersom man bare bruker én kanal. Bruker man flere, reduseres maksimalt antall målinger pr. sekund proporsjonalt med antallet kanaler man benytter. Ettersom dataene leses ut serielt fra chip'en, trengs bare én

kanal, og dermed kan utlesningen kjøre på en høyere klokkefrekvens enn dersom data skulle blitt lest inn fra andre kanaler i tillegg.

Kortets spenningsoppløsning kan programmeres fra LabView slik at en får et følsomt område som er tilpasset det spenningsintervallet man skal måle.

LabView er et grafisk programmeringsspråk som kan bygges opp etter en byggeklosstruktur der mindre programenheter danner en større helhet. Disse programmene kalles VI'er, forkortelse for Virtuelle Instrumenter. Byggeklossene kalles subVI'er. LabView inneholder en rekke ferdiglagde VI'er til bruk sammen med MIO kortet men også VI'er for databehandling og signalgenerering. Man kan også lage sine egne VI'er. Disse kan lages fra grunnen av, eller man kan modifisere eksisterende VI'er. Systemet er basert på hovedsaklig å sette sammen eksisterende VI'er, siden disse i stor grad dekker behovene til styring av chip og innlesing av data fra utgangen. Selv om LabView kunne dekket behovet for dataanalyse, lagres dataene i råform. Deretter benyttes Matlab til videre behandling.

8.1.2 LabView programmer benyttet til styring av chip, samt datautlesning.

For å kunne karakterisere VA2 chip'en, og for å bestemme den beste fremgangsmåten for chipkontroll, ble det laget en rekke ulike VI'er med ulike formål. Mange av disse brukes om igjen i det endelige testsystemet. Det trengs VI'er til å kontrollere de digitale utgangene, til analog utlesning, til klokkefunksjoner og til databehandling etter at måledataene er samlet inn. Dette skal gjøres på en så effektiv måte som mulig for å redusere systemets dødtid til et minimum. Disse VI'ene skal videre fungere sammen og styres slik at systemet fungerer slik det skal. Her beskrives noen VI'er som er representative for sin gruppe programmer. Disse deles opp i analog datainnsamling, digitale kontrollsignaler og klokke/triggerfunksjon. Disse er på mange måter uavhengige av hverandre og fungerer som selvstendige enheter.

8.1.2.1 Analoge VI'er

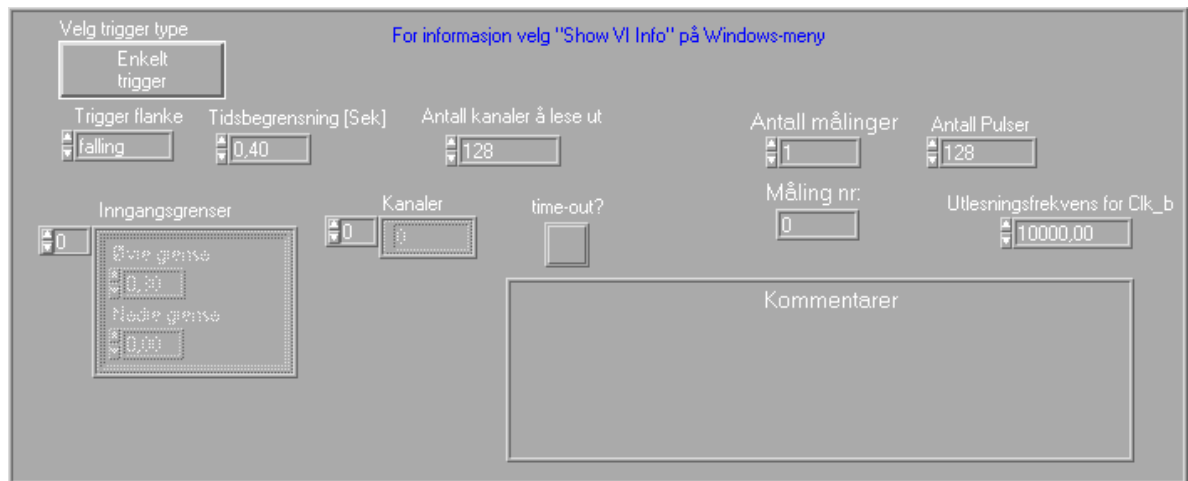
Flere analoge VI'er er benyttet til forskjellige operasjoner. Hovedsaklig er disse benyttet som byggestener i større VI'er. I det endelige systemet foregår all triggering med digitale signaler slik at den eneste dataoverføringen som foregår analogt er overføringen av utgangssignalene outp og outm. Det er likevel laget noen analoge VI'er både for testing av systemfunksjoner og for å få øvelse i å bruke LabView.

Én av VI'ene som ble laget hadde som formål å undersøke om det oppsto prelling på utgangen av et manuelt kontrollkort. Dette var et enkelt oppsett som målte en spenning i et

gitt intervall rundt et triggertidspunkt. Denne VI'en var analogt trigget og presenterte dataene i et diagram hvor prellingen fremkom.

8.1.2.2 Endelige VI'er

Den endelige VI'en som styrer detektorsystemet er en kombinasjon av digital kontroll av utgangssignaler, og analog innlesning av data. Denne VI'en heter "Kjør_chip_mange_målinger.vi". Kontrollpanelet for denne VI'en er vist i Figur 8-1:



Figur 8-1: Frontpanel for VI'en Kjør_chip_mange_målinger.vi

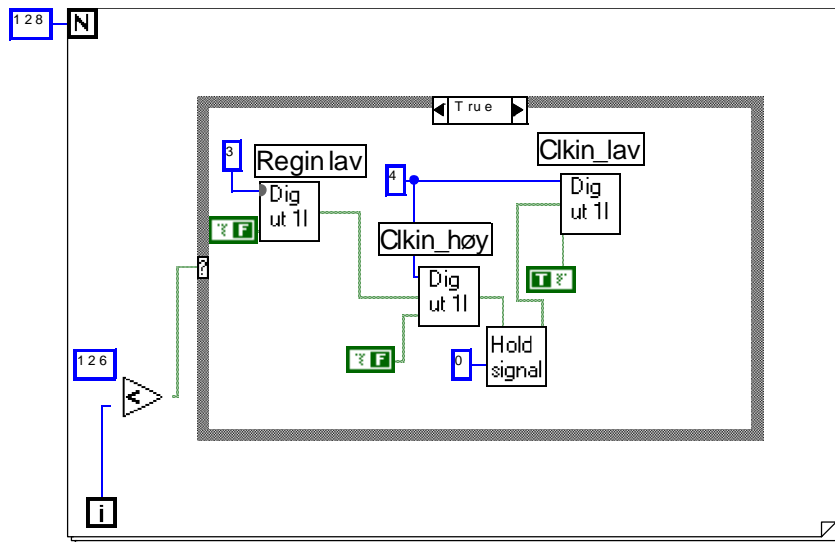
Denne VI'en resetter detektorsystemet og klargjør det for datainnsamling. Programmet er delt opp i en sekvens på tre prosesser som utføres i rekkefølge for å sørge for at hendelsene skjer i riktig rekkefølge. Disse sekvensene vil nå bli beskrevet.

n=0

Den første rammen sørger for at chip'en er resatt og klar til å bli initiert. Dette gjøres ved å sette alle de digitale signalene til utgangsverdiene og deretter gi dreset signalet som sørger for at chip'en blir satt i utgangstilstanden.

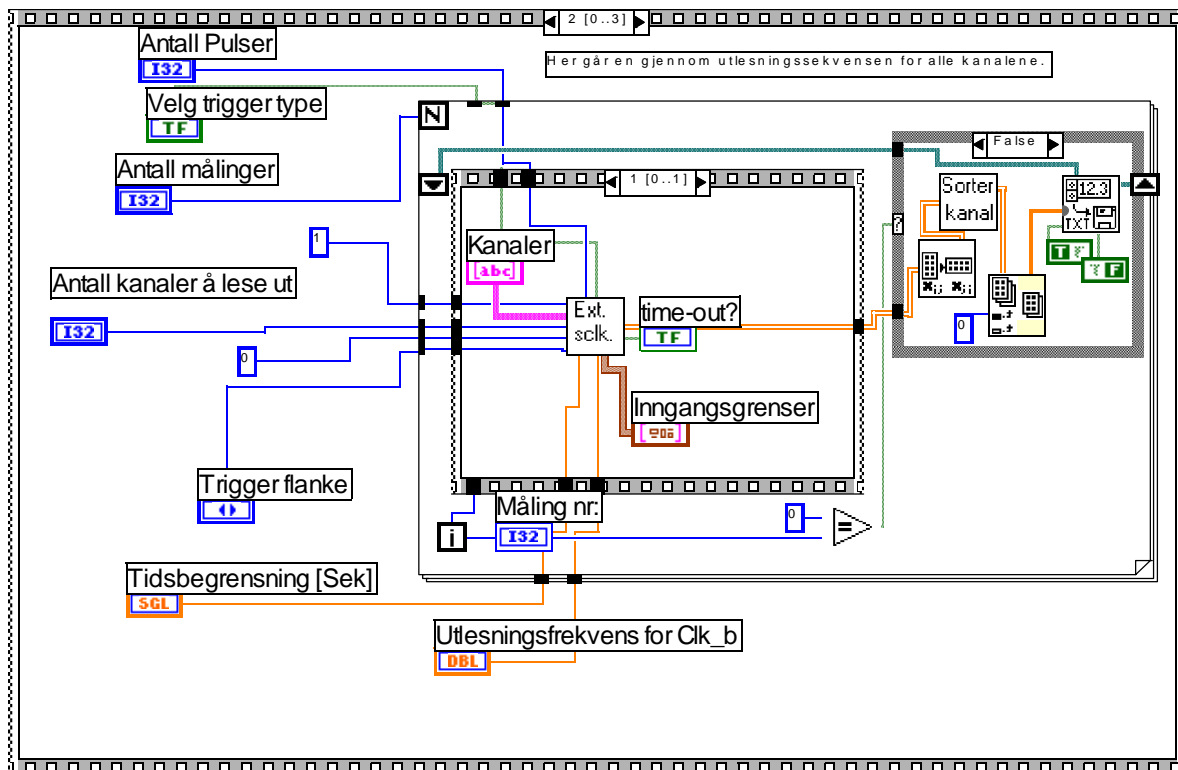
n=1

Den andre rammen setter masken for hvilke kanaler som skal trigge datautlesning. Dette gjøres ved å klokke inn bit i Regin. Slik denne prosessen er vist i figur 8-2, vil den klokke inn logisk høy for alle kanaler under kanal 126. Dette fordi det er disse kanalene som er aktive.



Figur 8-2: Prosedyren som masker triggerdelen slik at VA2-TA bare trigger på kanaler som er i bruk.

n=2



Figur 8-3: Prosedyrene som står for datautlesningen fra chip'en

Figur 8-3 viser hoveddelen i denne VI'en. Dette er den delen som står for selve datainnsamlingen. Den består hovedsaklig av en FOR løkke som går N antall runder. I denne FOR løkken ligger det en sekvens og en boks med to alternativer. Alternativene er avhengige av om det er angitt et filnavn som måledataene skal skrives til.

Den første delen av sekvensen er VI'en "init_chip.vi" hvor chip'en resettes slik at det blir klokket inn et bit i shiftin_b registeret. Da er chip'en klar til å motta hold_b signalet som holder verdiene som ligger i de ulike kanalene, slik at disse dataene kan leses ut serielt i ettertid.

Deretter utføres VI'en "exscclk_N_samples.vi" som både genererer klokkepulser til utlesningen og står for datainnsamlingen. Til dette bruker den flere subVI'er. Denne VI'en returnerer et array som inneholder de usorterte dataene i den rekkefølge de ble lest ut fra chip'en.

Disse dataene blir så gitt som input til VI'en "Sorter_kanaler.vi" som sorterer kanalene slik at X- og Y-aksens data står hver for seg i et array adskilt av tre tomme celler. Dette arrayet blir så skrevet til filen som blir angitt i en dialogboks før datainnsamlingen starter. Denne prosessen gjøres så mange ganger som er angitt på frontpanelet, altså antall målinger.

n=3

Deretter resettes chip'en og er dermed klar for en ny sekvens.

Beskrivelse av kontrollpanelet:

Antall kanaler å lese ut :

(I32) Antall kanaler å lese ut: Antallet scans VI'en leser og henter fra innsamlingsbufferen. Default er 128.

Tidsbegrensning [Sek] :

(SGL) Tidsbegrensning[Sek]: Maksimal tid i sekunder man skal vente på at en triggerbegivenhet skal hende, og datainnsamling skal starte. Dersom tidsbegrensningen blir overskredet, gis en time-out advarsel.

Velg trigger type :

(TF) Velg trigger type: Velg en enkelt trigger for å starte innsamlingen når antall målepunkt før triggerpunkt er 0. Om antallet målepunkt før triggerpunktet er > 0, velg enkelt

trigger for å stoppe datainnsamlingen eller to-trigger funksjon for å starte og stoppe datainnsamlingen. Dette betyr at man kan samle inn data for en kanal på MIO-kortet før og etter at et triggersignal oppstår. Dette er en funksjonalitet som henger igjen fordi en eksisterende VI er blitt modifisert. Denne er alltid satt til enkel trigger fordi detektorsystemet bare leser av én verdi for hver kanal i VA2-TA chip'en.

Kanaler :

([abc]) Kanaler: Identifiserer de analoge inngangskanalene man vil samle data til. Default inngang er kanal 0. Her benyttes default verdi fordi dataene fra VA2-TA chip'en leses ut serielt.

Antall målinger:

(DBL) Antall målinger: Antall begivenheter som skal samles data fra.

Antall Pulser :

(I32) Antall Pulser: Antall pulser du vil ha i pulstoget. Default er 128.

Utlesningsfrekvens for Clk_b:

(DBL) Frekvens: Frekvens på pulstoget på utgangen.

Inngangsgrenser :

(cluster) Inngangsgrenser: Sett inngangsgrensene for spenningsverdiene som skal leses inn i kanalene valgt i "Kanaler". Dette vil konfigurere forsterkningen for den valgte kanalen slik at følsomheten blir så god som mulig. La denne være tom for å benytte hardware default.

Øvre grense

(SGL) Øvre grense[V]: Dette angir øvre grense for spenningsverdiene som samles inn.

Nedre grense

(SGL) Nedre grense[V]: Dette angir nedre grense for spenningsverdiene som samles inn.

Trigger flanke :

(U16) Trigger flanke: Angir om datainnsamling trigges på stigende eller fallende TTL-flanke. Default er fallende.

time-out?

(TF) Time-out?: Denne LED varsler når tidsbegrensingen er nådd før alle data er lest.

Måling nr:

Måling nr: Angir hvor langt i datainnsamlingsprosessen VI'en er kommet.

8.2 Posisjonsberegning/plotting med matlab

8.2.1 Generelle formler

Dataene leses ut serielt i rekkefølge bestemt av pin-konfigurasjonen på VA2-TA chip'en. Dataene fra de forskjellige anodestrådene kommer da ut i usortert rekkefølge. Men før de skrives til fil og lagres, sorterer LabView dem slik at de ligger i et array med X-verdiene i riktig rekkefølge først og Y-verdiene ordnet etterpå. Dermed ligger dataene sortert når de leses inn av matlab. Matlab brukes deretter til å dele opp disse to datasettene i X-verdier og Y-verdier og til deretter å behandle disse hver for seg. For å beskrive posisjonen og energien til det innkommende røntgenfotonet, brukes en X-koordinat, en Y-koordinat, en X-amplitude, en Y-amplitude og i tillegg en σ for hver av aksene, hvor σ beskriver bredden på elektronfordelingen i anodeplanet. Herfra vil posisjonen være gitt ved X og Y koordinaten, mens energien kan leses fra summen av amplitudene.

Posisjonsberegningen kan gjøres på flere ulike måter, og i denne oppgaven vil to av disse, nemlig metoden med tyngdepunktsberegning, og metoden med kurvetilpasning, bli studert.

Den desidert enkleste av disse er metoden med tyngdepunktsberegning. Man gjør her en enkel numerisk beregning. Denne tyngdepunktsberegningen er vist i Formel 8-1:

Formel 8-1

$$X_{\text{Pos}} = \frac{\sum X_i \cdot i}{\sum X_i}$$

Her er X_{Pos} posisjonen til ladningsfordelingens tyngdepunkt uttrykt i anodestråde nummer, i angir anodestråde nummer og X_i er ladningen på anodestråde nummer i .

Summen av ladningen på anodetrådene er da gitt ved nevneren i uttrykket over. Dette vil representere energien til det innkommende røntgenfotonet.

For kurvetilpasningen vil fremgangsmåten bli noe annerledes. For å tilpasse kurvene slik at kurven beskrives av nøkkelparametre kan man gå ut fra at ladningsfordelingen langs en akse på anodeplanet kan beskrives av en Gauss-fordeling. En Gauss-kurve beskrives av et senterpunkt, en amplitude og et standardavvik. En Gauss-kurve kan beskrives ved formelen:

Formel 8-2

$$F(x) = A \times e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}$$

A gir amplituden for kurven ved senterpunktet X_0 . Kurvens bredde bestemmes av kurvens standardavvik gitt ved σ . Ved å bestemme disse tre koeffisientene kan røntgenfotonets posisjon og energi bestemmes. Energien til røntgenfotonet, E_x , vil da være proporsjonalt til arealet under denne tilpassede kurven, og være gitt ved:

Formel 8-3

$$E_x = A_x \cdot \sigma$$

For å tilpasse denne kurven til de målte verdiene, brukes ”Nelder-Mead simplex metode”. Ved bruk av denne metoden gjør man en rekke beregninger før man vurderer hvilken løsning som gir det minste avviket mellom de beregnede og målte verdier.

Dette er operasjoner som er tidkrevende og rutinepregete. De er derfor meget godt egnet for EDB-basert beregning. Matlab egner seg godt til å implementere disse rutinene.

8.2.2 Implementering i Matlab/beskrivelse av system

For å bearbeide dataene, brukes flere matlabscript for å få frem det endelige bildet. En utskrift av programmene finnes i appendix-1. Dataene leses inn sortert i et array som deles opp i et X og et Y array. Disse arrayene inneholder de målte verdiene fra anodetrådene i X og Y retningen i PM-røret. Deretter fortsetter databehandlingen på samme måte for begge retninger.

Dataene skal så tilpasses etter Nelder-Mead simplex metode til en Gausskurve. Den beskrives ved Formel 8-2. Funksjonen ’fmins’ brukes for å minimalisere differansen mellom ’funksjon’ og de målte verdiene med hensyn på parametrene som beskriver kurven.

Fra denne beregningen får man to array. Et som inneholder posisjon, energi og standardavvik for hendelsene, beregnet etter metoden med kurvetilpasning, og et som

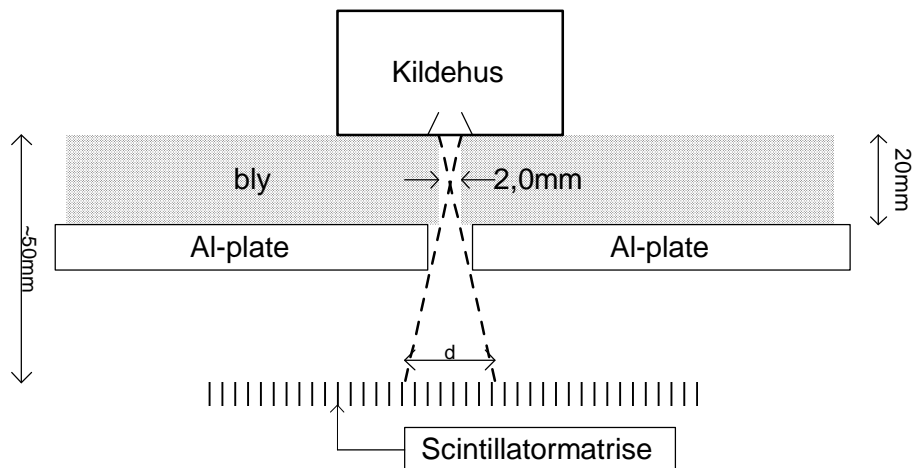
inneholder posisjon og energi beregnet etter metoden med beregning av tyngdepunkt. Disse to arrayene skrives så til en fil for lagring og videre behandling.

Når disse dataene skal fremstilles grafisk, er det nødvendig å produsere en matrise som beskriver antall målinger som registreres i hvert punkt på detektoren. Denne lages ved å telle sammen alle målinger som havner innenfor én celle i denne matrisen. Denne matrisen kan så plottes på flere ulike måter. I denne prosessen er rutinen ”konverter” lagt inn. Den konverterer posisjonene fra posisjoner i forhold til trådnummer i anodeplanet til posisjoner i millimeter fra et fiksert utgangspunkt for sveipene gjort i X og Y retningene. For å tilpasse disse benyttes koeffisienter fra lineariseringen av detektorresponsen som vist senere.

1 Eksperimentoppsett

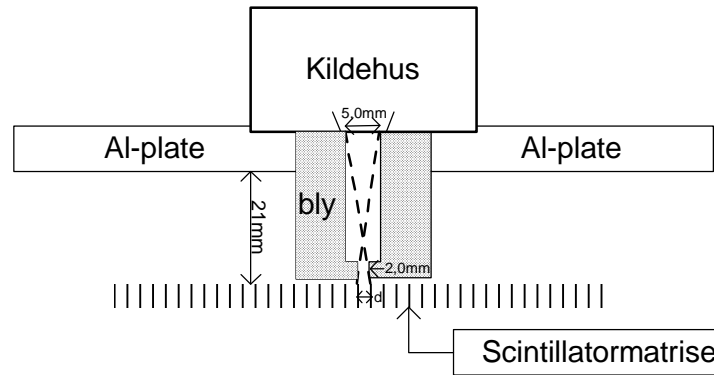
1.1 Kollimering

For å kunne kontrollere posisjonen til den radioaktive kilden, må den kollimeres slik at strålen treffer i et lite punkt på scintillatorplaten. Kollimeringen av kilden foregår med en sylinder som er delvis lukket i den ene enden men med et lite hull hvor røntgenstrålingen kommer ut. Størrelsen på det eksponerte området på scintillatorplaten blir da en funksjon av åpningen på dette hullet, av avstanden fra kilden til kollimatoråpningen og av avstanden fra åpningen på kollimatoråpningen til scintillatorplaten. Vist er to kollimatoroppsett som er benyttet. Et gammelt oppsett, vist i figur 9-1, som viste seg å ha for dårlig oppløsning til å kunne benyttes, og et forbedret oppsett, vist i figur 9-2, som ga en mer konsentrert stråle. Vist er også beregning av diameteren på strålen som treffer scintillatoren.



Figur 9-1 Opprinnelig kollimatoroppsett.

Herfra får man ved enkle geometriske beregninger at diameteren på strålen som treffer scintillatormatrisen er ~8mm. Dette gir seg utslag i at strålen treffer flere av segmentene i scintillatormatrisen, noe som gir dårlig kontroll med kildens posisjon. Denne oppstillingen blir derfor modifisert til oppsettet som er vist i figur 9-2.



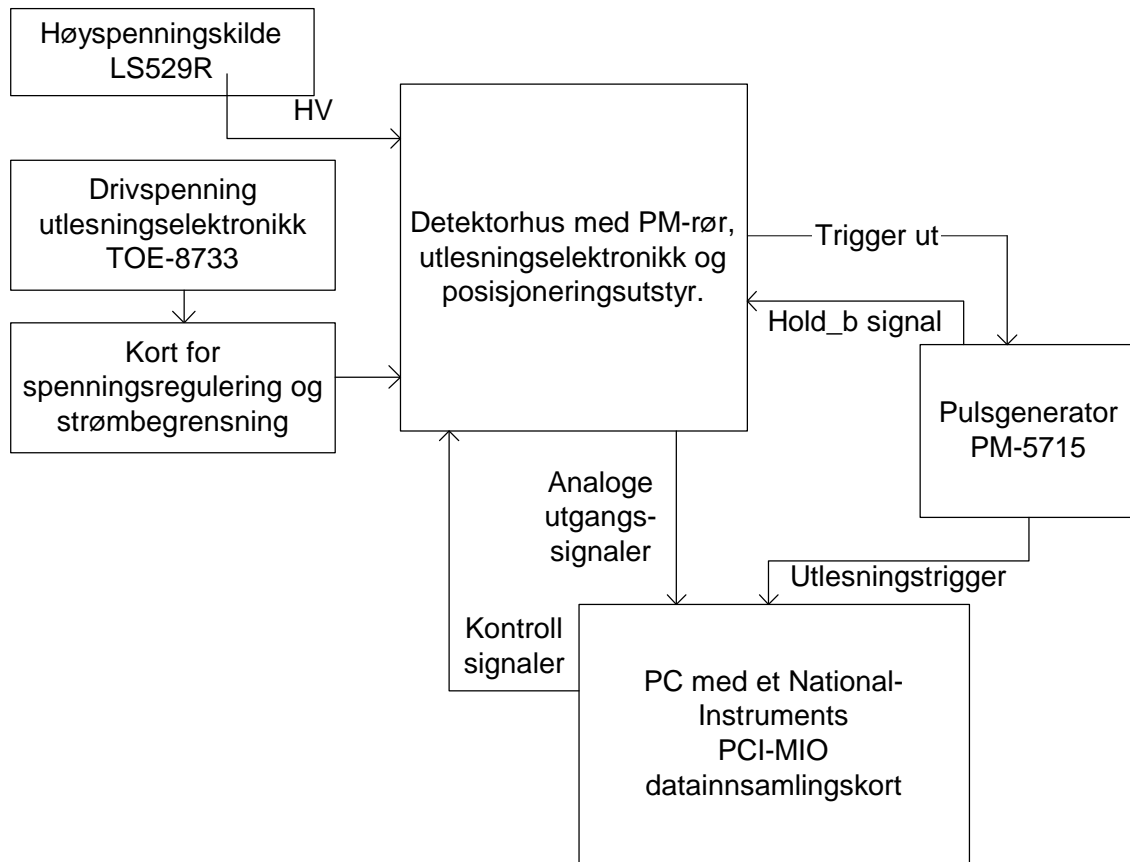
Figur 9-2 Modifisert kollimatoroppsett.

Beregning av diameteren på strålen som treffer scintillatormatrisen viser at den nå er 2,6mm. Dette er en vesentlig forbedret konsentrasjon av strålingen ned på scintillatoren.

Ved beregning av detektorens linearitet er det viktig å ha et godt referansegrunnlag for beregningene. Et omfattende målearbeid ble gjort for å få et så godt bilde som mulig av målt posisjon som funksjon av reell posisjon. Den kollimerte røntgenkilden ble flyttet over detektorflaten i to sveip, et i X-retning og et i Y-retning. Sveipene startet utenfor detektorens følsomme område og gikk i steg på 1mm over hele flaten og ut over detektorens følsomme område.

1.2 Oppkobling

Figur 9-3 viser et skjematisk oppsett over det ferdige detektorsystemet. Pilene viser signalretningen i koblingene.



Figur 9-3: Viser et skjematisk oppsett av signalgangen i detektorsystemet.

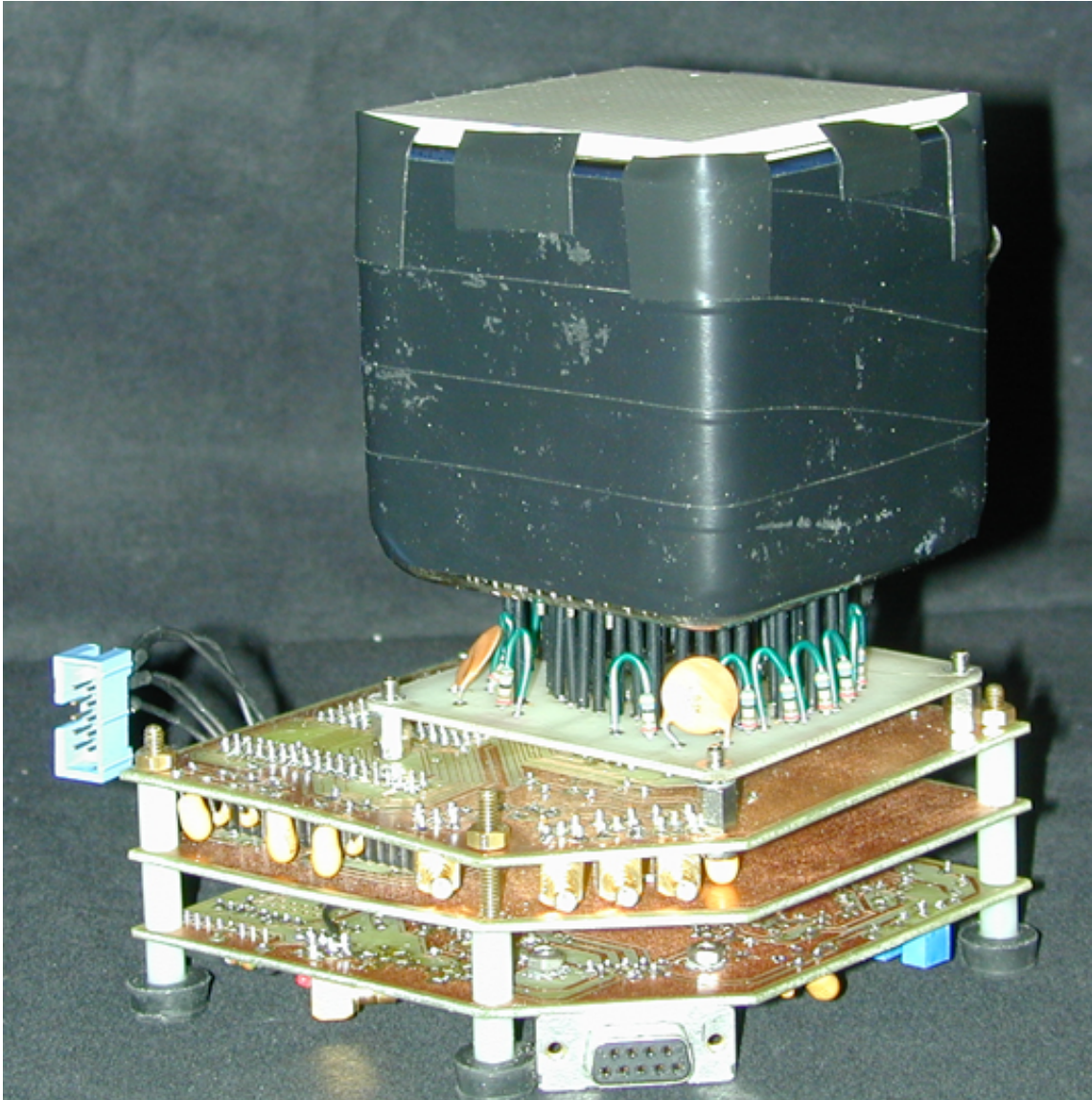
Innstillingene for pulsgeneratoren er som vist i tabell 9-1:

Repetition time	EXT
Delay	~1 μ s
Duration	Max
Ramp time	6 ns
Puls ut	4-5V
Andre kontroller	Single, +, NORM

Tabell 9-1: Innstillinger for pulsgeneratoren PM-5715

Trigger_ut signalet fra VA2-TA sendes inn på TRIGG inngangen til pulsgeneratoren. Puls_out signalet fra pulsgeneratoren ble sendt som hold_b signal tilbake til VA2-TA chip'en, og til PC'en for å starte datautlesningen. Høyspenningen inn til PM-røret var på $-700V$. Drivspenningen til utlesningselektronikken ble hentet fra en spenningskilde TOE-8733 og så ført inn på et kort som satte digitale og analoge drivspenninger. Dette kortet innførte også

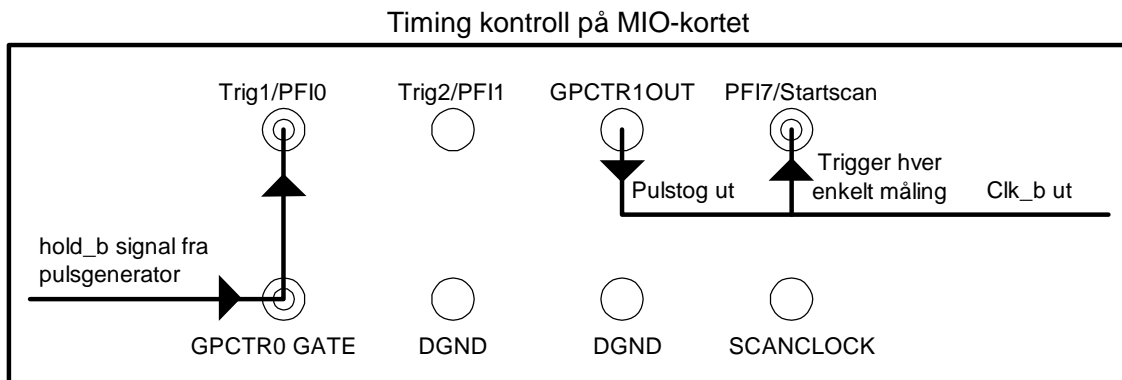
strømbegrensning basert på maksimalverdiene for detektorsystemets strømforbruk. En skjemategning og et PCB utlegg av dette kretskortet er vist i appendix-2. Et bilde av det sammenmonterte testsystemet er vist i Figur 9-4.



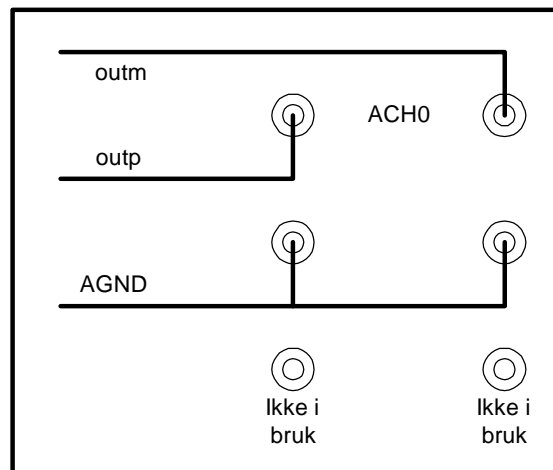
Figur 9-4: PM-røret med utlesningselektronikk.

Tilkoblingene til MIO-kortet er vist i Figur 9-5. Her vises hvordan man skal koble innganger og utganger for at pulsene som genereres for å styre utlesningen skal bli riktige. Hold_b signalet fra pulsgeneratoren kommer inn på GPCTR0 GATE og Trig1/PFI0. GPCTR0 GATE trigger et pulstog ut på GPCTR1 OUT. Trig1/PFI0 setter den analoge inngangen klar

til å trigge når digitalt triggersignal kommer på PFI7/STARTSCAN. Pulstøtet som genereres fra GPCTR1OUT sendes som clk_b signal til VA2-TA.



Tilkobling av analoge signaler på MIO-kortet



Figur 9-5 Tilkoblinger til PC og MIO-kort gjennom tillaget koblingsplate. Pilene indikerer signalgangen.

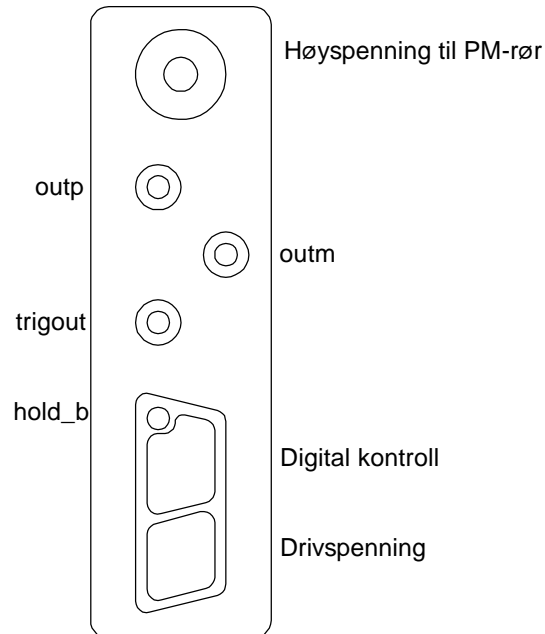
Det analoge oppsettet er langt enklere og består av en differentiell inngang ACH0 hvor utgangene outp og outm måles differentielt.

1.3 Kildeposisjon

Detektorhuset som brukes for å posisjonere røntgenkilden og for å holde PM-røret i absolutt mørke ble opprinnelig brukt for å teste posisjonsfølsomheten ved resistiv utlesning. Det huset består av en aluminiumsboks med en tilkoblingsplate hvor drivspenninger,

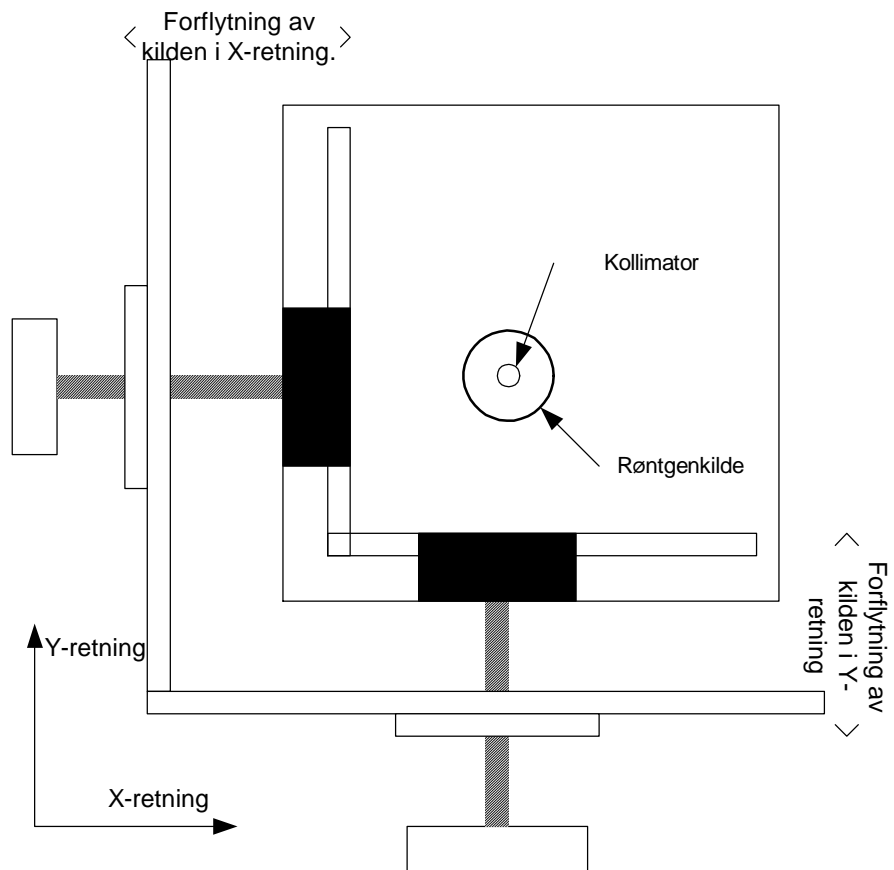
kontrollsignaler og analoge utgangssignaler føres inn og ut av boksen. En oversikt over tilkoblingsplaten som brukes er vist i Figur 9-6.

Tilkoblingsplate til detektorhus.

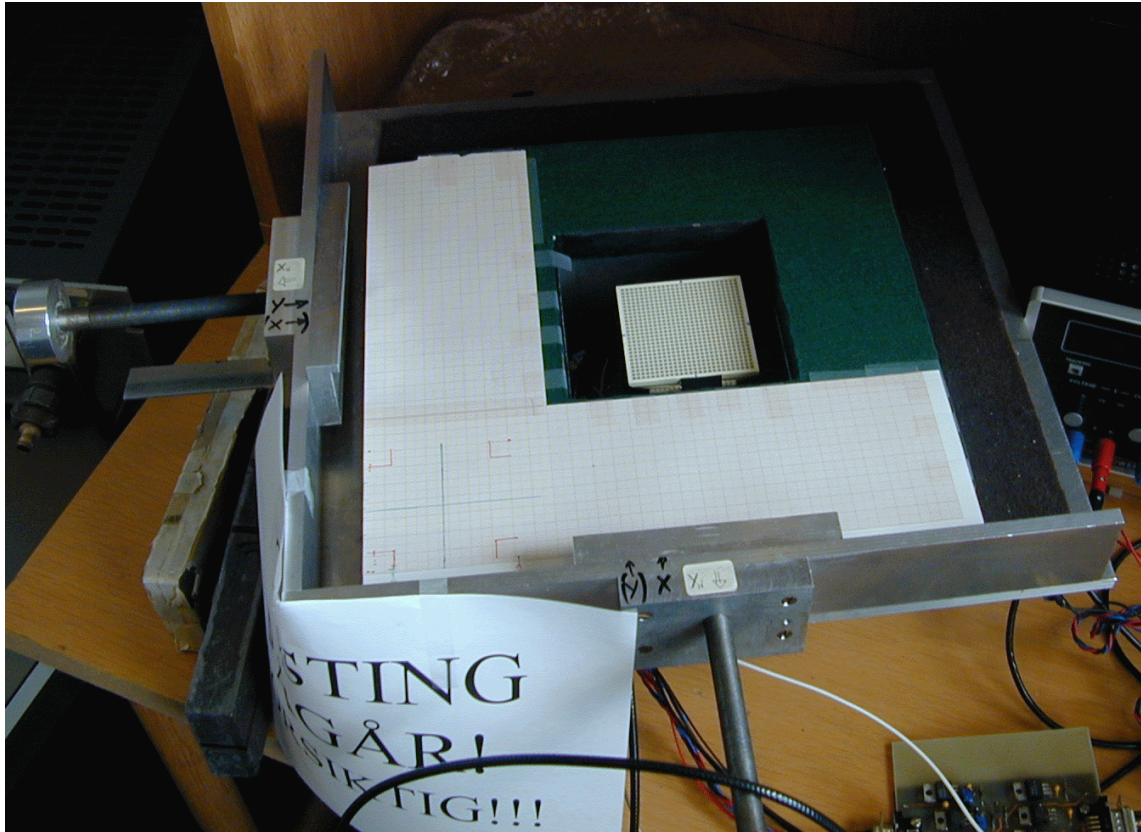


Figur 9-6 Tilkoblingsplaten inn mot detektorhuset.

Videre består detektorhuset av en bevegelig topplate hvor kollimatoren er plassert. Denne platen kan forflyttes med millimeternøyaktighet over hele detektorområdet. En skisse av detektorhuset sett ovenfra er gitt i Figur 9-7. Posisjonen i X og Y retning måles med et millimeterpapir som referansegrunnlag hvor avstanden blir oppgitt i millimeters forflytning ut fra startpunktet. Pilene i figuren indikerer koordinatsystemet som er brukt for å angi posisjonen til røntgenkilden. Figur 9-8 viser et fotografi av dette oppsettet.



Figur 9-7: Detektorhuset sett ovenfra.



Figur 9-8 Bilde av detektorhuset sett ovenfra. Scintillatorplaten sees inne i selv e detektorhuset. Oppå dette vil det ligge en aluminiumsplate som stenger for synlig lys, samtidig som det bærer kollimatoren og røntgenkilden.

1 Resultater fra målinger med detektorsystemet.

1.1 Posisjonsoppløsning og linearitet.

Tidligere presenterte undersøkelser viser at posisjonsoppløsning og energioppløsning kan forbedres kraftig ved å benytte en kurvetilpassende metode. Her presenteres og sammenlignes resultatene fra detektoroppsettet og resultatene fra de to undersøkte posisjonsberegningemetodene.

Posisjonene som er angitt som absolutt posisjon, er gitt ut fra et startpunkt på måleseriene som ikke nødvendigvis samsvarer med kanten av detektoren. Måleseriene ble startet utenfor detektorflaten for å kunne studere effekten av at kilden ble flyttet såvidt utenfor detektoren. For posisjonsmålingene ble det for hver kildeposisjon målt 10 000 begivenheter, mens det for målinger av bakgrunnstrålingen ble foretatt 100 000 målinger.

I oppsettet blir det benyttet et Hamamatsu R-2487 posisjonsfølsomt PM-rør av samme type som er benyttet i flere av undersøkelsene ved University of Southampton. Det er det samme PM-røret som ble benyttet i Røslands system.

Scintillatormatrisen (68,5mm x 68,5mm) som benyttes, er en skive sammensatt av 4mm lange CsI staver som er 2x2mm i tverrsnitt. Disse scintillatorstavene er sementert sammen med et lag av 0,5mm hvit epoxy. Dette er den samme scintillatormatrisen som er benyttet som 2x2x4mm scintillator i Southampton.

Dersom en detektor har god linearitet, vil den trenge lite eller ingen kalibrering i forhold til ikkelineære detektorsystemer. Det vil si at posisjonen som kommer fra målesystemet og posisjonen til det innkommende fotonet, kan beskrives ved Formel 10-1:

Formel 10-1:

$$X_{\text{Målt}} = a \cdot X_{\text{ABS}} + b$$

Denne linjen kan beskrives ved Formel 10-2:

Formel 10-2

$$X_{\text{ABS}} = \frac{X_{\text{målt}} - b}{a}$$

$X_{\text{målt}}$ er den målte posisjonen hvor posisjonen er målt i plassering i anodetrådnummer. $X_{\text{målt}}$ trenger ikke å være et heltall. X_{ABS} er den absolutte posisjonen til kilden gitt i millimeter. a og b vil gi henholdsvis anodetrådseparasjonen og plasseringen av det relative startpunktet i forhold til anodetrådsnummereringen.

Man trenger da kun en enkel skalering for å få posisjonen bestemt når posisjonen er målt i anodestrådnnummer.

For å beregne posisjonen til kilden i hvert målepunkt, lages først et histogram som gir antall tellinger i hver posisjon. Deretter beregnes tyngdepunktet av posisjonsfordelingen ved å ta tyngdepunktet av alle målingene i datasettet. Dette gjøres for å finne et foreløpig tall for kildeposisjonen. Dette tallet vil i midten av detektoren være rimelig nøyaktig, men for posisjoner ut mot kantene vil bakgrunnstrålingen som er jevnt fordelt trekke posisjonsbestemmelsen inn mot midten. Deretter velges et intervall rundt denne verdien hvor en ny tyngdepunktsberegning foretas. Denne verdien representerer kildens posisjon uten å bli for mye påvirket av bakgrunnshendelser.

1.1.1 Beregning av ladningsfordelingens tyngdepunkt.

Konvensjonell utlesning benytter, som diskutert tidligere, en resistorkjede for å lese ut posisjon og energi til det innkommende røntgenfotonet. En forenkling av den situasjonen vil være å beregne tyngdepunktet til ladningsfordelingen i anodeplanet med Formel 10-3.

Formel 10-3

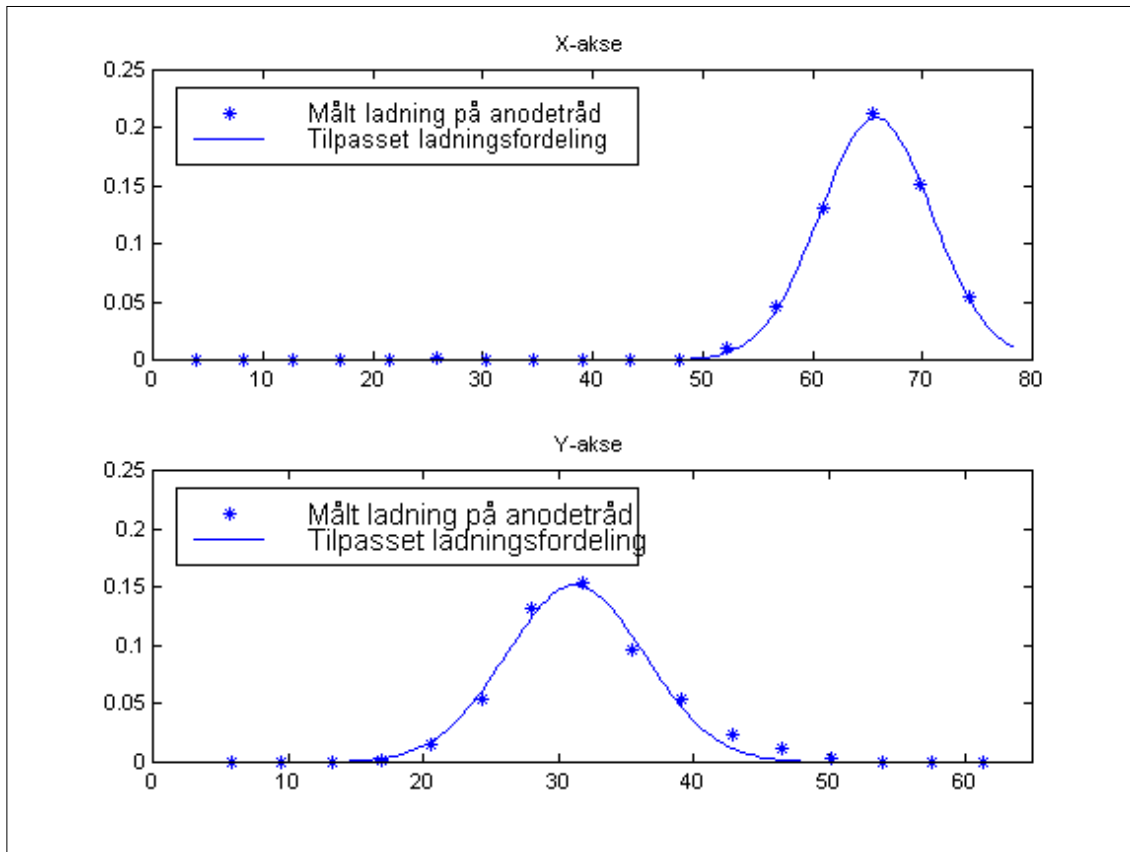
$$X_{\text{pos}} = \frac{\sum X_i \cdot i}{\sum X_i}$$

Her beregnes det geometriske tyngdepunktet til ladningsfordelingen som samles på anodestrådene. For en slik fordeling vil tyngdepunktet representere posisjonen til det innkommende røntgenfotonet.

En svakhet med denne utlesningsformen er at ved hendelser nær kanten av detektoren vil man ved å beregne tyngdepunktet av pulsformen finne at disse hendelsene skjer lengre inn mot sentrum av detektoren.

1.1.2 Posisjonsberegning ved kurvetilpasning

For multikanalutlesning er datagrunnlaget det samme som for simuleringen av resistiv kjede utlesning. Her tilpasses en Gauss-kurve til hver enkelt begivenhet i datasettet som indikert i figur 10-1.

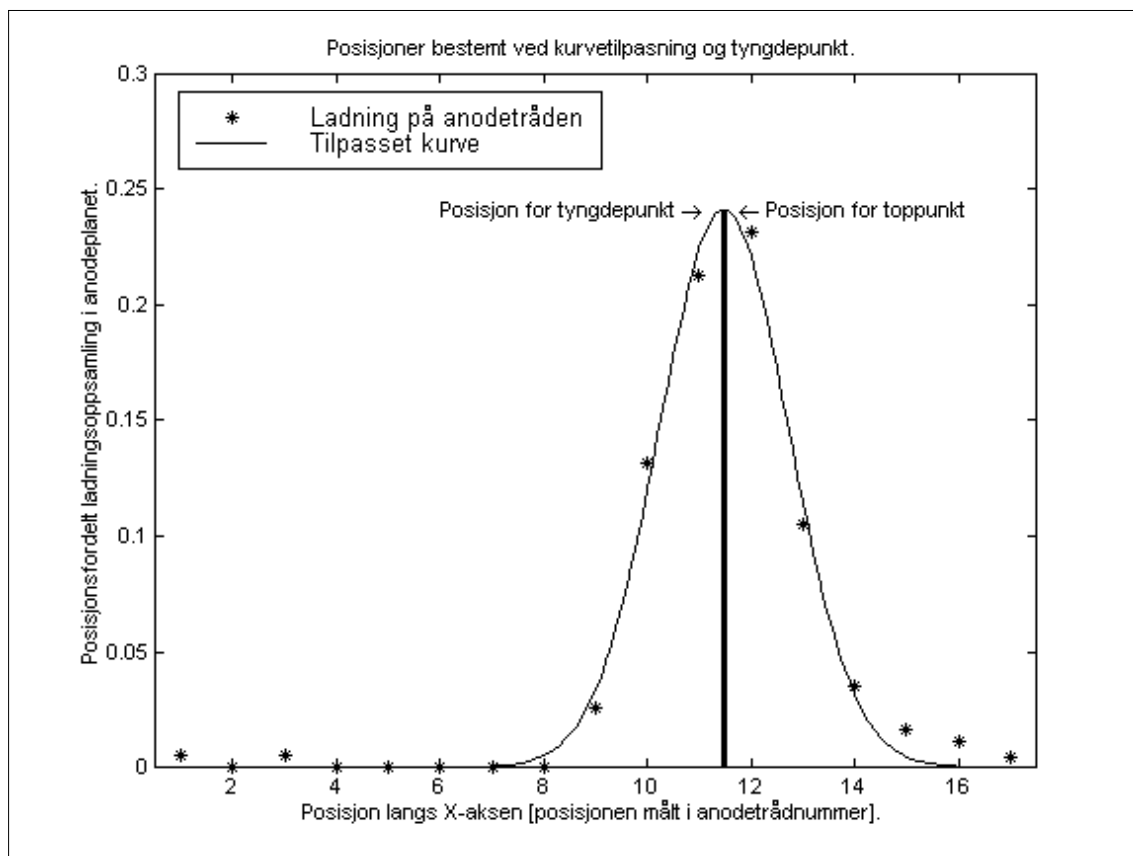


Figur 10-1: Figuren viser kurvetilpasningen til en enkelt måling. Posisjonen er angitt i millimeter langs den aktuelle aksene. Målingen er hentet fra NyX -sveip 60mm, måling nr 20. Posisjonen til det innkommende røntgenfotonet beregnes ved å finne posisjonen til toppunktet av den tilpassede kurven.

Denne tilpassede kurven gir et toppunkt som viser posisjonen for hendelsen og en amplitude som viser hvilken energi det innkommende fotonet hadde. Denne utlesningsmetoden skal i teorien gi en større nøyaktighet. Som vist (Bird et al., 1994) er posisjonsresponsen for disse detektorene lineære, og de vil derfor være mer anvendelige til forskjellige systemer uten større modifikasjoner.

1.1.3 Forskjeller mellom de to posisjonsberegningemetodene.

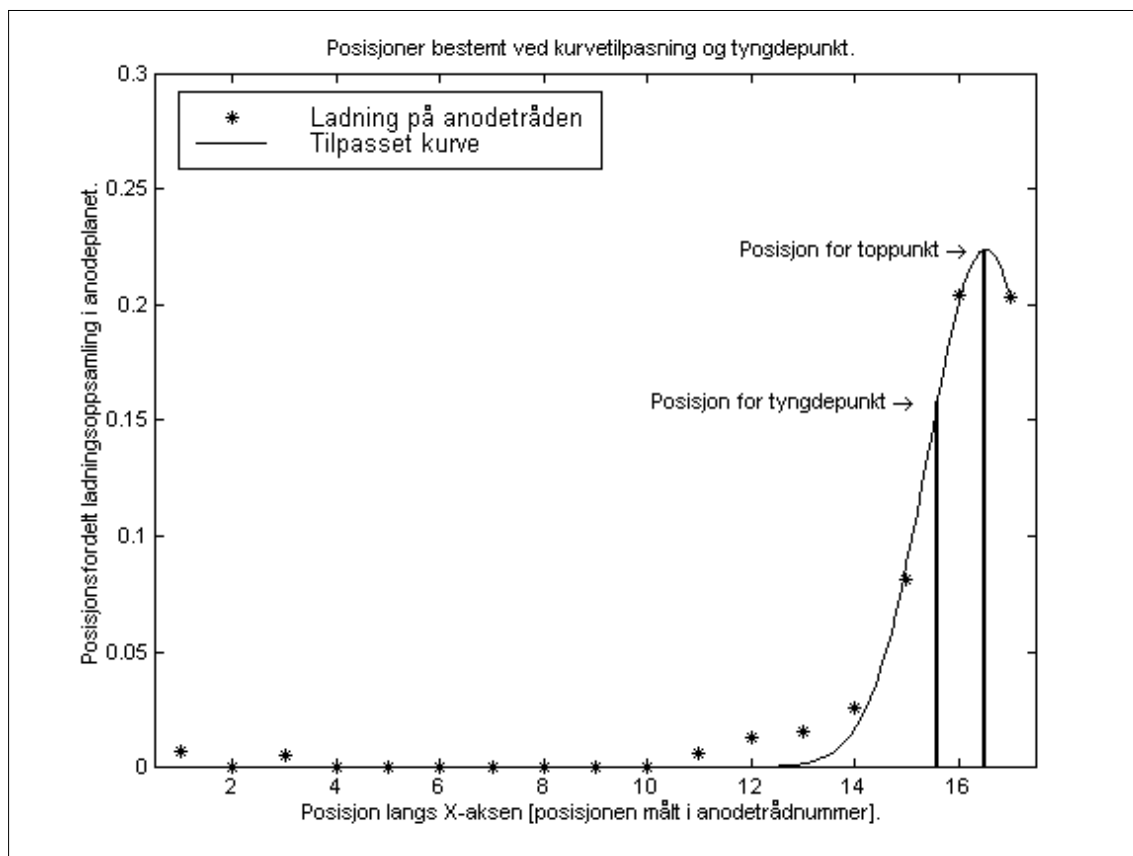
De to metodene kan sammenlignes ved å plote ladningen på anodetrådene, kurven tilpasset ved kurvetilpasning, posisjonene funnet ved beregning av ladningsfordelingens tyngdepunkt og toppunkt i samme plott.



Figur 10-2: Figur som viser posisjonen oppnådd for tyngdepunktsberegning og for beregning av en tilpasset kurves toppunkt. Når all ladning havner innenfor anodestrådene, vil resultatene være stort sett sammenfallende. Posisjonen er målt i relativ posisjon i forhold til anodestrådsplanet representert ved anodestrådsnummer.

Figur 10-2 viser posisjonsberegning for de to metodene på en ladningsfordeling godt inn på detektorens X-akse. Posisjonene i dette tilfellet er tilnærmet sammenfallende, og det er et godt samsvar mellom de to målte posisjonene.

I figur 10-3 vises tilsvarende situasjon når begivenheten skjer mot kanten av detektoren. Her er det tydelig at ladningsfordelingens tyngdepunkt ikke er sammenfallende med toppunktet for ladningsfordelingen.



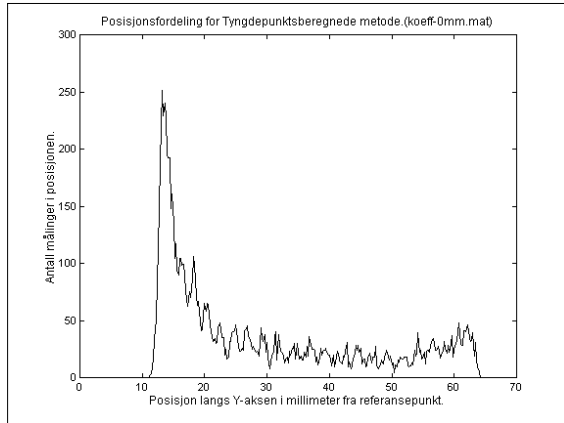
Figur 10-3: Forskjell i posisjonsberegning for beregning av ladningsfordelingens tyngdepunkt og toppunkt. Ut mot kanten vil noe av ladningen havne utenfor anodestrådene. Ladningsfordelingen er da ikke lenger symmetrisk om toppunktet og tyngdepunktet er ikke lenger sammenfallende. Her er tyngdepunktet for all ladning i anodeplanet tatt med og derfor vil effekten bli større enn om bare asymmetrien i Gauss-fordelingen tas hensyn til.

Effekten av at ikke hele ladningsfordelingen blir tatt med når tyngdepunktet beregnes vil forsterkes jo lengre ut mot kanten av detektoren røntgenfotonet detekteres. Den registrerte energien til fotonet vil også avta når ledningen som registreres i anodeplanet bare er halvparten av ladningen som registreres når begivenheten skjer nærmere sentrum av detektoren.

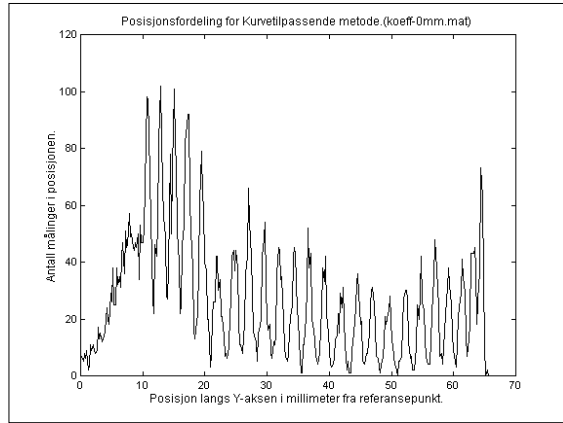
1.1.4 Posisjonshistogrammer og linearitetsberegninger.

Vist i Figur 10-4 til Figur 10-19 er oppnådde posisjonsplott for noen posisjoner av den kollimerte røntgenkilden. Det bør legges merke til at det ikke er brukt samme Y-akse i alle figurene. Det antallet målinger registrert for hver kildeposisjon er ca 10 000. Figurer med jevne figurnummer viser posisjonsfordeling oppnådd ved å beregne posisjonen ved

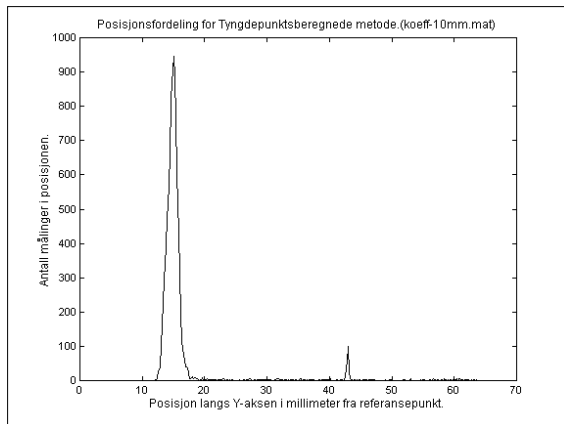
tyngdepunktet til ladningsfordelingen, mens figurer med odde figurnummer er posisjonsplott oppnådd når posisjonen finnes ved toppunktet til en tilpasset kurve. Kildeposisjonene er nøyaktig 10mm fra hverandre, noe som tilsvarer akkurat fire scintillatorsegmenter. Man skulle da forvente at kurvene var identiske med hensyn på begivenhetsfordeling mellom to nabosegmenter. Dette er ikke tilfelle fordi det er svært lite som skal til for å forskyve balansen når kilden er plassert rett over epoxylaget som skiller scintillatorstavene. Derfor er det vist i Figur 10-20 til 10-35 viser samme type posisjonsplott. Her er kildeposisjonene valgt med 10mm avstand mellom, men med startpunkt i 1mm. På denne måten vil ikke kilden være plassert rett over epoxyen som skiller scintillatorstavene og resultatene blir jevnere.



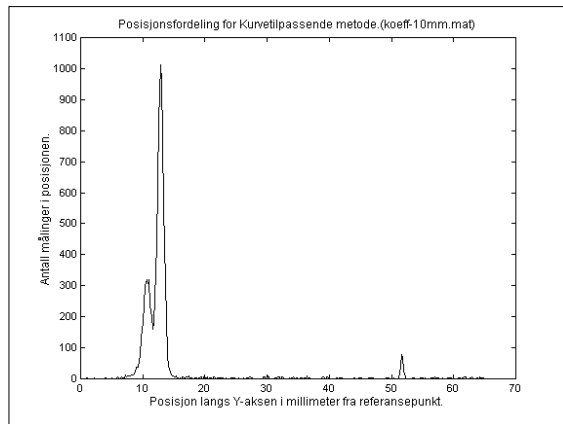
Figur 10-4: Relativ forflytning 0mm, FWHM 2,5mm.



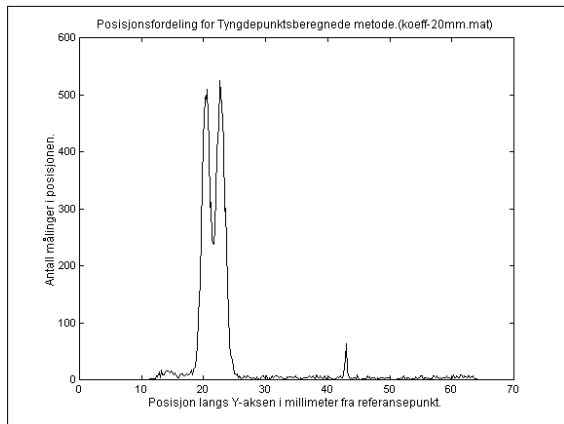
Figur 10-5: Relativ forflytning 0mm.



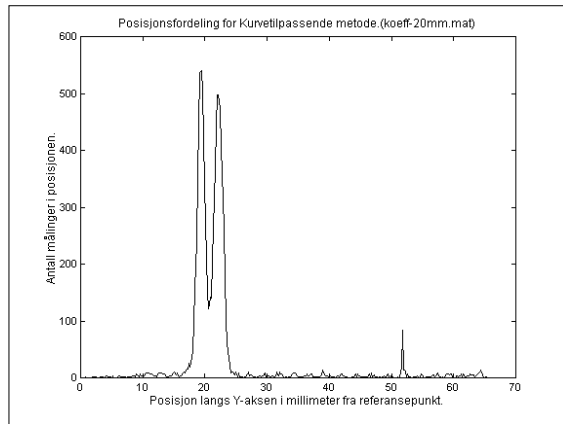
Figur 10-6: Relativ forflytning 10mm, FWHM 1,75mm.



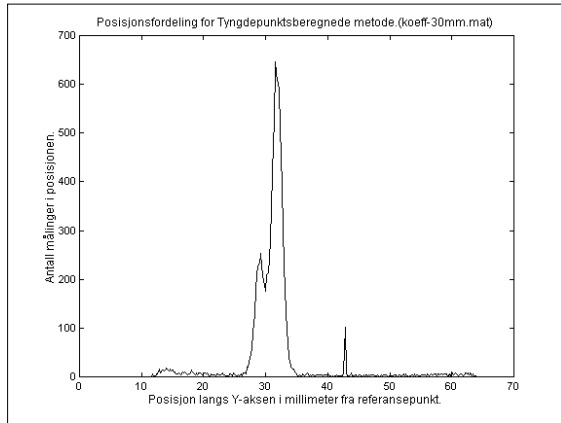
Figur 10-7: Relativ forflytning 10mm, FWHM 1,2mm.



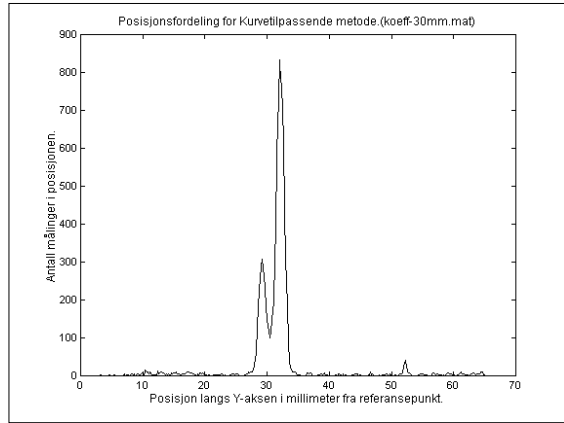
Figur 10-8: Relativ forflytning 20mm, FWHM 4mm.



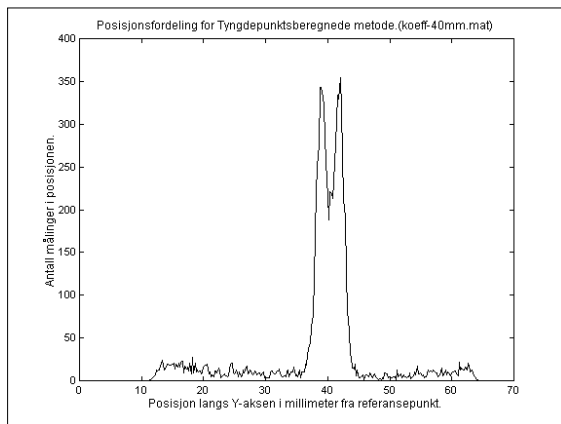
Figur 10-9: Relativ forflytning 20mm, FWHM 4,7mm.



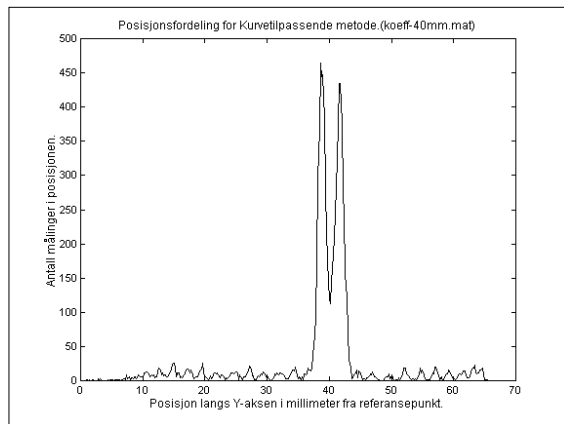
Figur 10-10: Relativ forflytning 30mm, FWHM 1,95mm.



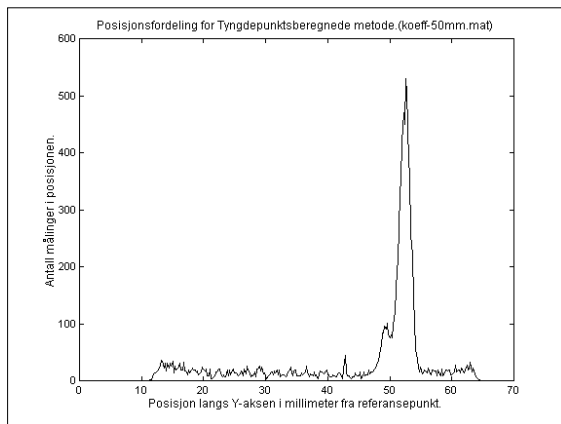
Figur 10-11: Relativ forflytning 30mm, FWHM 1,4mm.



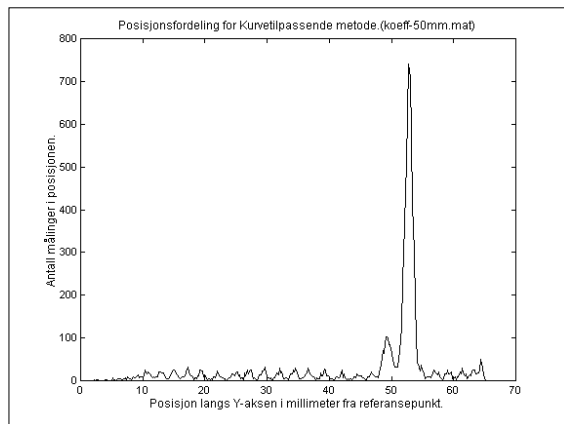
Figur 10-12: Relativ forflytning 40mm, FWHM 4,8mm.



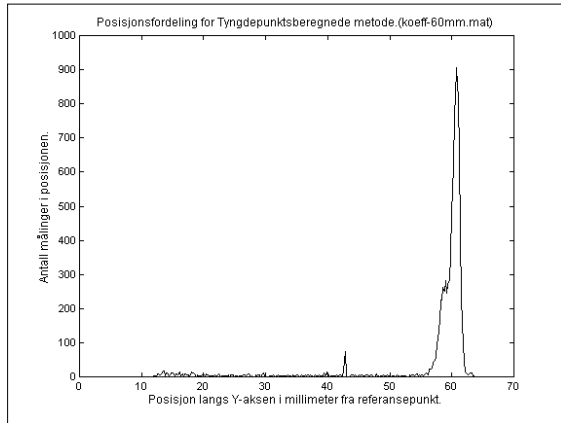
Figur 10-13: Relativ forflytning 40mm, FWHM 4,3mm.



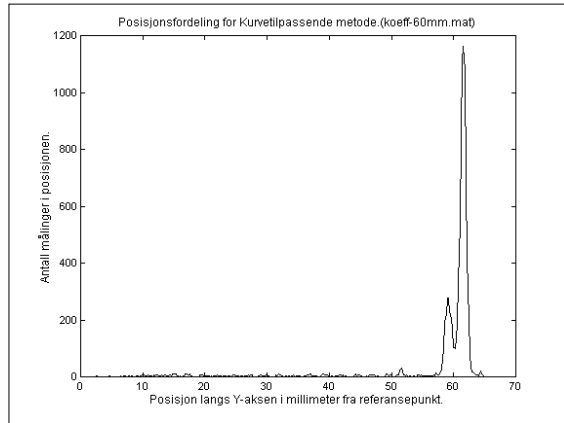
Figur 10-14: Relativ forflytning 50mm, FWHM 1,9mm.



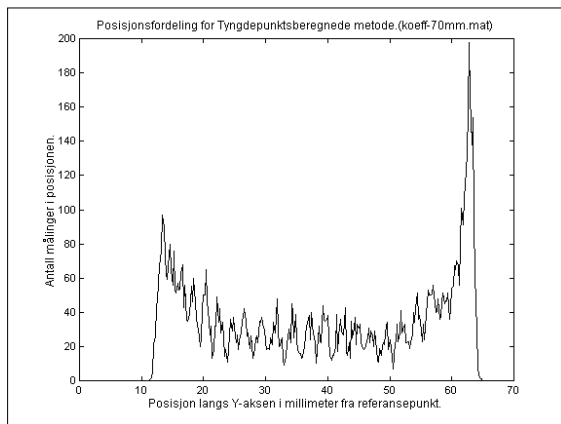
Figur 10-15: Relativ forflytning 50mm, WHM 1,37mm.



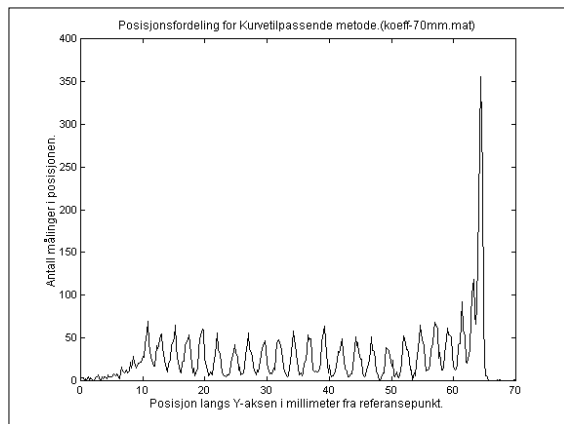
Figur 10-16: Relativ forflytning 60mm, FWHM 1,4mm.



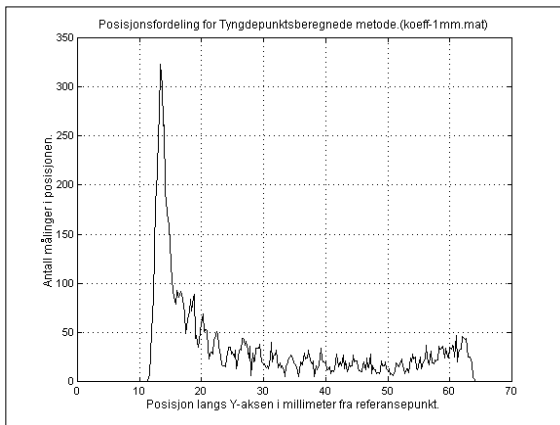
Figur 10-17: Relativ forflytning 60mm, FWHM 0,8mm.



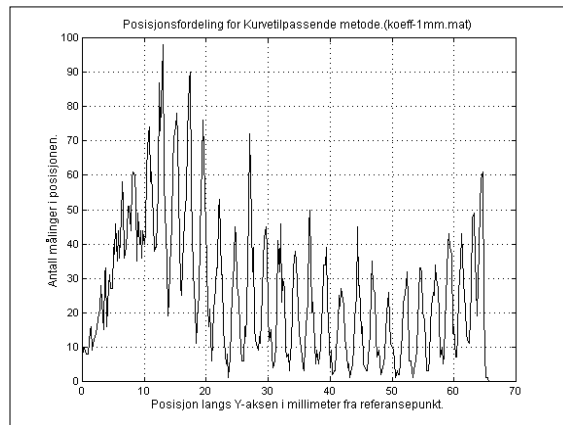
Figur 10-18: Relativ forflytning 70mm, FWHM 2,0mm.



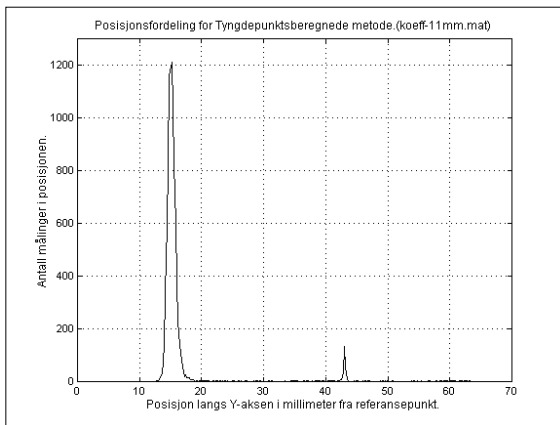
Figur 10-19: Relativ forflytning 70mm, FWHM 0,7mm.



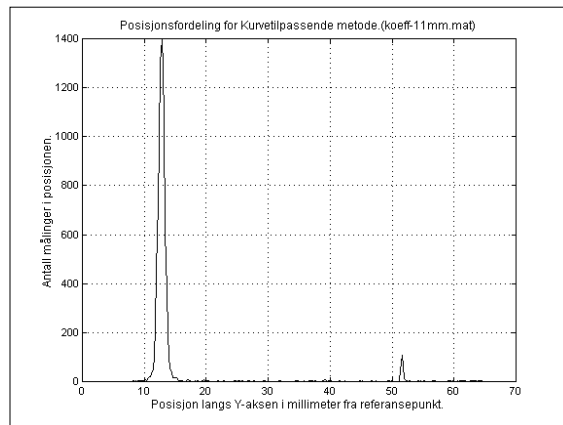
Figur 10-20: Relativ forflytning 1mm, FWHM 2,3mm.



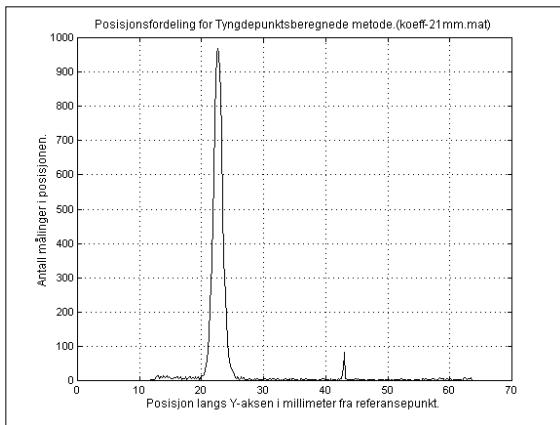
Figur 10-21: Relativ forflytning 1mm, FWHM xmm.



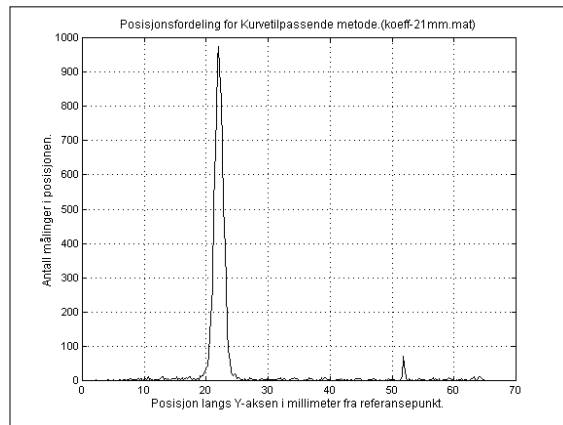
Figur 10-22: Relativ forflytning 11mm, FWHM 1,4mm.



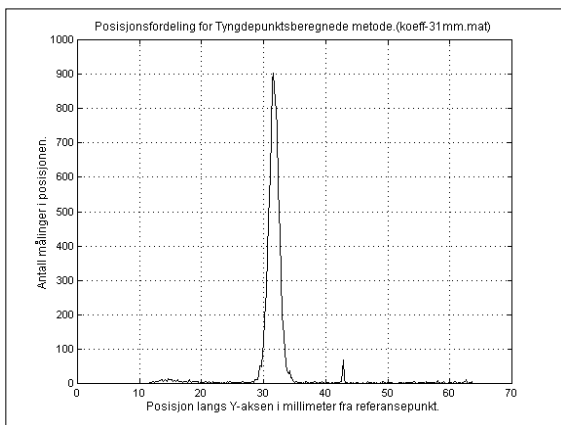
Figur 10-23: Relativ forflytning 11mm, FWHM 1,2mm.



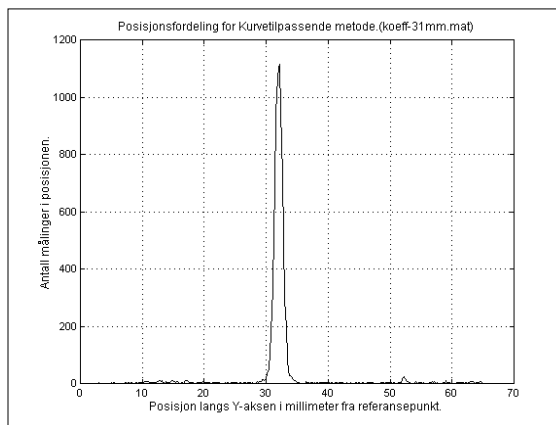
Figur 10-24: Relativ forflytning 21mm, FWHM 1,7mm.



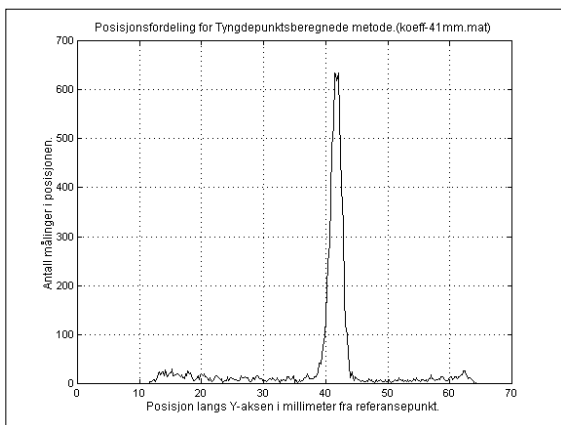
Figur 10-25: Relativ forflytning 21mm, FWHM 1,7mm.



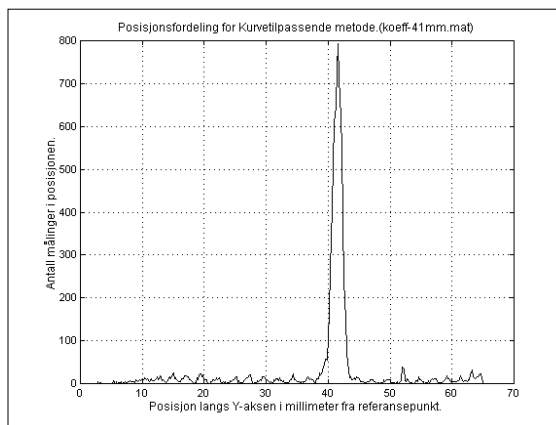
Figur 10-26: Relativ forflytning 31mm, FWHM 1,8mm.



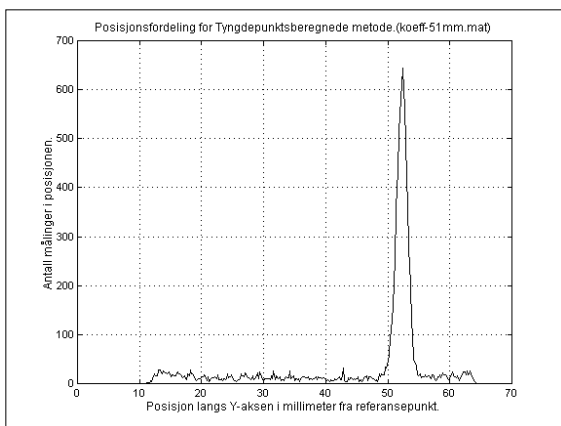
Figur 10-27: Relativ forflytning 31mm, FWHM 1,5mm.



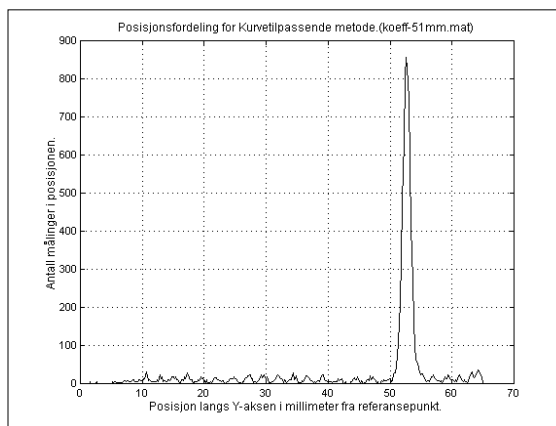
Figur 10-28: Relativ forflytning 41mm, FWHM 2,0mm.



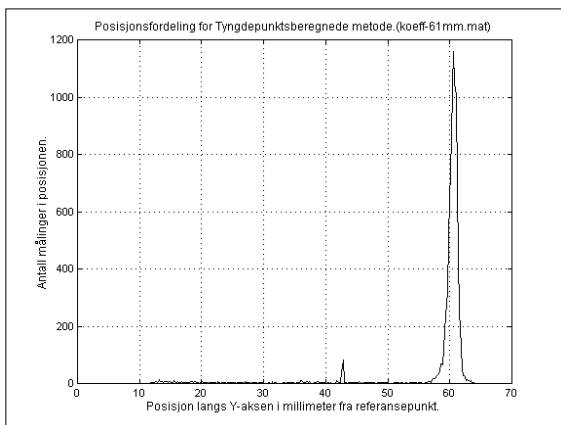
Figur 10-29: Relativ forflytning 41mm, FWHM 1,8mm.



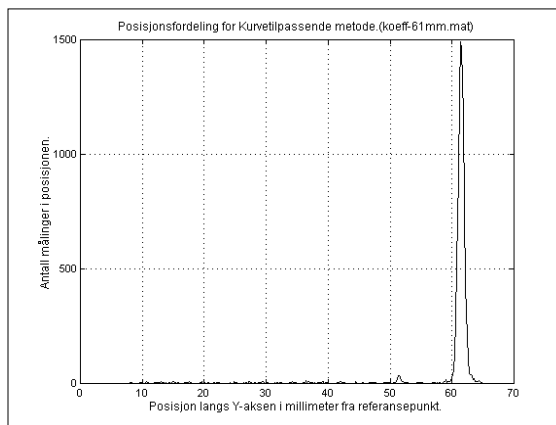
Figur 10-30: Relativ forflytning 51mm, FWHM 2,0mm .



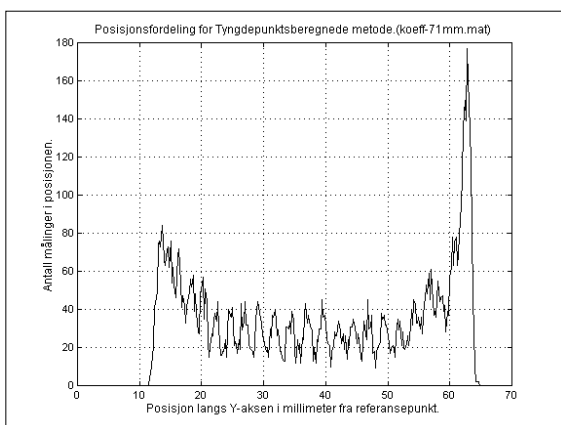
Figur 10-31: Relativ forflytning 51mm, FWHM 1,5mm.



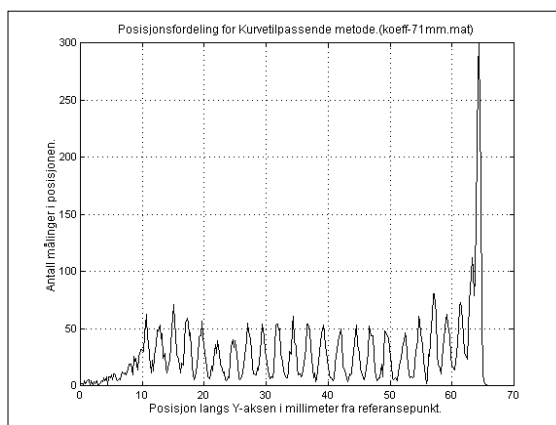
Figur 10-32: Relativ forflytning 61mm, FWHM 1,4mm.



Figur 10-33: Relativ forflytning 61mm, FWHM 1,1mm.



Figur 10-34: Relativ forflytning 71mm, FWHM 1,8mm.

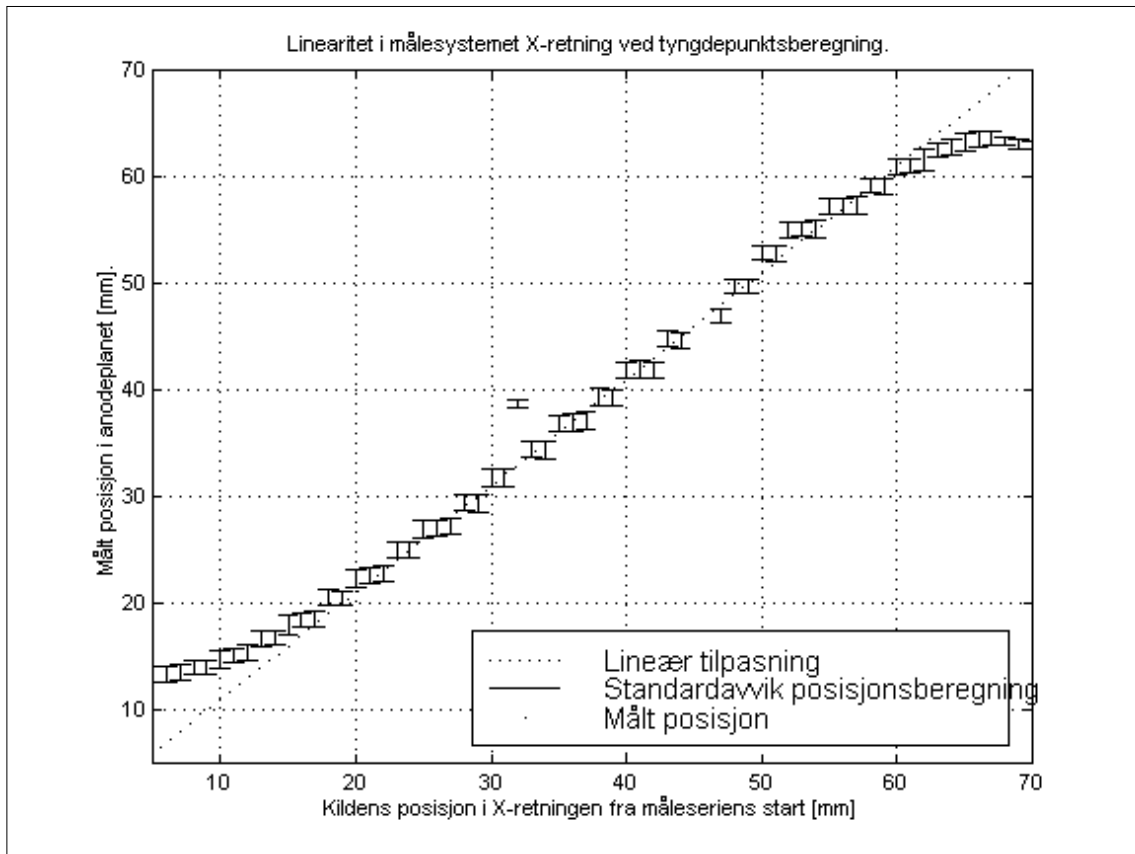


Figur 10-35: Relativ forflytning 71mm, FWHM 0,7mm.

Disse posisjonshistogrammene viser forskjellen mellom posisjonsberegningen foretatt med tyngdepunktsberegning og posisjonsberegningen foretatt ved kurvetilpasning. I situasjoner hvor røntgenstrålen treffer midt mellom to scintillatorsegment gir metoden med kurvetilpasning langt bedre definisjon av de enkelte segmenter. Også når strålen er utenfor detektorflaten vil de enkelte scintillatorpixlene bli bedre definert med denne metoden.

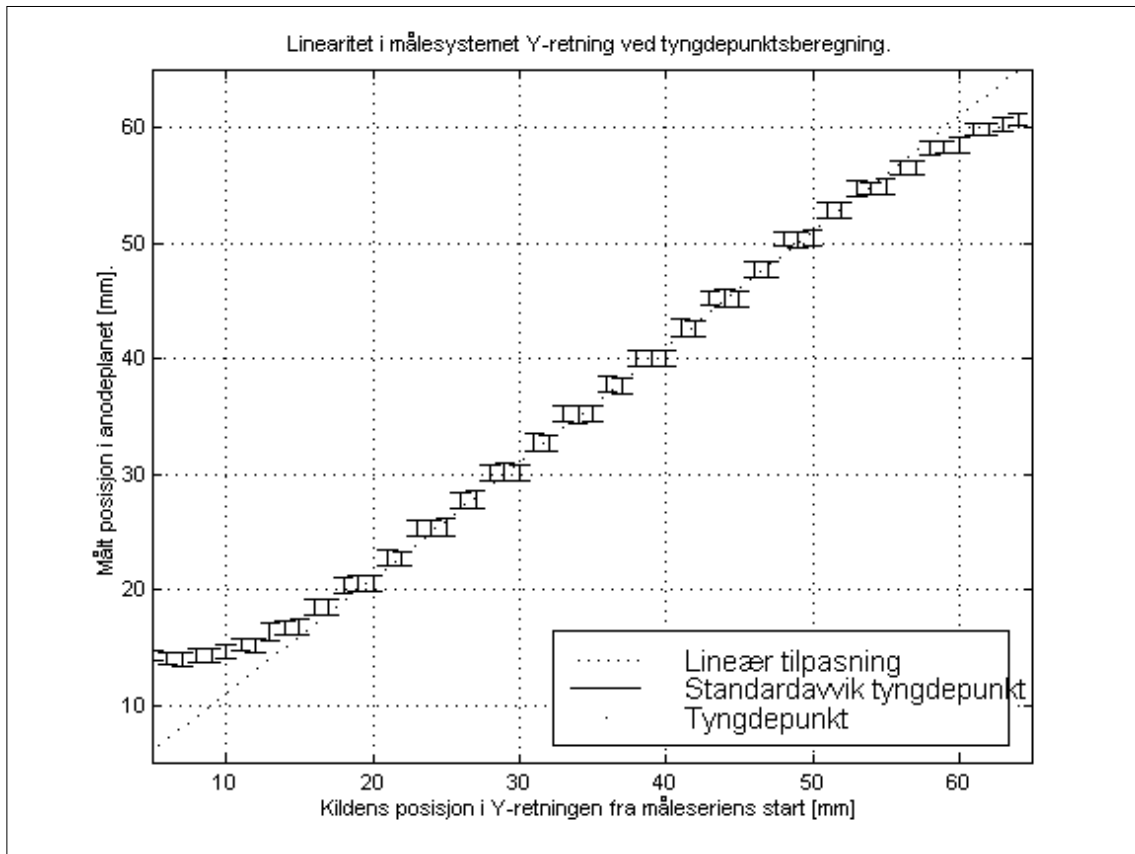
Figur 10-36 til 10-39 presenterer de beregnede posisjonene konvertert til millimeter, og en lineær tilpasning til målepunktene som ligger innenfor detektoren i intervallet 12mm til 55mm fra det relative startpunkt på måleserien. Disse grensene ble plukket ut ved inspeksjon av kurven.

I figur 10-36 og 10-37 er vist måleresultatene for posisjonsbestemmelse ved tyngdepunktsberegning for hhv sveip i X og Y-retning. Vist i figuren er også den lineære kurven som representerer detektorens linearitet. Figur 10-38 og 10-39 viser tilsvarende plott for posisjonsberegning med kurvetilpassende metode.



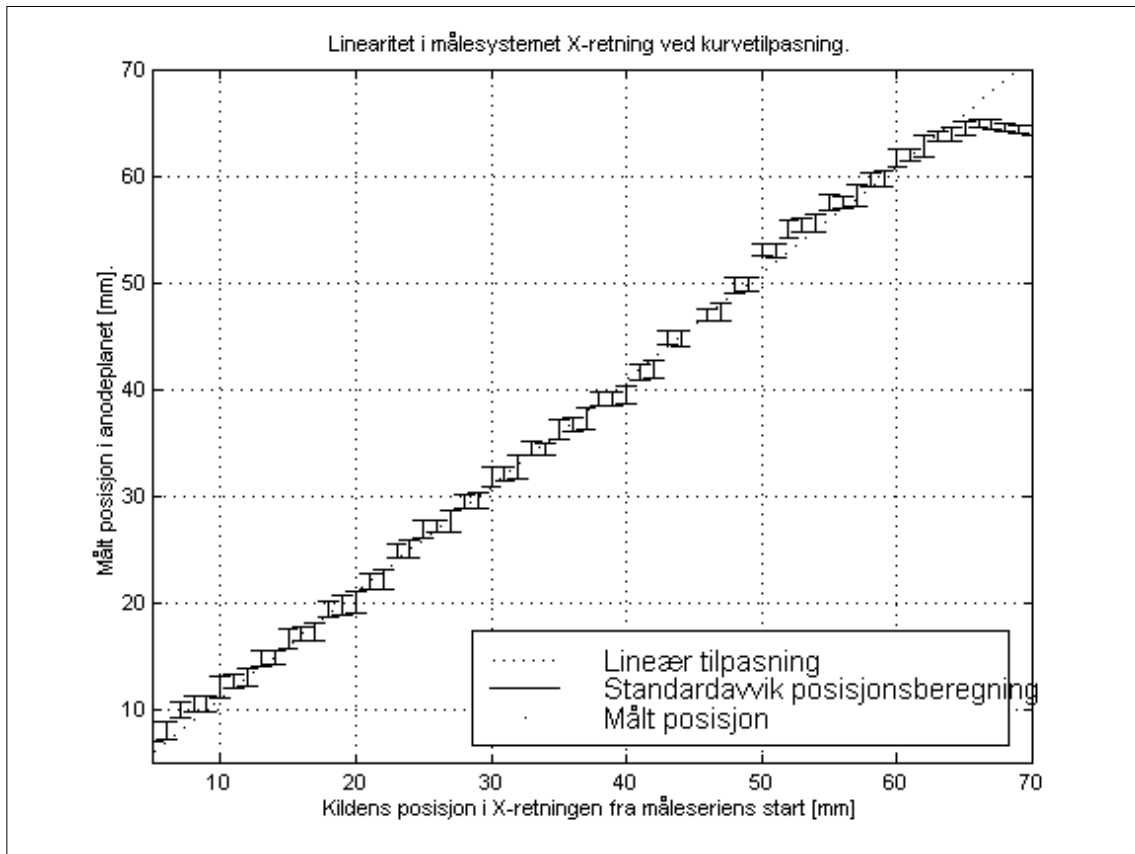
Figur 10-36: Lineariteten til detektoren i X-retning når posisjonen beregnes ved en tyngdepunktsberegning.

Som figuren viser er sentrum av detektoren, fra 20mm til 58mm lineær, Under 20mm og over 60mm ser man derimot et stadig større avvik mellom den lineariserte kurven og måleresultatene. Jo flatere målepunktene fordeles seg, jo dårligere separert blir to nærliggende hendelser.



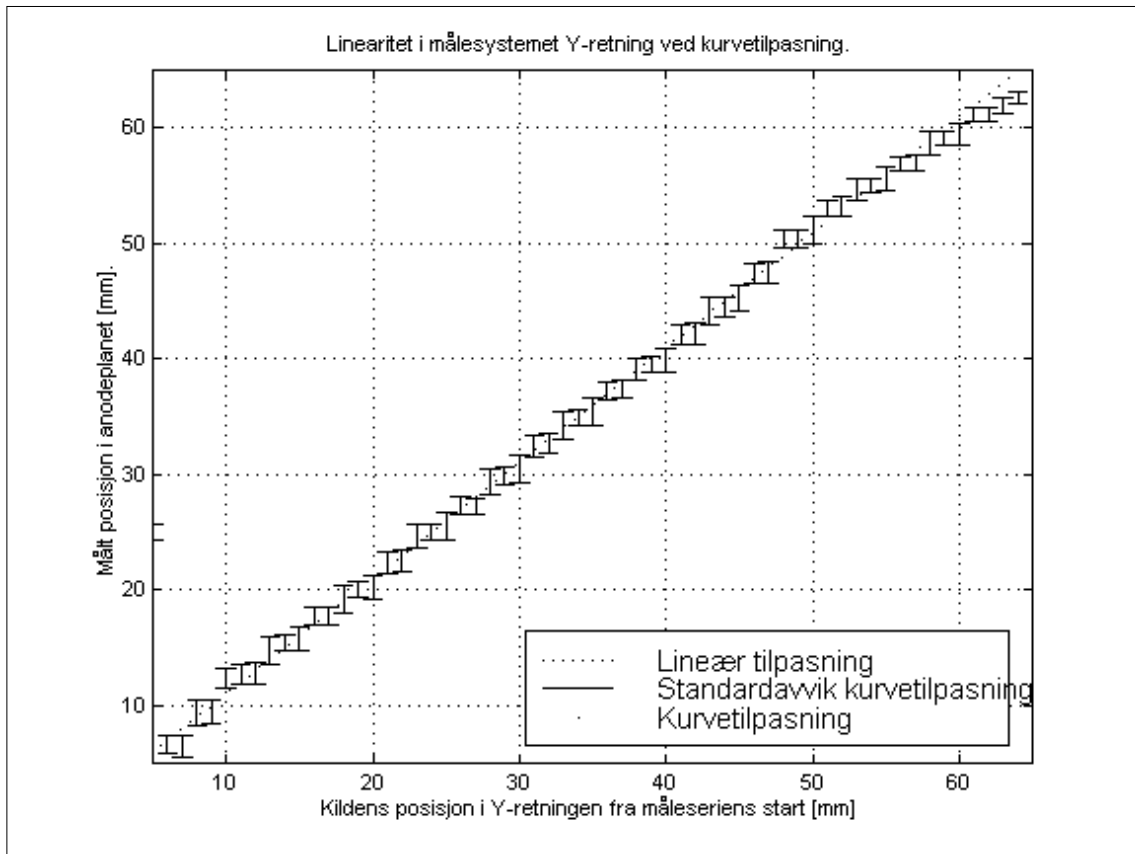
Figur 10-37: De målte posisjonene er her plottet mot den absolutte posisjonen til den kollimerte kilden. Vist er også en lineær tilpasning til målepunktene som representerer detektorens linearitet. Her er også vist standardavviket i hver beregnet kildeposisjon. Kilden er flyttet i steg på 1mm over hele detektorflaten.

Detektorens posisjonslinearitet for Y-retningen er god til kilden er omtrent 10mm fra kanten av detektorens følsomme område. Nærmere kanten flater den ut og detektorens effektive område blir mindre.



Figur 10-38: Detektorens linearitet i X-retning når posisjonen beregnes ved kurvetilpasning. Kilden er her flyttet 1mm mellom hver måleserie slik at posisjonen gjengitt som en '·' representerer en måleserie. Angitt er også usikkerheten i posisjonsmålingene.

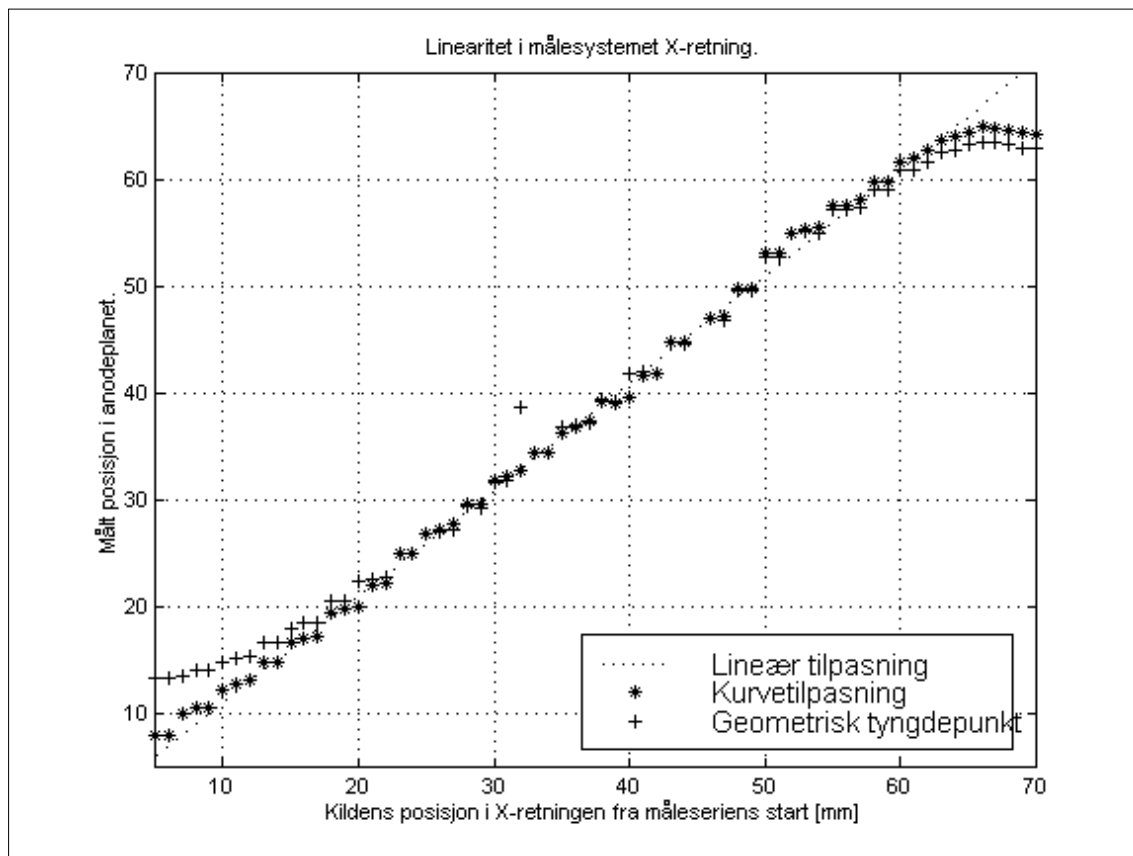
Lineariteten er svært god for denne utlesningsformen også helt ut i kanten av detektoren. Det lineære området går her fra 6mm til omtrent 63mm, altså et lineært område på 57mm. Detektorens oppførsel i ytterkantene av sveipet er forskjellig. Over 63mm flater målepunktene ut, mens det under 6mm raskt går mot sentrum av detektoren som forventet.



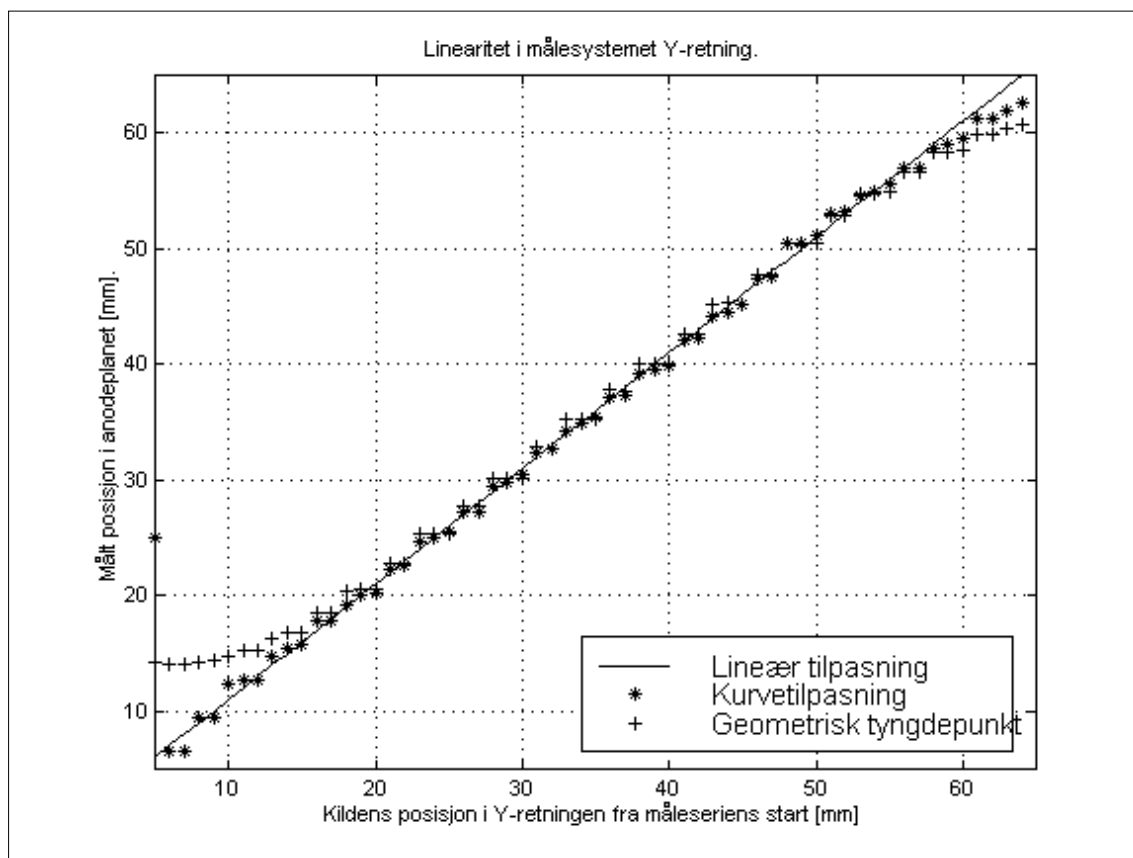
Figur 10-39: Detektorens linearitet i Y-retning når posisjonen beregnes ved kurvetilpasning. Kilden er her flyttet 1mm mellom hver måleserie slik at posisjonen gjengitt som en '·' representerer en måleserie. Angitt er også usikkerheten i posisjonsmålingene.

Man ser også tydelig kanten av detektoren mellom posisjonene 5 og 6 millimeter fra måleseriens start. Når kilden passerer kanten av detektorens følsomme område, vil denne beregningsmetoden ikke lenger gi noe resultat for annet enn bakgrunnsstrålingen. Denne er tilfeldig fordelt over detektoren, og følgelig vil det med denne beregningsmetoden oppnås et tilnærmet tilfeldig resultat med en vekt mot sentrum av detektoren.

Ved å plote begge de oppnådde posisjonsberegningene i et diagram, sammen med en lineær tilpasning til måledataene, vil man få et inntrykk av lineariteten som oppnås ved de to metodene. Figur 10-40 viser dette plottet for et sveip langs X-aksen og Figur 10-41 viser tilsvarende plott for Y-aksen.



Figur 10-40: Sammenlignende plott av detektorens linearitet i X-retningen for metoden med kurvetilpasning og metoden med beregning av tyngdepunkt. For at ikke figuren skal bli for uoversiktlig usikkerheten i disse posisjonsmålingene tatt med i figurene hvor metodene presenteres separat.



Figur 10-41: Sammenlignende plott av detektorens linearitet i Y-retningen for metoden med kurvetilpasning og metoden med beregning av tyngdepunkt. For at ikke figuren skal bli for uoversiktlig usikkerheten i disse posisjonsmålingene tatt med i figurene hvor metodene presenteres separat.

Ved sammenligning av de to kurvene fremgår det at lineariteten i metoden med kurvetilpasning er vesentlig bedre enn den for tyngdepunktsberegning. Særlig ut mot kanten er metoden med kurvetilpasning suveren. Det vil også være vesentlig lettere å skille posisjoner i kanten av detektoren på grunn av det høyere stigningstallet til kurven i hele detektorområdet. Dette gir detektoren en større effektiv overflate uten å ofre noe av posisjonsoppløsningen.

Kurvene viser også en kvantisering av posisjonene. Denne fremgår som en trappetrinnsfasong på posisjonsmålingene. Dette viser for det første at posisjonsoppløsningen til utlesningselektronikken er i stand til posisjonsoppløsning som er finere enn størrelsen på hvert enkelt scintillatorsegment. For det andre viser det også at hendelser som skjer innenfor et krystall vil bli registrert som hendelser fra sentrum av krystallet. Dermed er det størrelsen på hvert enkelt scintillatorsegment som bestemmer posisjonsoppløsningen.

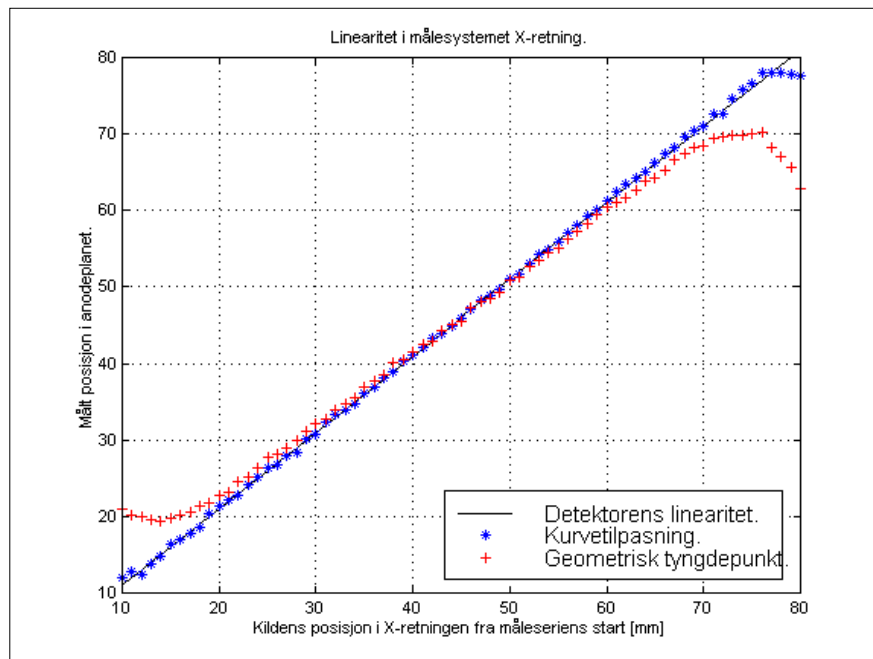
1.1.5 Teoretiske beregninger.

For å kunne påvise feilkilder i detektorsystemet, benyttes et teoretisk generert datasett som simulerer kildeposisjoner fra 0mm til 72mm i X-retningen. Denne prosedyren simulerer en ladningsfordeling i anodeplanet på bakgrunn av en gitt posisjon på scintillatorplaten. Det er simulert et kontinuerlig scintillatorkrystall som bestråles av en kollimert kilde. Posisjonsfordelingen av ladningen fra hver begivenhet er satt til en normalfordeling med gitt bredde. Denne bredden vil i praksis representere spredningen av lyset ned på fotokatoden og elektronfordelingens fordeling ned gjennom dynodekjeden. Videre er den simulerte røntgenenergien normalfordelt med liten variasjon. På denne måten beskrives energiopløsningen til metoden med kurvetilpasning på et tilnærmet perfekt detektorsystem. Effekten av å introdusere mye støy på anodetrådene er simulert og det er vist hvilken effekt dette vil ha for posisjonslinearitet og oppløsning.

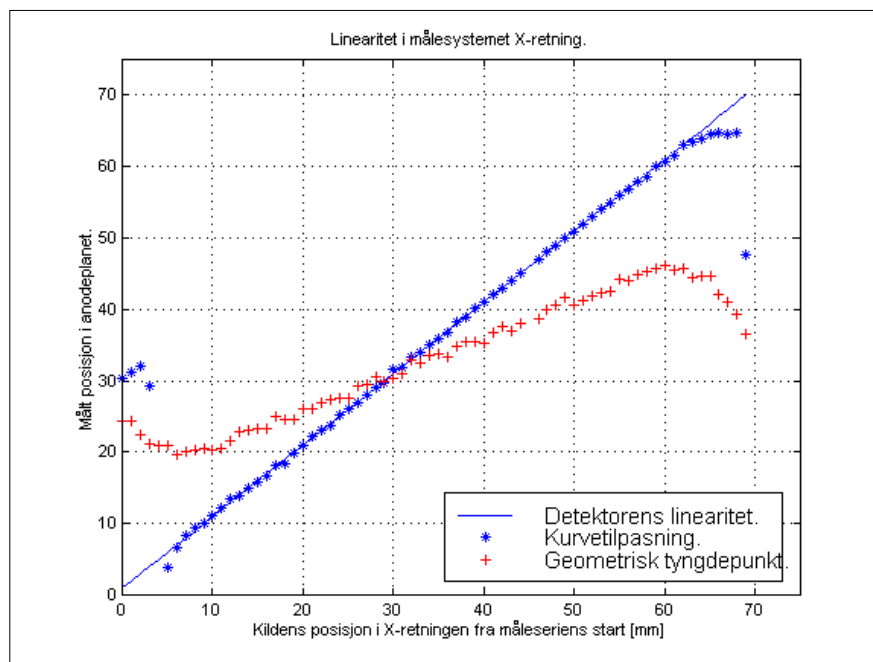
For enkelhets skyld er det ikke simulert et segmentert scintillatorarray. Situasjonen som er simulert er en scintillatorkrystall og en fotokatode som er 60mm x 55mm. Dette svarer til dimensjonene for PM-røret oppgitt av Hamamatsu. Utenfor dette antas at bakgrunnstrålingen overtar, og den er uniformt fordelt over hele detektorflaten.

Vist i figur 10-42 er simulerte posisjonsmålinger med de to posisjonsberegningemetodene. Det er tydelig at metoden med kurvetilpasning har overlegne egenskaper når posisjonen nærmer seg kanten av detektorens følsomme område.

Dersom støyen i systemet øker, vil tyngdepunktsberegningene bli trukket mot sentrum av detektoren. Dette vil skje fordi tyngdepunktsberegningen får et bidrag fra alle anodetrådene. Demonstrert i Figur 10-43 er effekten av slik støy. Mørkestrømmen som går i PM-røret når det ikke kommer lys på fotokatoden vil gi samme effekt, nemlig et konstant bidrag på hver anodetråd. Denne mørkestrømmen vil ikke påvirke posisjonsbestemmelsen ved kurvetilpasning, men den vil trekke alle posisjoner mot sentrum av detektoren ved beregning av tyngdepunktet.



Figur 10-42: Teoretisk beregnede posisjoner over et sveip langs X-aksen. Dette er en simulering av et sveip med lite støy på de enkelte kanalene, samt at ladningsfordelingen i anodeplanet er konsentrert på hovedsaklig 4 tråder.



Figur 10-43: Lineariteten i et teoretisk detektorsystem med mye støy på anodetrådene. Ved relativt mye støy vil den kurvetilpassende metoden gi vesentlig bedre resultater.

Figurene 10-42 og 10-43 viser at et utlesningssystem basert på kurvetilpasning er mindre følsomt for støy enn en tyngdepunktsberegning.

De teoretiske beregningene tyder entydig på at metoden med kurvetilpasning er vesentlig bedre enn en tyngdepunktsberegning. Den er mindre utsatt for støy og har en bedre linearitet mot kantene enn metoden med beregning av geometrisk tyngdepunkt.

1.1.6 Sammensatte posisjonsplott av samtlige målinger i et sveip.

Kvantiseringen som observeres ved posisjonsmålingene skyldes at hendelser som treffer innenfor et pixel vil gi en posisjon som tilsier at hendelsen skjedde i sentrum av pixelen. Dette skjer fordi mesteparten av strålingen stoppes høyt oppe i krystallet. Man får følgende attenuering av røntgenstråling med 60keV i et CsI krystall:

Formel 10-4

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

I er intensiteten av strålingen i dybden x i krystallet, I_0 er intensiteten på den innkommende strålingen og μ er den lineære attenuasjonskoeffisienten. For CsI får man (Harshaw, 1993) at:

Formel 10-5

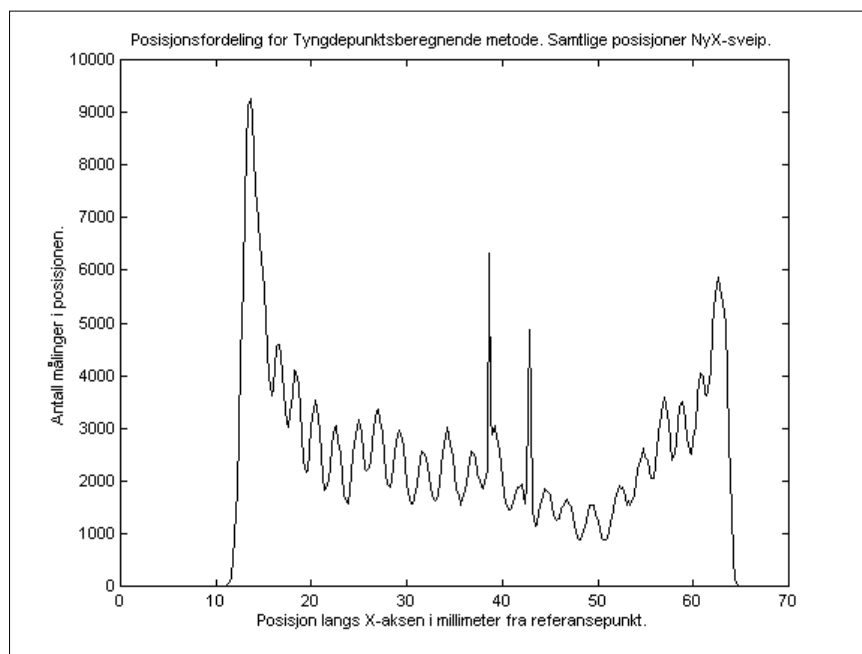
$$\mu = 20,7 \text{cm}^{-1}$$

Dermed kan man skrive midlere inntrengningsdybde som:

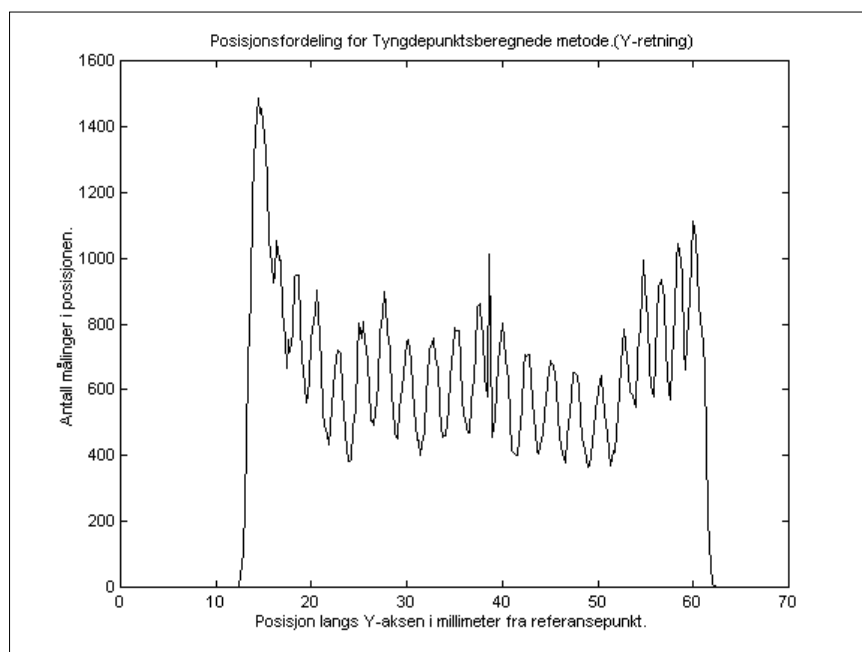
Formel 10-6

$$x = \frac{1}{\mu}$$
$$x = 0,048 \text{cm}$$
$$x \cong 0,5 \text{mm}$$

Dette vil si at midlere inntrengningsdybde for 60keV røntgenstråling er 0,5mm. Dette er i scintillatorstavens øvre 15%. Dermed vil lyset bli spredt relativt jevnt over hele scintillatorens kontaktflate mot PM-røret. Dette vil ha den effekt at en begivenhet som skjer i kanten av scintillatorstaven, vil bli registrert som en begivenhet i sentrum av hvert segment. Denne effekten kommer særlig godt frem når man kombinerer alle målingene i et sveip for deretter å lage et posisjonsplott for alle målingene.



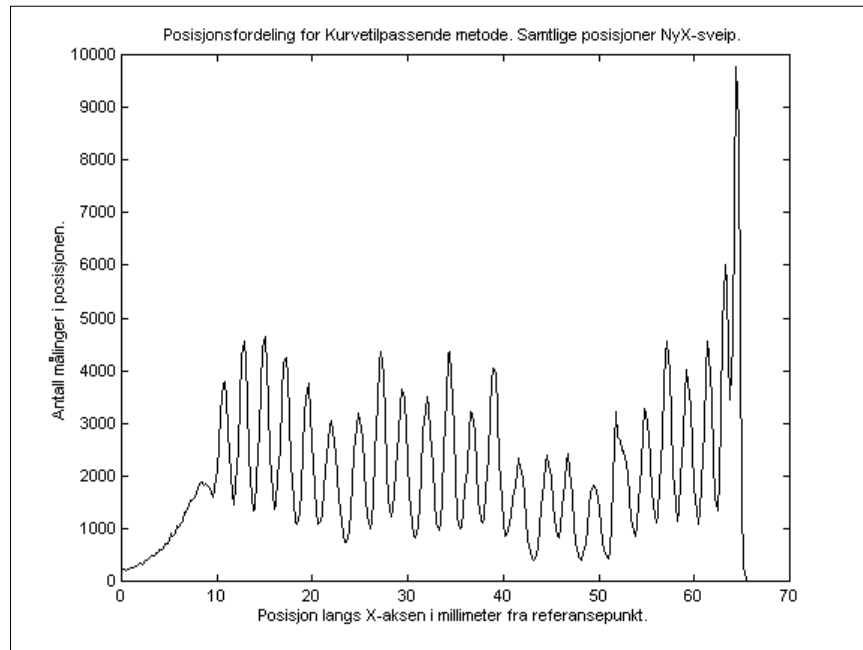
Figur 10-44: Posisjonshistogram for samtlige målinger i måleserien Ny-X. Posisjonen er beregnet ved tyngdepunktsberegning. Topp/bunn forhold fra 1,5 til 2.



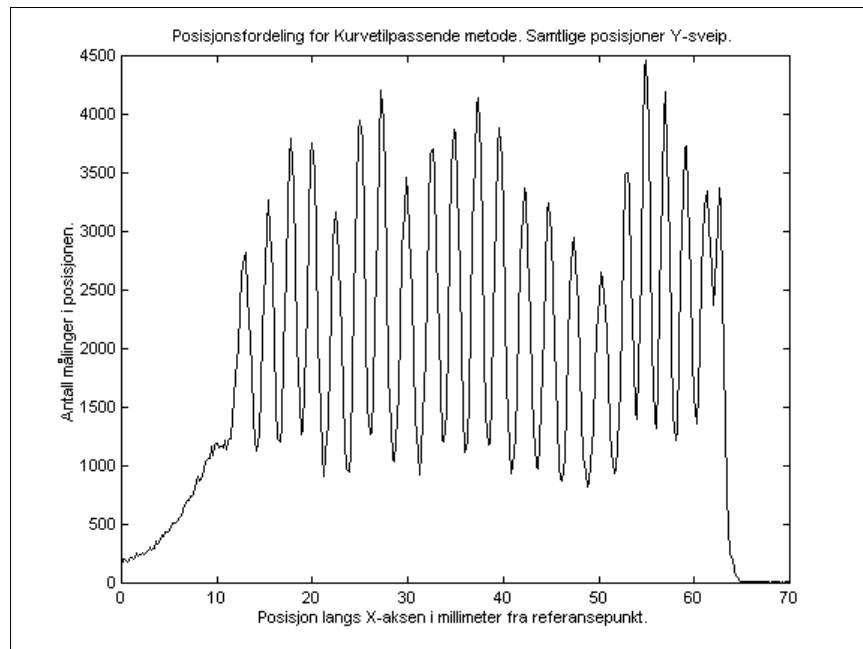
Figur 10-45: Posisjonsberegning for samtlige posisjoner langs Y-aksen. Posisjonen er beregnet ved tyngdepunktet til ladningsfordelingen i anodeplanet. Topp/bunn forhold ca 2.

Figur 10-44 og 10-45 viser posisjonsfordelingen oppnådd for sveip i hhv X og Y retning. Dette er plott som er satt sammen av samtlige posisjonsmålinger i sveipet. Disse

plottene gir et inntrykk av hvilken evne detektoren har til å skille begivenheter i forskjellige scintillatorsegmenter fra hverandre.



Figur 10-46: Posisjonsplott for samtlige målinger i måleserien Ny-X. Posisjonsberegning ved kurvetilpassning. Topp/bunn forhold fra 4 til 5.



Figur 10-47: Posisjonsplott for kombinasjonen av alle målinger i Y-sveip. Posisjonen beregnet ved kurvetilpassning. Topp/bunn forhold på ca 4.

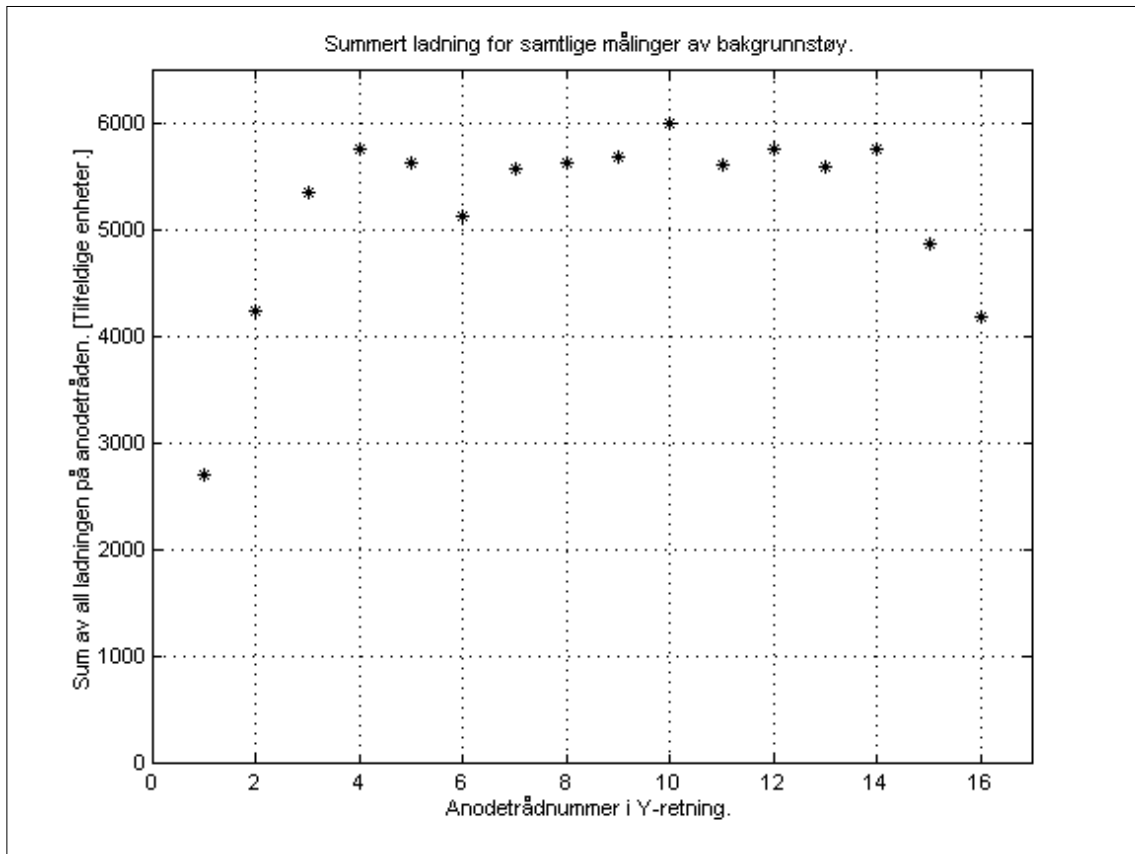
Figur 10-46 og Figur 10-47 viser posisjonsfordelingen oppnådd for sveip i hhv X og Y retning. Dette er plott som er satt sammen av samtlige posisjonsmålinger i sveipet. Sammenlignet med plottene vist i figur 10-44 og 10-45 er scintillatorsegmentene her vesentlig bedre definert og kvantiseringen som er beskrevet tidligere kommer tydelig frem.

For posisjonsplottene med multikanalsutlesning er det en tydelig asymmetri mellom høyre og venstre side av plottene. På venstre side avtar posisjonsmålingene langsomt, mens det for høyre side er en brå avslutning på registreringene. I tillegg er de to siste scintillatorsegmentene ”komprimert” slik at den målte avstanden mellom disse bare er 1mm fra senter til senter. Dette vises svært tydelig som en utflating av posisjonsmålingene på høyre side av linearitetsberegningene for metoden med kurvetilpasning. Dette er også grunnen til at kantpixlene vises med så mange flere målinger enn pixlene mot sentrum av detektoren. En komprimering av pixlene vil gi flere målinger innenfor intervallet.

Dersom man ser på totalt oppsamlet ladning på anodetrådene for samtlige målinger i et sveip, eller på totalt oppsamlet ladning pr anodetråd for bakgrunnsstrålingen, ser man at det er stor forskjell på ladningen oppsamlet på trådene. Figur 10-48 viser en oversikt over ladningen oppsamlet på anodetrådene i Y-planet. Teoretisk skulle de fleste trådene få like mye ladning, mens de tre ytterste kanttrådene gradvis ville få mindre ladning fordi disse kun får ladning fra den ene halvdel av ladningsfordelingen.

Som figur 10-48 viser er det oppsamlet vesentlig mindre ladning på anodetråd 1 enn på anodetråd 16. Dette er posisjoner som skulle hatt tilnærmet lik ladningsmengde. Anodetråd 1 svarer til posisjon 66mm i y retning. Dersom forsterkningen fra denne anodetråden er vesentlig mindre enn for de andre trådene slik resultatene antyder, vil det gi akkurat de effektene som fremkommer i resultatene fra posisjonsmålingene og de sammensatte posisjonsmålingene for hele Y-sveip.

Når denne tråden har så mye mindre forsterkning enn nabotråden, vil man for en begivenhet som skjer rett over ytterste anodetråd få en målt ladningsfordeling i anodeplanet hvor utslaget på de to ytterste trådene er like stort. Dermed vil kurvetilpasningen plassere toppunktet og dermed posisjonen til begivenheten midt mellom de to anodetrådene. Scintillatorsegmentet blir likevel definert, men det er plassert feil i forhold til begivenheten, og det ytterste segmentet blir dårligere definert. Summeres ladningen fra X aksens på tilsvarende vis, får man en tilsvarende fordeling. Fordelingen har imidlertid en jevnere ladningsmengde på anodetråd 17, fordi anodetråd 18 ikke er i bruk, og dermed er ikke anodetråd 17 den ytterste anodetråden i X-retningen.



Figur 10-48.: Total oppsamlet ladning på anodetrådene i Y-retningen under sveip langs Y-aksen. Anodetråd nummer 1 lengst til venstre

Det er vist at metoden med kurvetilpasning gir suveren posisjonsoppløsning i forhold til resistiv utlesning. Dette er vist for sveip i både X og Y retningen.

1.2 Energioppløsning

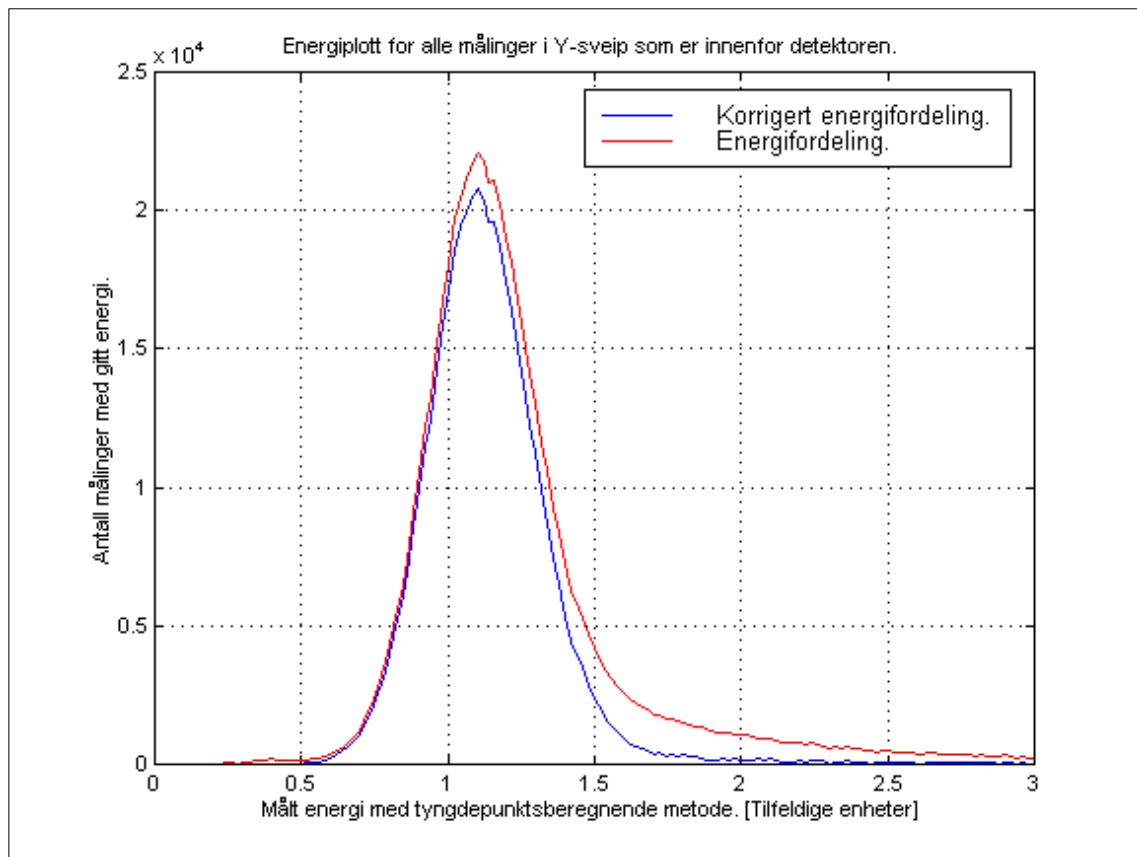
Et detektorsystems energioppløsning bestemmer hvor godt et detektorsystem kan skille stråling med forskjellig energi fra hverandre. Detektorsystemets energioppløsning for stråling med en energi på 60keV er undersøkt. Denne energien burde fremstå som en markert topp dersom beregningen er korrekte.

Fordi triggersignalet påvirket inngangene på VA2-TA chip'en, måtte triggernivået settes relativt høyt. Dette gjør at stråling med lavere energi ikke kan detekteres i systemet, og det er ikke mulig å si noe om hvilken energi som er laveste mulig å detektere. Dette problemet er relatert til utlegget av kretskortet hvor VA2-TA chip'en er plassert.

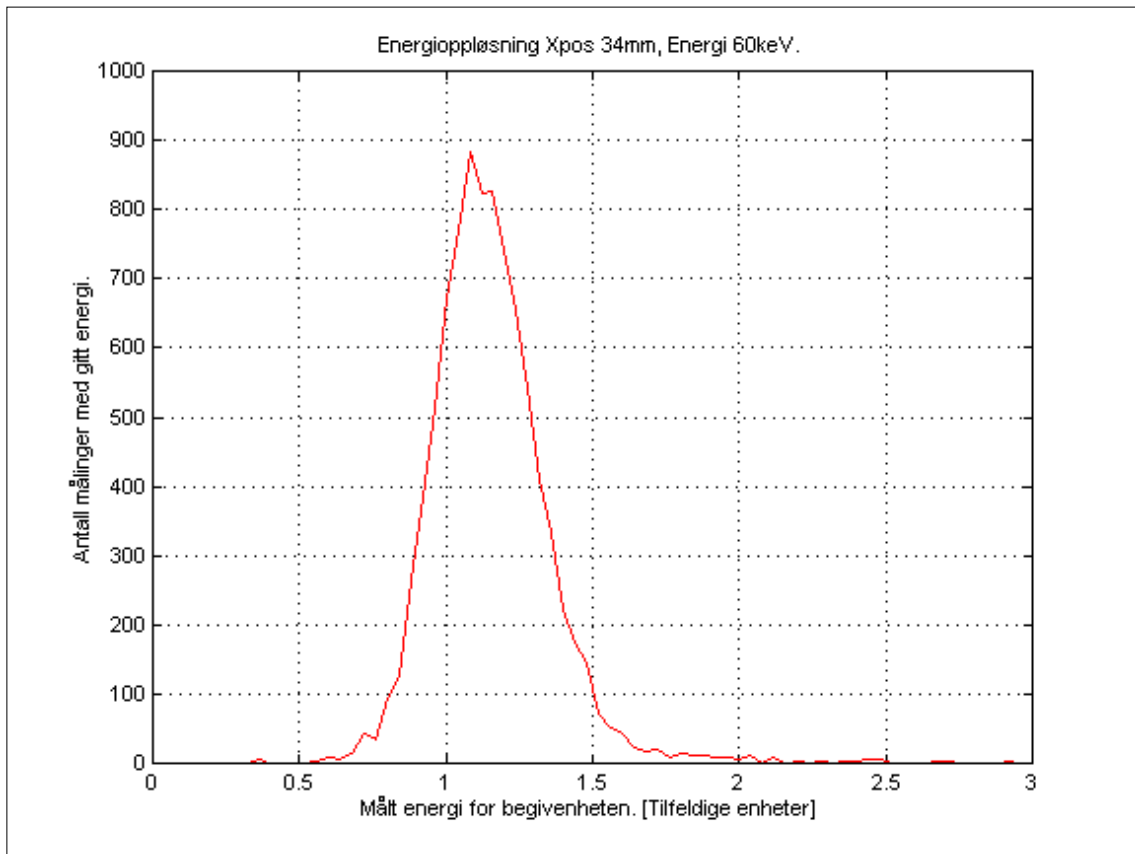
Denne energifordelingen inneholder både bakgrunnsbegivenheter og begivenheter fra den radioaktive kilden. Det vil være ønskelig å trekke fra begivenhetene som er

bakgrunnstråling slik at man sitter igjen med de begivenhetene som skyldes den radioaktive kilden på 60keV.

Dersom man gjør dette, sitter man igjen med plottet vist i Figur 10-49. Av dette kan man se detektorens evne til å gi en presis verdi for røntgenstrålingens energi. For å kunne bestemme energien riktig, trengs en kalibrering av systemet.

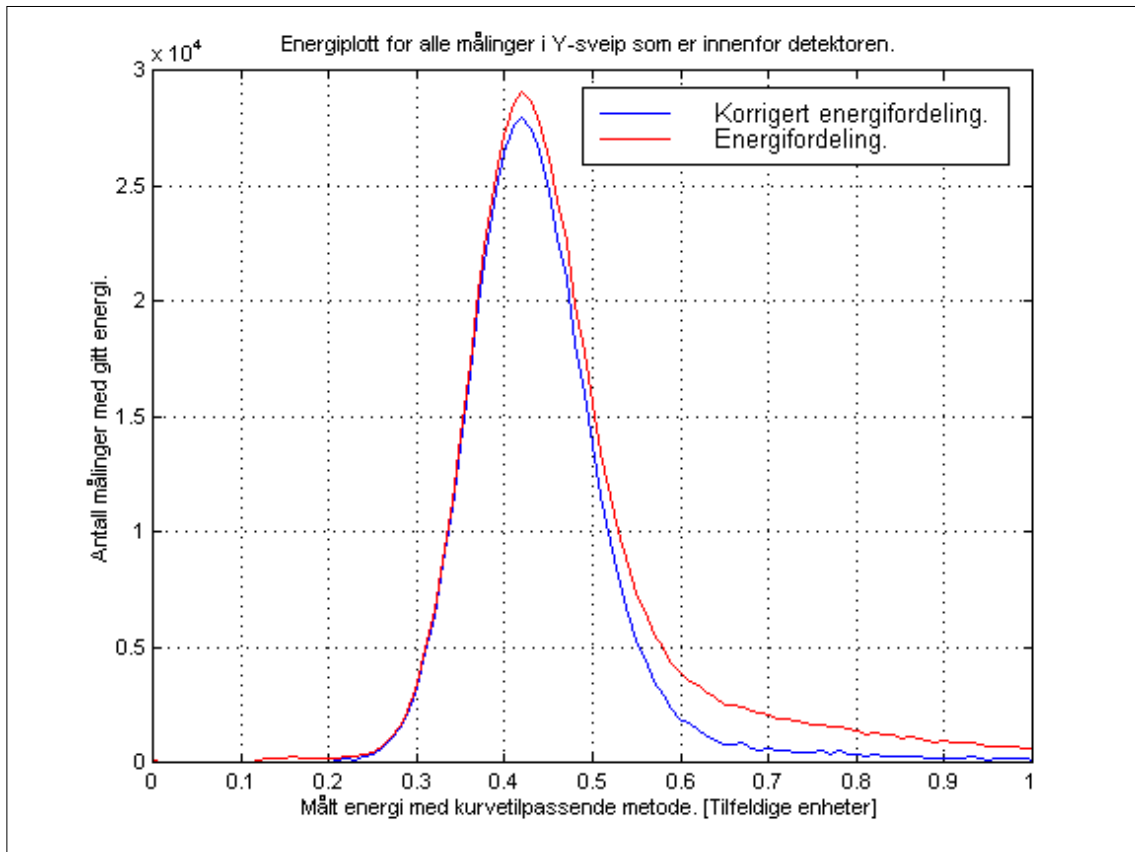


Figur 10-49: Energiplott ved å summere ladningen på alle anodetrådene. Dette er energifordelingen for alle begivenhetene som er registrert innenfor detektoren for Y-sveip. FWHM = 37%.



Figur 10-50: Energiopløsning ved summering av ladningen på alle trådene. Posisjonen er X=34mm og energien er 60keV. FWHM = 34%.

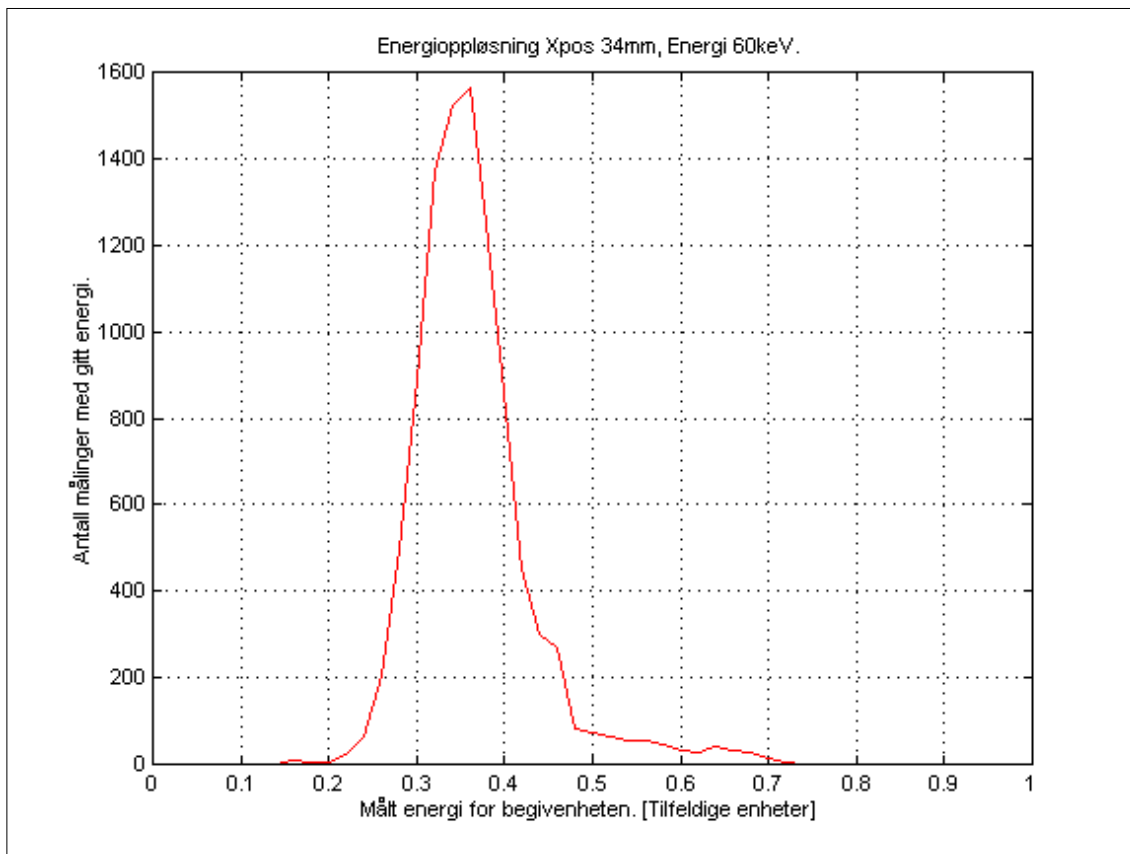
Figur 10-49 og 10-51 viser målte energier for det sammensatte datasettet over samtlige målinger i Y sveip og én enkelt kildeposisjon. Energien er i begge tilfeller beregnet ved å summere ladningen på alle anodetrådene. Det viser seg at energiopløsningen i ett enkelt punkt er bedre enn for den sammensatte måleserien. Dette viser at forsterkningen i detektorsystemet varierer over detektorflaten.



Figur 10-51: Energifordeling ved kurvetilpassende metode etter at bakgrunnsbegivenhetene er skalert og trukket fra fordelingen. Dette er energifordelingen for alle begivenhetene som er registrert innenfor detektoren for Y-sveip og dermed er denne fordelingen fra elementer som kan ha forskjellig forsterkning i detektorsystemet. FWHM 34%.

Bakgrunnstrålingen gir et forholdsvis større bidrag mot høyere energier. Minimum ioniserende stråling vil også avsette energi i detektoren. Denne kan komme inn fra siden og avsette sin energi i flere scintillatorsegment samtidig. Dette vil gi opphav til et jevnt lysutbytte fra mange scintillatorelementer og vil gi kurvetilpassningen vanskeligheter siden fordelingen ikke lengre er normalfordelt. Dermed vil energimålingen returnere en verdi som ikke representerer partikkelens energi. Denne typen stråling kan ikke detekteres med dette systemet.

Om man gjør dette for én enkelt posisjon får man energifordelingen vist i figur 10-52.



Figur 10-52: Energioppløsning for enkeltposisjon X=34mm. Energi beregnet med kurvetilpasning. FWHM = 31%. Bakgrunnsbegivenheter spiller her ingen rolle i energifordelingen og er ikke markert.

Figur 10-51 til 10-52 viser energioppløsningen man får ved å beregne fotonets energi som arealet under den tilpassede kurven. Man får en forbedring av energioppløsningen både ved det sammensatte datasettet og for én enkelt posisjon.

Det vil være forskjeller over detektorflaten når det gjelder forsterkningen i detektorsystemet. Fra scintillatorens effektivitet, fotokatodens effektivitet, forsterkningen i dynodekjeden til ledningsføring og forsterkningen i kanalene i VA2-TA chip'en. Det trengs derfor en omfattende kartlegging av detektorens energirespons dersom detektoren skal benyttes som flight-elektronikk.

1.3 Dødtid

En annen viktig egenskap ved detektorsystemet er dødtiden. Dødtiden er tiden som går fra en begivenhet har skjedd til systemet på nytt er klart til å registrere en begivenhet. Denne bør være så liten som mulig. Målet for detektorsystemet var at det skulle kunne samle inn

omtrent 50.000 begivenheter pr. sek. Dersom det for enkelhets skyld antas at begivenhetene er ekvidistant i tid, må dødtiden i systemet ikke være større enn:

Formel 10-7:

$$t_{\text{Max}} = \frac{1}{5 \cdot 10^4} \text{ s}$$

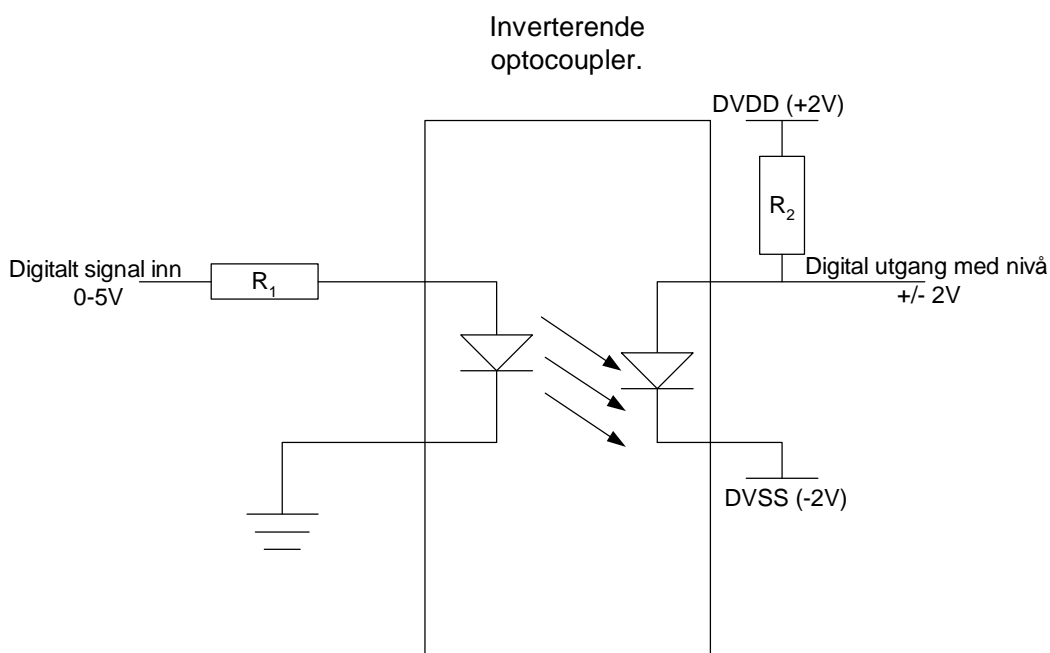
$$t_{\text{Max}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$$

Ettersom chip'en resettes for hver måling, går det bort endel tid til dette. Dette er strengt tatt ikke nødvendig siden chip'en resettes automatisk etter at 128 klokkepulser er klokket inn i shiftregisteret shiftin_b. Dette er likevel gjort i testoppsettet fordi det gir full kontroll med at detektorsystemet er klart til å ta imot en ny begivenhet. Dette ville gitt omtrent 80 målinger/sek. I testene viste det seg at rutinene for resetting og klargjøring av chip'en tar lang tid i forhold til utlesningstiden. Disse rutinene tar omtrent 10 ganger så lang tid som selve datautlesningen slik at systemet slik det står idag leser ut ca 10 begivenheter pr.sek. Dette er svært dårlig i forhold til målsettingen. Det langsomme systemet kan spores tilbake til mulighetene for å styre chip'en raskt nok. Denne begrensningen ligger idag i programmeringen av utlesningssekvensen. PC'en resetter chip'en for hver måling, og dette tar tid fordi MIO kortet ikke har mange nok utganger hvor man kan generere hurtige pulstog

1 Mulige forbedringer i utlesningssystemet.

1.1 Hastighetsforbedringer

Hastigheten i detektorsystemet er slik det står nå svært dårlig. En av begrensningene ligger i dataoverføringen til den digitale kontrollbiten i VA2-TA chip'en. Denne begrensningen innføres av nivåskifterne som består av en optocoupler for hvert signal. Hastigheten på disse blir et kompromiss mellom hastighet, strømforbruk og spenningsområde. En figur av en optocouplerkobling er vist i figur 11-1.



Figur 11-1: Inverterende optocoupler.

Her bestemmes hastigheten av R_2 . Jo mindre R_2 er, jo hurtigere trekkes utgangen til DVDD. Men dersom verdien på R_2 blir for lav, vil ikke utgangen lenger bli trukket helt til DVSS når fotodioden er ledende. Dette fordi det oppstår en spenningsdeling mellom R_2 og dioden.

Dette kan man omgå ved å sette DVDD høyere enn +2V for de signaler som er kritiske for utlesningshastigheten, altså for clk_b.

1.2 Støyreduksjon

Slik kretskortene ble produsert og lagt ut, måtte det tas hensyn til at kortene måtte kunne produseres på enkle dobbelsidige kobberplater. Det var altså bare to ledende lag tilgjengelig. Dette gjorde at lengden på lederene ofte ble unødvendig lange og med mange vias. Dermed kom de støyfølsomme utgangene fra PM-røret i nærheten av digitale kontrollsignaler som forstyrrer triggersensiviteten til systemet. Ved å forbedre lederføringen på kretskortene, bør det være mulig å detektere langt mer energisvak røntgenstråling.

1.3 Ledningsføring

Slik systemet nå er koblet opp, vil ledningsføringen introdusere endel støy fordi den ligger inntil både PM-rør og analoge signalledninger. Dette var ikke mulig på grunn av detektorhusets utforming. Ledningsføringen kan forbedres vesentlig ved å ta ut analoge utganger, digitale kontrollsignaler og høyspenning til PM-røret på forskjellige steder i detektorhuset, for eksempel i bunnen av detektorhuset.

Lengden på ledningen mellom VA2-TA utgangene outp og outm kan også med fordel reduseres vesentlig.

Referanser

Bird, He, Ramsden.
Multi-channel readout of crossed-wire anode photomultipliers:
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A348** (1994) 668-672.

Harshaw, Q S.
Scintillation Detectors catalogue, 1993.

IDE AS Integrated Detectors & Electronics,
Brosjyre for VA2 & VA2-TA

Imhof, W.L., et al.,
The Polar Ionospheric X-ray Imaging Experiment (PIXIE).
Space Science Rev. 71, 385-408, 1995.

Glenn F. Knoll
Radiation detection and measurement
John Wiley & Sons, 1989.

Røsland, Rune
Avlesningselektronikk til et posisjonsfølsomt fotomultiplikatorrør.
Hovedfagsoppgave, Universitetet i Bergen, 1993.

Stadsnes, J., et al.,
AURIO - Auroral Imaging Observatory
Proposal innsendt til European Space Agency, 1990.

Stadsnes, J., Aarsnes, K., Bjordal, J.
X-ray imaging of the aurora.
Adv. Space Res. Vol. **20**, No 4/5, pp. 1043-1054, 1997.

Truman, A.J. Bird, D. Ramsden, Z. He.
Pixellated CsI(Tl) arrays with position-sensitive PMT readout.
Nucl. Instr. and Meth.. **A353** (1994) 375-378.

Truman et al.
A PSPMT based auroral X-ray imager:
Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. **A368** (1996) 492-497.

Østgaard, N.,
The dynamics of energetic electron precipitation during substorms
Dr.scient.-oppgave, Universitetet i Bergen, 1999.

9 Appendiks

9.1 Matlabprogrammer

9.1.1 Beregning av posisjon og amplitude for teoretiske datasett

```
%tilpass_flere_mat
%Klargjør directory for skriving og gir maske for innlesing
%av datafiler
clear
cd d:\Datafiler
[fname,pname] = uigetfile( '*.mat','Velg en fil i datamappen:')
k = 'mod_koeff';
forstinn = 'xsim_lite_noise';
sistinn = 'mm.mat';
koeffdir = strcat(pname,k);
ident = exist(koeffdir)
if ident ==0,
    mkdir (pname, 'mod_koeff');
end,

%Denne FOR-løkken leser inn filer med stigende indeks
for T =[0:75],
tall = int2str(T);
innfil = strcat(pname,forstinn,tall,sistinn)
%innfil = strcat(pname,tall,sist)
%innfil = strcat(pname,fname)
load (innfil);
test = anode';
[M,N] = size(test);

%Initierer array for utgangsdata
A=[]';
C=[]';
amp=[]';
sigmax=[]';
sigmay=[]';
ramp=[]';
xp=[]';
yp=[]';
%N=10;

%Denne FOR-løkken teller seg gjennom alle målingene i et datasett.
for i=1:N,
x=1:17;
x=x';
y=1:16;
y=y';
fx = test(1:17,i);
fy = test(21:36,i);

%Bruker tyngdepunkt for å finne en startverdi for iterasjonen.
x1=0;
x2=0;
xamp=0;
yamp=0;
t=1:17;
XA=sum(fx.*t);
xamp=sum(fx);
```

```

y1=0;
y2=0;
s=1:16;
YA=sum(fy.*s);
yamp=sum(fy);

    if y2~=0 & y1~=0,
    if x2~=0 & x1~=0,
    xpos=(XA/xamp).*17;
    ypos=(YA/(amp)).*16;
    ampl=xamp+yamp;
    xp=[xp xpos'];
    yp=[yp ypos'];
    ramp=[ramp ampl'];
    end,
    end,

%plot(x,fx,'*')
%hold

%Med disse aktive mislykkes kurvetilpasningen.
%ampl=0.155;
%xpos=8;
%ypos=8;

options(14)=200;

%Minimaliserer 'funksjon' med et array for hver akse som resultat
[bestcoeffsx itx]=fmins('funksjon',[xamp xpos 1],options,[],x,fx);
[bestcoeffsy ity]=fmins('funksjon',[yamp ypos 1],options,[],y,fy);

%itx og ity angir antall iterasjoner som er brukt
itx=itx(10);
ity=ity(10);

%B og D blir nå et array av beste koeffisienter, der første celle gir
%amplituden, andre gir posisjon og tredje gir
B=bestcoeffsx;
D=bestcoeffsy;
OKx = B(2);
sigmaxl = B(3);
OKy = D(2);
sigmayl = D(3);
ampl = B(1).*B(3)+D(1).*D(3);
%Denne IF betingelsen sjekker at den utregnede posisjonen er innenfor
%PM-røret.
if itx < 200,
    if ity < 200,
    A=[A bestcoeffsx'];
    C=[C bestcoeffsy'];
    sigmax=[sigmax sigmaxl'];
    sigmay=[sigmay sigmayl'];
    amp=[amp ampl'];
    end,
end,
end,
[M,N] = size(A);
centerx = A(2,1:N);
centery = C(2,1:N);
P=[centerx ; centery ; amp ; sigmax ; sigmay];
R=[xp ; yp ; ramp];

```

```

%Skriver matrisen D til fil:
dir = 'mod_koeff\';
sti = strcat(pname,dir);
forst_ut = 'sim_koeff_';
sist = 'mm.mat';
utfil=strcat(sti, 'koeff_',tall,sist);
%utfil = strcat(sti,forst_ut,tall,sist);
%utfil=strcat(koeffdir, 'sim_tilp_',fname);
utfil = strrep(utfil, '.dat', '.mat')
save((utfil), 'P', 'R')

end,

```

9.1.2 Generering av teoretiske datasett

```

%Simulerer et datasett med senter X og amplitude A, varians v
%Simulert_flere_datasett
clear

for t=[0:75]
X=t.*(1/3.75);
Y=35.*(16/55);
%Setter initialbetingelsene
A=0.25;
V=1;
n=1000;
%Beregner fordelingen av posisjoner og amplitude
Xp=((randn(n,1).*0.2)+X);
Yp=((randn(n,1).*0.2)+Y);
Ap=((randn(n,1)./1000)+A);
Vp=((randn(n,1).*V)+1);

%Legger til litt støy på hver enkelt anodestråd.
noise=0.006-(rand(n,17).*0.006);
x=[1:17];
y=[1:16];
anode=zeros(n,36);
%Beregner utslaget på hver anodestråd
for i = 1:n,
    anode(i,1:17) = Ap(i).*(exp(-((x -
Xp(i)).^2)/(2.*(V.^2))))+noise(i,1:17);
    anode(i,18:20)=2;
    anode(i,21:36) = Ap(i).*(exp(-((y - Yp(i)).^2)/(2.*(V.^2))));
end,
%Skriver til fil.
num=num2str(t);
utfil=strcat('D:\Datafiler\simulerte_datasett\xsim_lite_noise\','xsim
_lite_noise',num,'mm.mat');
save((utfil), 'anode', 't', 'Xp', 'Yp')
end,

```

9.1.3 Beregning av røntgenkildens posisjon.

```
%finn_kildepos
%Klargjør directory for skriving og gir maske for innlesing
%av datafiler
clear
cd d:\Datafiler
[fname,pname] = uigetfile( '*koeff*.mat','Velg en fil i datamappen:')
k = 'kildepos';
forst = 'pos_';
sist = 'mm.mat';
posdir = strcat(pname,k);
ident = exist(posdir)
if ident ==0,
    mkdir (pname,k);
end,

%Lar D være matrisen som inneholder posisjons og amplitudeinformasjon
%Initierer array for Peak-serien
Px=[]';
QPx=[]';
Py=[]';
QPy=[]';
Pamp=[]';
%Initierer array for Resistiv-serien
Rx=[]';
QRx=[]';
Ry=[]';
QRy=[]';
Ramp=[]';
OY=[]';
OX=[]';

for T =[0:75],
tall = int2str(T);
innfil = strcat('koeff_',tall,sist)
%for k=0 beregnes Peak-serien
%for k=1 beregnes Resistiv-serien
for k = 0:1,
load(strcat(pname,innfil));
    if k == 0,
        D=P;
    end,
    if k==1,
        D=R;
    end,

[M,N] = size(D);
    if N~=0,
        Dx=D(1,1:N);
        Dy=D(2,1:N);
        ampl=D(3,1:N);

        %Posisjon ved ordinær midling
        Posx=sum(Dx)/(N);
        Posy=sum(Dy)/(N);
        a=sum(ampl)/(N);
```



```

%Posisjon ved midling om sentrum funnet ved ordinær midling
[frekx lokx]=hist(Dx,260);
[Lx Ox]=max(frekx);
br=10;
xmin=Ox-br;
xmaks=Ox+br;
    if xmaks > 260,
        xmaks =260;
        xmin = 260-(2.*br);
    end,
    if xmin < 1,
        xmin = 1;
        xmaks=2.*br;
    end,

n=sum(frekx(xmin:xmaks));
posx=sum(frekx(xmin:xmaks).*lokx(xmin:xmaks))/n;
Posx;

[freky loky]=hist(Dy,260);
[Ly Oy]=max(freky);
ymin=Oy-br;
ymaks=Oy+br;
    if ymaks > 260,
        ymaks =260;
        ymin =260-(2.*br);
    end,
    if ymin < 1,
        ymin = 1;
        ymaks = 2.*br;
    end,
n=sum(freky(ymin:ymaks));
posy=sum (freky(ymin:ymaks).*loky(ymin:ymaks))/n;
Posy;
utfnavn = strrep(innfil, '.dat', '.mat');

%Lagrer Posx og Posy til utfil
utfil=strcat(posdir, '\',forst,utfnavn);
if k == 0,
    Px=[Px posx'];
    QPx=[QPx Posx'];
    Py=[Py posy'];
    QPy=[QPy Posy'];
    Pamp=[Pamp a'];
    Pposx=posx;
    Pposy=posy;
    Pa=a;
    OX=[OX Ox'];
    OY=[OY Oy'];
end,
if k==1,
    Rx=[Rx posx'];
    QRx=[QRx Posx'];
    Ry=[Ry posy'];
    QRy=[QRy Posy'];
    Ramp=[Ramp a'];
    Rposx=posx;
    Rposy=posy;
    Ra=a;
end,
end,

```

```

end,
save((utfil), 'P', 'R', 'ampl', 'Pposx', 'Pposy', 'Pa', 'Rposx', 'Rposy', 'Ra)
end,
linearitet=strcat(posdir, '\', 'linearitet')
save(linearitet, 'Px', 'QPx', 'Py', 'QPy', 'Pamp', 'Rx', 'QRx', 'Ry', 'QRY', 'R
amp')
%Plotter for Peak-fitting
figure
plot (Px)
hold
plot (Rx, 'color', 'red')
axis ([0 72 0 18])
title('Peak xpos')
figure
plot (Py)
hold
plot (QPy, 'color', 'red')
axis ([0 72 0 18])
title('Peak ypos')
%figure
%plot (Pamp)
%axis ([0 72 0 0.7])
%title ('Peak Amplitudfordeling over detektoren.')
%Plotter for Resistiv kjede
figure
plot (Rx)
hold
plot (QRx, 'color', 'red')
axis ([0 72 0 18])
title('Resistiv xpos')
figure
plot (Ry)
hold
plot (QRY, 'color', 'red')
axis ([0 72 0 18])
title('Resistiv ypos')
%figure
%plot (Ramp)
%title ('Resistiv Amplitudfordeling over detektoren.')

```

9.1.4 Tilpasser detektorens respons til lineær kurve

```
%tilpass_lin_koeff
clear
cd d:\Datafiler
[fname,pname] = uigetfile( '*lin*.mat','Velg en fil i datamappen:')
innfil=strcat(pname,fname)
load (innfil);
[M,N] = size(Px)
%xtilpasning
Pxf=polyfit ([12:45 47:55],Px([12:45 47:55]),1)
%Y-tilpasning
Pyf=polyfit (12:55,Py(12:55),1)
%xtilpasning
Rxf=polyfit ([12:45 47:55],Rx([12:45 47:55]),1)
%Y-tilpasning
Ryf=polyfit (12:55,Ry(12:55),1)
%Lager tilpasset kurve for plotting
Pxfit = Pxf(2)+Pxf(1)*[1:N];
Pyfit = Pyf(2)+Pyf(1)*[1:N];
%Lager tilpasset kurve for plotting
Rxfit = Rxf(2)+Rxf(1)*[1:N];
Ryfit = Ryf(2)+Ryf(1)*[1:N];
if N>69, %Lager plott for X-sveip og beregner posisjon i mm
Xp=[0:75];
Px=(Px-Pxf(2))./Pxf(1);
Pxfit=(Pxfit-Pxf(2))./Pxf(1);
Rx=(Rx-Pxf(2))./Pxf(1);
Rxfit=(Rxfit-Pxf(2))./Pxf(1);
figure
plot (Xp([1:45 47:75]),Pxfit([1:45 47:75]))
hold
plot (Xp([1:45 47:75]),Px([1:45 47:75]), '*')
%plot (Rxfit,'color','red')
plot (Xp([1:45 47:75]),Rx([1:45 47:75]), '+','color','red')
axis([0 75 0 75])
title('Linearitet i målesystemet X-retning.')
    legend('Detektorens linearitet','Kurvtilpasning','Geometrisk
tyngdepunkt',4)
xlabel('Kildens posisjon i X-retningen fra måleseriens start [mm]')
ylabel('Målt posisjon i anodeplanet.')
grid on, end,
if N<70, %Lager plott for Y-sveip
Yp=[0:65];
Py=(Py-Pyf(2))./Pyf(1);
Pyfit=(Pyfit-Pyf(2))./Pyf(1);
Ry=(Ry-Pyf(2))./Pyf(1);
Ryfit=(Ryfit-Pyf(2))./Pyf(1);
figure
plot (Yp([1:45 46:66]),Pyfit)
hold
plot (Yp([1:45 46:66]),Py([1:N]), '*')
plot (Yp([1:45 46:66]),Ry([1:N]), '+','color','red')
axis([0 70 0 70])
title('Linearitet i målesystemet Y-retning.')
    legend('Detektorens linearitet','Kurvtilpasning','Geometrisk
tyngdepunkt',4)
xlabel('Kildens posisjon i Y-retningen fra måleseriens start [mm]')
ylabel('Målt posisjon i anodeplanet [mm].')
grid on, end,
```

9.1.5 Lager et array som kan plottes.

```
%Dette programmet plotter en koeffisientfil uten å lagre arrayet til
%disk.
clear
cd d:\Datafiler
post = 'plot_';
[fname,pname] = uigetfile('koeff*.dat','Hvilken fil skal plottes?');
fil = strcat(pname,fname);
koeff = load(fil);
xmin=30;
xmax=70.;
ymin=100;
ymax=140;
%faktor angir oppløsningen på plottet
faktor = 4;
ntallxy=zeros(160.*faktor);
xakse=0:(160.*faktor-1);
xdim=xakse*(60/(160.*faktor-1));
yakse=0:(160.*faktor-1);
ydim=yakse*(55/(160.*faktor-1));
x=koeff(1,:);
y=koeff(2,:);
n=length(x);
%n=n.*2;
for i=1:n
    xi=ceil(x(i).*8.*faktor);
    yi=ceil(y(i).*8.*faktor);
    ntallxy(xi,yi)=ntallxy(xi,yi)+1;
end
[zi]=proc_tilpass_fin(ntallxy,faktor);
%subplot(1,1,1)
figure('Name',(fil))
pcolor(xdim,ydim,zi)
%shading interp
shading flat
title('x-y fordelingen over detektoren')
colorbar
zoom on;
%image (handle)
%fil = strcat(pname,post,fname)
%dlmwrite((fil),zi,'\t')
%subplot(3,1,2)
%figure
%contour(xdim,ydim,zi)
%subplot(3,1,3)
%figure
%surf(xdim,ydim,zi)
%axis([xmin xmax ymin ymax 0 600])
%ROTATE3D
```

9.2 Kretskort

9.2.1 Manuelt kontrollkort.

9.2.2 Powersupply

9.2.3 Analog del (Ikke vist i full størrelse)

9.2.4 Digital del (Ikke vist i full størrelse)

9.2.5 Overgang (Ikke vist i full størrelse)

