

TEKST NR 44

1981

Historisk undersøgelse af de eksperimentelle
forudsætninger for Rutherfords atommodel.

Projektrapport af Niels Thor Nielsen
Vejleder: Bent C. Jørgensen

TEKSTER fra

IMFUFA

ROSKILDE UNIVERSITETSCENTER

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

Historisk undersøgelse af de eksperimentelle forudsætninger for Rutherfords atommodel.

Projektrapport af Niels Thor Nielsen.

Vejleder Bent C. Jørgensen.

Abstract:

Rapporten udgøres af to halvdele uden en tvingende sammenhæng, nemlig et udført eksperiment om spredning af alpha-partikler på guldfolie og en historisk redegørelse for opkomsten af Rutherfords atommodel.

I kapitel 1 udeledes Rutherfords spredningstværsnit. I kapitel 2 bliver det udførte eksperiment behandlet. Eksperimentet har til formål at eftervise spredningens vinkelafhængighed - hvorfor det er nødvendigt først at beskæftige sig med nogle for eksperimentet specifikke størrelser (f.eks. måleapparatur og folietykkelse) og dernæst foretage en række korrektioner af måleresultaterne iforhold til måleapparaturets udformning og problemets teoretiske behandling.

I kapitel 3 behandles historien omkring opkomsten af Rutherfords atommodel meget kortfattet - periodens vigtigste eksperimentelle innovationer fremtrækkes og det eksperimentelle udstyr og måleresultater fra Geiger og Marsdens artikel i 1913 behandles. Hovedsynpunktet i kapitlet er, at Rutherfords ærinde ikke var atommodelkonstruktørens men at give forklaring på nye eksperimentelle erfaringer og diskutere tidligere atommodeller herud fra.

Indholdsfortegnelse.

Indledning	side	2
1. Teorigrundlag for spredning af alpha-partikler på tunge atomkerner.		
1.1 Coulombs lov	side	4
1.2 En ladet partikels bevægelse i et elektrisk felt	side	5
1.3 Bestemmelse af stødparameteren som funktion af spredningsvinklen	side	9
2. Spredning af alpha-partikler på tyndt guldfolie		
2.1 Eksperimentelt udstyr	side	12
2.1.1 Spredningskammeret	side	12
2.1.2 Alpha-kilder	side	13
2.1.3 Detektor og dataopsamling	side	14
2.2 Oversigt over eksperimenter og opstillinger ..	side	15
2.2.1 Forsøgsopstillinger	side	16
2.3 Energikalibrering, opløsningsevne og folietykkelse	side	17
2.3.1 Energikalibrering	side	17
2.3.2 Detektorens og forstærkersystemets opløsningsevne	side	25
2.3.3 Bestemmelse af folietykkelse	side	25
2.4 Bestemmelse af beamets retning og bredde	side	29
2.5 Eftervisning af csc^4 afhængigheden	side	32
2.5.1 Diskussion af fig 2.5.1 og 2.5.2	side	36
2.5.2 Vejlængden gennem foliet ved måling i forskellige vinkler	side	37
2.5.3 Korrektion af vinklen	side	39
2.5.4 Energital ved coulombspredning på Au-kerner	side	43
2.5.5 csc^4 afhængigheden	side	45
3. De eksperimentelle forudsætninger for Rutherfords atommodel.		
3.1 Rutherfords atommodel i 1911	side	47
3.2 Alpha-partiklens natur	side	50
3.3 Det endelige eksperimentelle belæg for Rutherfords atommodel	side	53
Noter	side	56
Litteraturliste	side	58

Indledning.

Den oprindelige hensigt med projektarbejdet var et nøjere studium af historien omkring opkomsten af Rutherfords atommodel. Til en understøttelse og perspektivering skulle det, i forbindelse med Rutherfords atommodel, væsentligste eksperiment genskabes og udføres. Udover denne indholdsmæssige logik, havde det forskellige studiemæssige fordele at lave et eksperimentelt dybdemodul.

Ved starten af projektarbejdet (september 80) stod det klart, at læsning af originallitteratur fra omkring århundredeskiftet (dvs. eksperimentelle innovationer omkring alpha- og beta-partiklers natur m.v.) bød på vanskeligheder dels p.gr.a. udformningen (f.eks. stor vægt på eksperimentelt udstyr) og sprog (f.eks. -uafklarede begreber betyder ofte sløret sprog/begreber) og dels p.gr.a. mine forudsætninger for at forstå problemstillingen på daværende tidspunkt (og nuværende). Frem til januar 81 blev spredningskammeret fremstillet på NATs-mekaniske værksted (Louis Flindt og Mogens Holte Jensen) efter tegninger af Bent C. Jørgensen, og i januar/februar 81 blev eksperimenterne udført.

Selve eksperimentet omhandler kun en del af Rutherfords o.a.s oprindelige eksperiment, nemlig forholdet mellem antallet af indkomne alpha-partikler på et metalfolie (her guld) og antallet af spredte alpha-partikler i en given vinkel.

Forsøgsopstillingen er ikke en identisk kopi af Rutherfords, men i princippet den samme. Tælling af alpha-partikler blev dog gjort v.h.a. moderne teknikker, som udover det rent arbejdsbesparende frembød den fordel, at alpha-partiklernes energier kunne måles. I de oprindelige eksperimenter blev tællingerne foretaget ved direkte visuel observation på en scintillationsskærm, en sådan praksis vil sandsynligvis ikke perspektivere den historiske behandling udover en konkret fornemmelse af arbejdets omfang, og

da de moderne teknikker ikke ville gribe principielt ind i eksperimentets udførelse, var valget let.

Om de udførte eksperimenter har perspektiveret den historiske undersøgelse fremgår ikke udmiddelbart af rapporten, men givet er det, at de erfaringer jeg har gjort i laboratoriet, dvs. hovedsagligt omkring at få eksperimenterne til at fungere og tolkning af resultaterne, har haft stor betydning for læsning af originallitteraturen.

En ting man kan undre sig over er, at 4/5 af rapporten omhandler det udførte eksperiment og kun 1/5 omhandler historien omkring Rutherford's atommodel, hvilket forøvrigt ikke afspejler tidsforbruget i projektarbejdet. Jeg kan vanskeligt se at den første halvdel kan gøres kortere, under de omstændigheder at rapporten er en eksamensrapport - dvs. et vist minimum af dokumentation og behandling fra grunden er nødvendig. Den anden halvdel kan man så anke for at være for kort, hvilket også ville være en korrekt anke, hvis det var en gennemgang af historien omkring Rutherford's atommodel. Om muligt havde jeg gerne skrevet den historie, men dels faldt det mig svært at få noget på papir og dels var historien skrevet af mange andre - de fleste uden større succes (ifølge min opfattelse). Heilbron (se litteraturlisten) har behandlet perioden meget grundigt og udførligt, og en så udmærket kilde er en god ting, men tilgængæld bliver rapportskrivningen besværliggjort, da det synes som gentagelser af kilden. I den situation kunne jeg have gennemgået Heilbrons artikel i rapporten og taget stilling til de for projektet centrale problemstillinger - dette er den virkelige udeladelsessynd. Istedet har jeg forsøgt at dokumentere en påstand om, at Rutherford's ærinde ikke var at postulere en ny atommodel, men at diskutere andres modeller og give forklaring på nye eksperimentelle erfaringer. Dette fandt jeg var en interessant synsvinkel, da mange opfatter historien anderledes; at Rutherford's eksperimenter var banebrydende for opfattelsen af atomet er derimod klart.

1. Teorigrundlag for spredning af alpha-partikler på tunge atomkerner.

1.1 Coulombs lov.

Teorigrundlaget for spredning af alpha-partikler på tunge atomkerner er, at der er tale om bevægelse af elektrisk ladede partikler i et elektrisk felt, dvs. et coulombfelt. I relation til problemstillingen gennemgås kun eksemplet, hvor felt og partikel har samme ladning.

To vigtige egenskaber ved coulomb-kræfter er 1) kraften er proportional med den inverse til kvadratet på afstanden og dermed 2) en coulomb-kraft er en central kraft.

1) Hvis en ladning q_1 befinder sig i et elektrisk felt med ladningen q_2 , vil størrelsen af kraften der virker mellem ladningerne kunne skrives som:

$$(1.1) \quad F = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^2}$$

I det følgende sættes $\frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi \epsilon_0} = k$, hvor størrelsen $4\pi \epsilon_0$ er en naturkonstant (afhængig af enhedssystemet her MKSA). I lign. 1.1 er det størrelsen af kraften, der er angivet, hvis man skal udsige noget om retningen skal lign. 1.1 skrives på vektorform.

$$(1.2) \quad \vec{F} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}$$

2) Af lign. 1.2 ses det at \vec{r} og \vec{F} er parallelle, dvs $\vec{r} \times \vec{F} = \vec{0}$, hvilket er definitionen på en centalkraft.

Impulsmoment er defineret ved $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$, idet $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$ fås den tidsafledede af impulsmomentet til.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{r} \times \vec{F}$$

og for centralkræfter fås så:

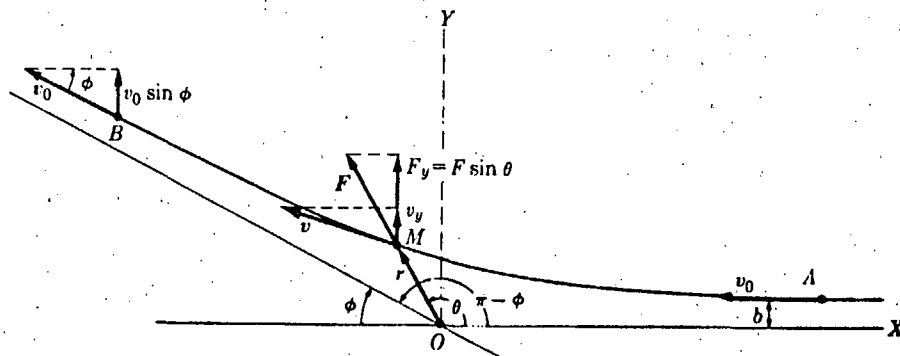
$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \quad \text{dvs.} \quad \vec{L} = \text{konstant.}$$

At impulsmomentet er konstant er en vigtig egenskab for analysen af alpha-partiklers spredning på tunge atomkerner.

1.2 En ladet partikels bevægelse i et elektrisk felt.

Lad en ladet partikel med begyndeshastigheden v_0 bevæge sig ind i et elektrisk felt - specificeret ved en ladning med centrum i O. På figur 1.1 er x-aksen lagt gennem O og parallelt med v_0 .

Figur 1.1



Som vist tidligere er impulsmomentet konstant, her kan det kvantificeres, idet:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$$

L's retning er vinkelret ud af papirets plan og størrelsen i A fås:

$$L = m \cdot v_0 \cdot r \cdot \sin \varphi$$

hvor φ er vinklen mellem r og p . Da b er afstanden mellem v_0 og x -aksen fås:

$$(1.3) \quad L = m \cdot v_0 \cdot b$$

Størrelsen af impulsmomentet til et vilkårligt sted kan skrives som:

$$L = m \cdot r^2 \cdot \frac{d\theta}{dt}$$

hvor $v_0 = r \cdot \frac{d\theta}{dt}$ (den transversale hastighed)

$$m \cdot r^2 \cdot \frac{d\theta}{dt} = m \cdot v_0 \cdot b$$

$$(1.4) \quad \frac{1}{r^2} = \frac{1}{v_0 \cdot b} \cdot \frac{d\theta}{dt}$$

Kraften, der virker på den ladede partikel, kan altid skrives som:

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a} \quad \text{eller} \quad \vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$$

Opløst i sine komponenter i forhold til det valgte koordinatsystem fås:

$$F_x = m \frac{dv_x}{dt}, \quad F_y = m \frac{dv_y}{dt}, \quad F_z = m \frac{dv_z}{dt}$$

For positionen M kan F_y skrives som:

$$F_y = F \sin \theta \quad \text{og idet} \quad F = k/r^2 \quad \text{fås:}$$

$$m \cdot \frac{dv_y}{dt} = \frac{k}{r^2} \sin \theta$$

$$(1.5) \quad \frac{1}{r^2} = \frac{m}{k \cdot \sin \theta} \frac{dv_y}{dt}$$

Ved at kombinere (1.4) og (1,5) fås:

$$(1.6) \quad \frac{dv_y}{dt} = \frac{k}{m v_0 b} \sin \theta \frac{d\theta}{dt}$$

Ved at integrere på begge sider af lighedstegnet, med grænser i A og B, fås hastigheden i y-aksens retning i position B (positionerne A og B skal fastlægges således at feltets kraftpåvirkning i A og B kan regnes for forsvindende lille). Grænserne for integrationen fås ved: i A er $v_y = 0$ og $\theta = 0$. Under forudsætning af, at der ikke afsættes energi i O under bevægelsen (dvs. O er et fikseret punkt) må størrelsen af hastigheden i B være v_0 (energibevarelse). Hastighedens komponent i y-aksens retning er da $v_y = v_0 \sin \phi$ og $\theta = \pi - \phi$, dvs. integralerne kan skrives som:

$$\int_0^{v_0 \sin \phi} dv_y = \frac{k}{m v_0 b} \int_0^{\pi - \phi} \sin \theta d\theta$$

$$(1.7) \quad v_0 \sin \phi = \frac{k}{m v_0 b} (1 + \cos \phi)$$

$$\text{idet} \quad \frac{1 + \cos \phi}{\sin \phi} = \cot \frac{1}{2} \phi \quad \text{fås:}$$

$$(1.8) \quad \cot \frac{1}{2} \phi = \frac{m v_0^2 b}{k}$$

Ved spredningseksperimenter kan man ikke udsige noget om stødparameteren b , dels vil man overhovedet ikke kunne måle størrelsen og dels vil eksperimenterne foregå ved, at en stråle (beam) af ladede partikler sendes mod et tyndt folie af tunge atomkerner.

Istedet for stødparameteren er det nødvendigt at operere med statistiske metoder, for at kunne analysere sådanne sprednings eksperimenter. Først dog nogle betragtninger over spredningsvinklen ved forskellige størrelser af b . Ved indsættelse af værdierne for k i (1.8) fås:

$$(1.9) \quad \cot \frac{1}{2} \phi = \frac{m v_0^2 b \cdot 4\pi \epsilon_0}{q_1 \cdot q_2}$$

Hvis $q_1 = 2e$ og $q_2 = 79e$ ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) og $m v_0^2 = 2 E_{\text{kin}} = 2 \cdot 4,30 \text{ MeV} = 1,36 \cdot 10^{-12} \text{ Nm}$ og $4\pi \epsilon_0 = 1,1 \cdot 10^{-10} \text{ C}^2/\text{Nm}^2$ fås

(1.9) til:

$$\cot \frac{1}{2} \phi = 3,72 \cdot 10^{13} \cdot b$$

De valgte størrelser svarer overens med de i eksperimentet indgående størrelser og forøvrigt afviger størrelsesordenen ikke fra de fleste spredningseksperimenter. I tabel 1.1 er nogle valgte værdier for b indsat.

Tabel 1.1

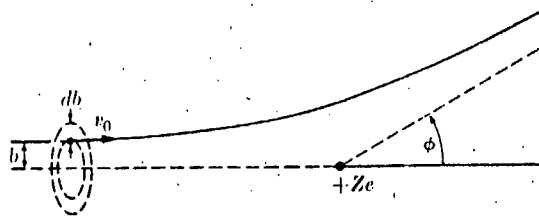
b	10^{-10}	10^{-12}	10^{-13}	10^{-14}
ϕ	0°	$3,2^\circ$	30°	139°

Da udstrækningen af et atom er af størrelsesordenen 10^{-10} m og af kernen 10^{-14} m, ses det at alpha-partiklerne skal tæt ind under kernen for at en spredning finder sted. Hvis man sætter en grænse ved $b = 10^{-12}$ m (svarende til en vinkel på $2,6^\circ$, hvilket svarer godt overens til den nedre grænse, det er muligt at måle en afbøjning i) er sandsynligheden for at enkel alpha-partikel afbøjes på et enkelt gitterlag Au-kerner ca. 0,03%. Ved tynde folietykkelser kan man således se bort fra, at den målte spredning er forårsaget af to eller flere stød.

1.3 Bestemmelse af stødparameteren som funktion af spredningsvinklen.

Lad n være antallet af atomkerner pr. enhedsvolumen i foliet og t tykkelsen af foliet. nt er da antallet af atomkerner pr. enhedsareal af foliet. Hvis man som vist på figur 1.2 lægger en ring med en indvendig radius på b og bredden db , dvs. med arealet på $2\pi b db$, betegner $nt(2\pi b db)$ sandsynligheden for, at den enkle alpha-partikel har en stødparameter mellem b og $b + db$, iforhold til netop en Au-kerne langs sporet gennem foliet.

Figur 1.2



Idet det forudsættes at beamet er homogent og N betegner antallet af indkomne alpha-partikler pr. arealenhed, vil $dN = N(nt 2\pi b db)$ betegne antallet af alpha-partikler pr. arealenhed, der har en stødparameter mellem b og $b + db$. Fra (1.8) kan b udtrykkes:

$$(1.10) \quad b = \frac{k}{m v_0^2} \cot \frac{1}{2} \phi$$

dN kan således udtrykkes ved ϕ , idet:

$$db = \frac{k}{m v_0^2} d \cot \frac{1}{2} \phi = \frac{k}{m v_0^2} \left(-\frac{1}{2} \csc^2 \frac{1}{2} \phi d\phi \right)$$

$$(1.11) \quad db = -\frac{1}{2} \frac{k}{m v_0^2} \csc^2 \frac{1}{2} \phi d\phi$$

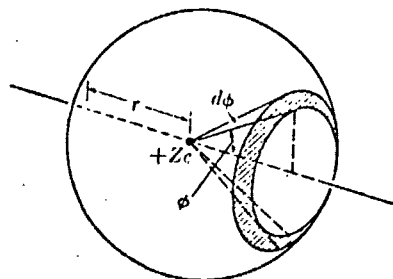
indsættes (1.10) og (1.11) i udtrykket for dN fås:

$$dN = N \cdot n t 2\pi \frac{k}{m v_0^2} \left(-\frac{1}{2} \frac{k}{m v_0^2} \cot \frac{1}{2} \phi \csc^2 \frac{1}{2} \phi d\phi \right)$$

$$(1.12) \quad dN = -N n t \pi \left(\frac{k}{m v_0^2} \right)^2 \cot \frac{1}{2} \phi \csc^2 \frac{1}{2} \phi d\phi$$

Minus tegnet refererer til at tilvæksten er negativ, da det betegner antallet af partikler fjernet fra den oprindelige stråle.

Figur 1.3



På figur 1.3 er vist, at de partikler, hvis stødparameter er mellem b og $b + db$ efter stødet vil passere indenfor det skraverede areal på kuglefladen, dvs indenfor vinklen mellem ϕ og $\phi + d\phi$. Udtrykt som rumvinklen $d\Omega$ er det arealet

divideret med r^2 , da omkredsen af ringen er $2\pi r \sin \phi$ og bredden $r d\phi$ fås:

$$d\Omega = \frac{r^2 2\pi \sin \phi d\phi}{r^2} = 4\pi \sin \frac{1}{2} \phi \cos \frac{1}{2} \phi d\phi$$

$$(\sin \phi = 2 \sin \frac{1}{2} \phi \cos \frac{1}{2} \phi)$$

Antallet af spredte partikler i en given rumvinkel er derfor givet ved:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{-Nnt \pi \left(\frac{k}{m v_0}\right)^2 \cot \frac{1}{2} \phi \csc^2 \frac{1}{2} \phi d\phi}{4\pi \sin \frac{1}{2} \phi \cos \frac{1}{2} \phi d\phi}$$

ved reduktion fås:

$$(1.13) \quad \frac{dN}{d\Omega} = -\frac{1}{4} Nnt \left(\frac{k}{m v_0}\right)^2 \cdot \csc^4 \frac{1}{2} \phi$$

Istedet for at udtrykke resultatet ved et antal pr. rumvinkel-enhed, kan man udtrykke sandsynligheden for at en alpha-partikel spredes i en vinkel mellem ϕ og $\phi + d\phi$, dvs det såkaldte spredningstværsnit, der er givet ved:

$$\sigma(\phi) = \frac{1}{Ntn} \left| \frac{dN}{d\Omega} \right|$$

$$(1.14) \quad \sigma(\phi) = \frac{1}{4} \left(\frac{k}{m v_0}\right)^2 \csc^4 \frac{1}{2} \phi$$

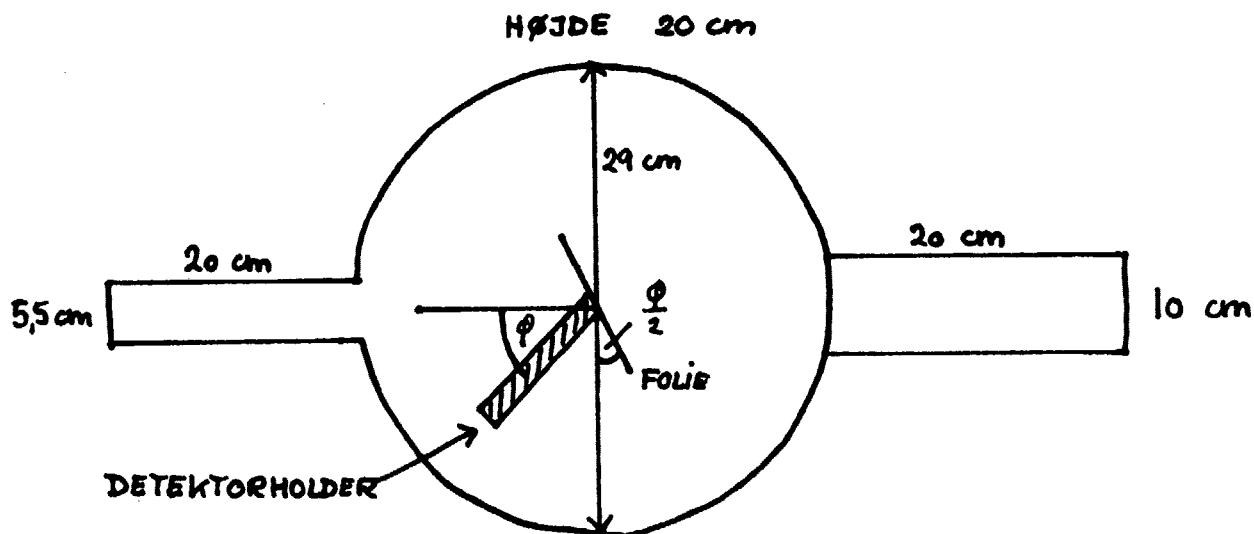
2. Spredning af alpha-partikler på tyndt guldfolie.

2.1 Eksperimentelt udstyr.

2.1.1 Spredningskammeret.

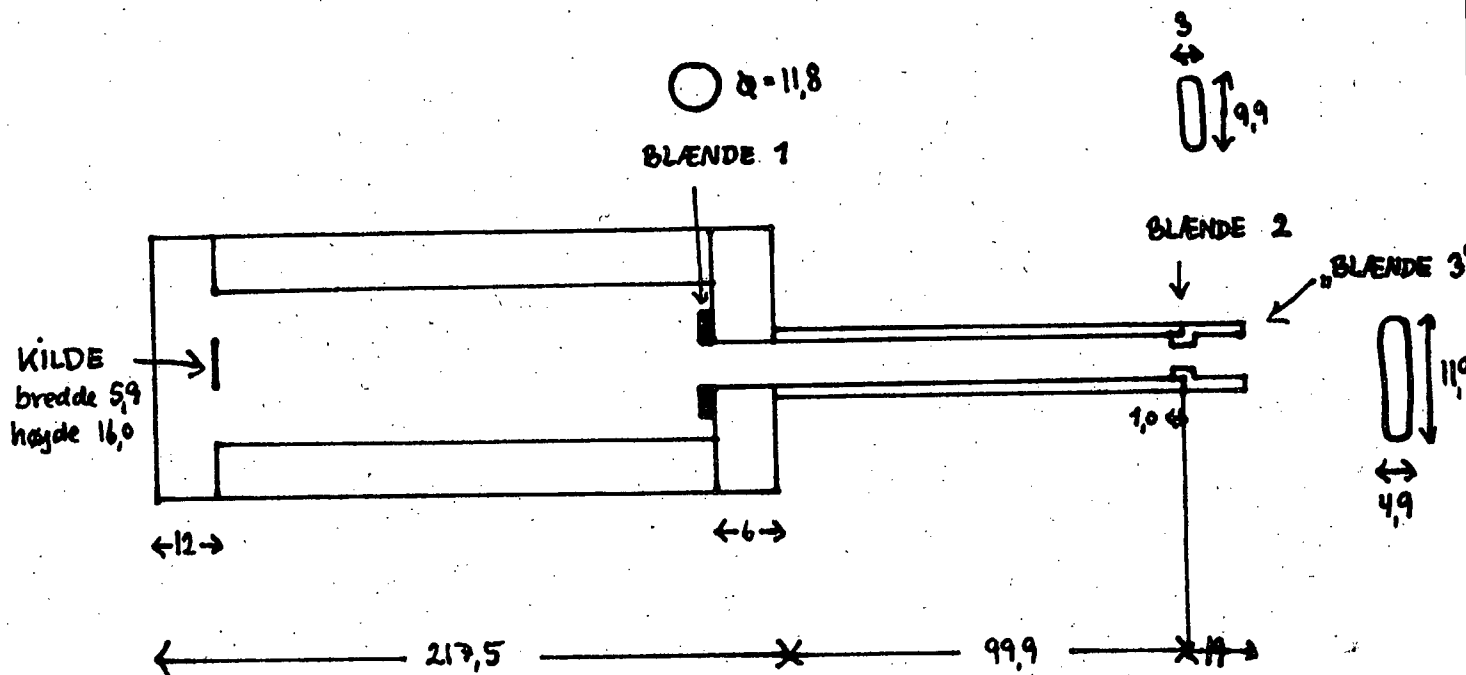
På figur 2.1.1 er vist en skitse over spredningskammeret (lavet af stål). I bunden af kammeret er monteret et overgangsstykke med ventil, således at en pumpestand kan kobles til kammeret. I de gennemførte eksperimenter, har det været nødvendigt, at have kapsel- og diffusionspumpe kørende kontinuerligt, p.gr.a. en mindre utæthed. Trykket har ligget i intervallet $5 \cdot 10^{-5}$ til 10^{-4} torr og alpha-partiklernes energitab til luften er meget lille. Trykket er målt gennem en anden udføring i bunden af kammeret. Kammerets låg er udført i ple-xiglas, hvor der centralt er en gennemføring til folieholder og detektorholder, som uafhængigt kan drejes om en lodret akse. Detektoren kan placeres på holderen i en vilkårlig afstand fra 0 til 90 mm. Under forsøgenes udførelse er det nødvendigt at tildække kammeret, da detektoren er fotosensitiv.

Figur 2.1.1



I et siderør med diameter på 10 cm placeres alphakilden i et bløndearrangement, som vist på figur 2.1.2.

Figur 2.1.2



Siderøret med diameteren på 5,5 cm hindrer tilbagespredte alpha-partikler i at nå detektoren ved målinger i store vinkler.

2.1.2 Alpha-kilder.

I forsøgene er brugt to alpha-kilder, a) en tynd og åben kilde til energikalibrering, bestemmelse af detektorens opløsnings-evne og folietykkelse bestemmelse. For en tynd kilde kan energitabet gennem selve kildematerialet negligeres. Kilden var sammensat af tre isotoper ^{241}Am , ^{244}Cm , ^{239}Pu , og raten af alpha-partikler fra kildens frontflade var opgivet til $1,67 \cdot 10^5$ alpha-partikler pr. minut. De vigtigste alpha-partikel energier ses i nedenstående skema.

Tabel 2.1.1

	halveringstid	energier i MeV
^{241}Am	433 år	5,442 (12,5%), 5,484 (85,2%)
^{244}Cm	17,8 år	5,763 (23,6%), 5,806 (76,4%)
^{239}Pu	24400 år	5,103 (11,0%), 5,142 (15,0%) 5,155 (73,0%).

b) Til de egentlige forsøg var alpha-kilden kraftigere - en ^{238}Pu isotop med en alpha-partikel energi på 5,5 Mev og halveringstid på 87 år. Raten af alpha-partikler var opgivet i størrelsesordenen mCi, dvs fra 10^7 - 10^8 partikler pr. sek.

2.1.3 Detektor og dataopsamling.

Nedenfor er angivet de for detektoren karakteristiske størrelser,

**QUALITY ASSURANCE DATA
Semiconductor Radiation Detectors**

WARRANTY BASIS	ACTUAL MEASUREMENTS
Shipment Date <u>11-31-79</u> Serial No. <u>19-430</u>	Alpha Resolution <u>11.5</u> KeV FWHM ⁽¹⁾
Model No. <u>BA-015-100-100</u>	Noise width <u>6.9</u> KeV FWHM ⁽²⁾
Active Area (nominal) <u>100</u> mm ²	Time Constant <u>0.5</u> μs
5.485 MeV Alpha Resolution <u>15</u> KeV FWHM ⁽¹⁾	Reverse Current <u>.15</u> μamps @ <u>50</u> volts
Noise width <u>8</u> KeV FWHM ⁽²⁾	Temperature <u>20</u> °C
Temperature 22°C _____	Sensitive Thickness <u>100</u> microns
Time Constant <u>0.5</u> μs	Nominal Resistivity <u>2,200</u> Ωcm
Sensitive Depth (minimum) <u>100</u> microns	Electrode Thickness: Au <u>403</u> μgm/cm ²
Operating Bias <u>50</u> volts	Al <u>40.0</u> μgm/cm ²

Fra detektoren blev impulserne forstærket og opsamlet i kick-sorteren, hvor resultaterne blev repræsenteret på en skærm og udskrevet på hulstrimmel. Efter indlæsning på bordcomputer blev dataerne udskrevet med antal tællinger pr. kanal (0-4000 kanaler).

2.2 Oversigt over eksperimenter og opstillinger.

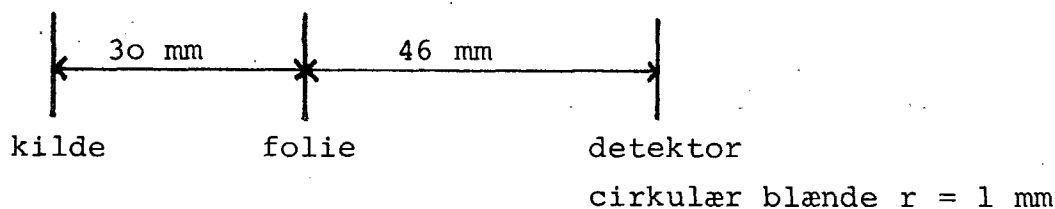
Nedenfor bringes en oversigt over forsøgene bragt i kronologisk orden. Den tynde kilde er anvendt i forsøg 1 og 2, mens ^{238}Pu -kilden er anvendt i de øvrige forsøg. I de følgende vil jeg referere til de her nævnte forsøgsnumre.

forsøgsnummer	beskrivelse	talletid
1.	energikalibrering og opløsningsevne.	40.000 s.
2.	folietykkelse bestemmelse	20.000 s.
3.	bestemmelse af beamets retning og tykkelse	
4.	vinkel 20° , folie 10°	8.000 s.
5.	vinkel 40° , folie 20°	80.000 s.
6.	vinkel 50° , folie 25°	90.022 s.
7.	vinkel 30° , folie 15°	63.692 s.
8.	vinkel 15° , folie 0°	7.729 s.
9.	vinkel 10° , folie 0°	1.000 s.
10.	vinkel 5° , folie 0°	100 s.
11.	vinkel 0° , folie 0°	100 s.
12.	vinkel 0° , uden folie	100 s.
13.	vinkel 30° , uden folie (kontrol)	61.412 s.
14.	vinkel 30° , folie 15°	12.359 s.
15.	vinkel 120° , folie 60° (reflekt)	240.172 s.
16.	vinkel 70° , folie 35°	78.829 s.
17.	vinkel 90° , folie 45°	97.634 s.
18.	vinkel 120° , uden folie (kontrol)	157.892 s.
19.	vinkel 120° , uden kilde (kontrol)	226.959 s.

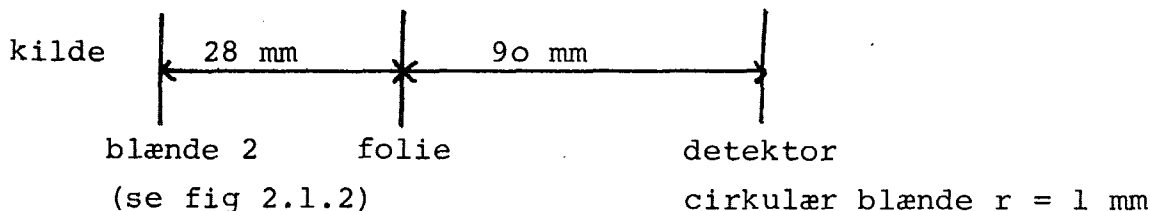
2.2.1 Forsøgsopstillinger.

I forsøg 1 og 2 var alpha-kilden ikke anbragt i det på fig. 2.1.2 viste blændearrangement, men anbragt i en holder på bunden af kammeret. Geometrien i de enkelte forsøg er vist på nedenstående diagrammer. Foliet angiver kammerets centrum, i forsøg 1, 3, 13, 18 og 19 var foliet trukket ud af beamet.

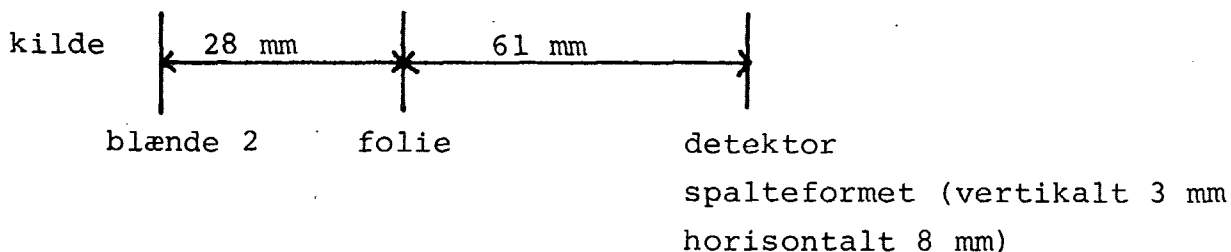
forsøg 1 og 2.



forsøg 3.



forsøg 4 - 13 (begge incl.)



forsøg 14 - 19 (begge incl.)

Samme opstilling som nr. 4 - 13, detektorblænden er dog cirkulær med $r = 4,5$ mm.

2.3 Energikalibrering, opløsningsevne og folietykkelse.

Figur 2.3.1 viser en oversigt over forsøg 1 og 2. I forsøg 1 har foliet været fjernet fra beamet, den væsentligste faktor til forskellen i talletal er dog imidlertid talletiden (henholdsvis 40.000 s og 20.000 s). Tællingerne i kanalområdet fra 0 til 600 skyldes støj fra forstærkeren. En mere detaljeret gennemgang af resultaterne ses på figur 2.3.2 og 2.3.3 (a, b og c), hvor de 2. gange 3 fordelinger er vist på millimeterpapir, toppunkt og halvværdibredde er angivet.

2.3.1 Energikalibrering.

Dataene er angivet ved henholdsvis et talletal (y-aksen), som angiver antal alpha-partikler, og et kanalnummer, der repræsenterer en bestemt energi. Af fig. 2.3.2. fremgår det, at opløsningsevnen ikke er god nok til at adskille de enkelte energilinier fra den enkelte isotop (se tabel 2.1.1). For hver af isotoperne er netop en af energilinierne så fremherskende, at den sættes som toppunktets værdi: ^{239}Pu - 5,155 MeV; ^{241}Am - 5,484 MeV; ^{244}Cm - 5,806 MeV; de øvrige energilinier (der forøvrigt alle er af mindre værdier) antages således kun at give anledning til en vis skævhed i fordelingerne og forøgelse af halvværdibredden.

Aflæste toppe fra fig 2.3.2

- | | | | | |
|----|-----------|------|------------|-----------|
| a. | kanal nr. | 2912 | svarer til | 5,155 MeV |
| b. | " | 3098 | " | " 5,484 " |
| c. | " | 3271 | " | " 5,806 " |

Ved lineær regression fås følgende ligning for kanal nummer (x) og alpha-partikel energi i MeV (y)

$$(2.1) \quad y = - 0.115 + 1.81 \cdot 10^{-3} x$$

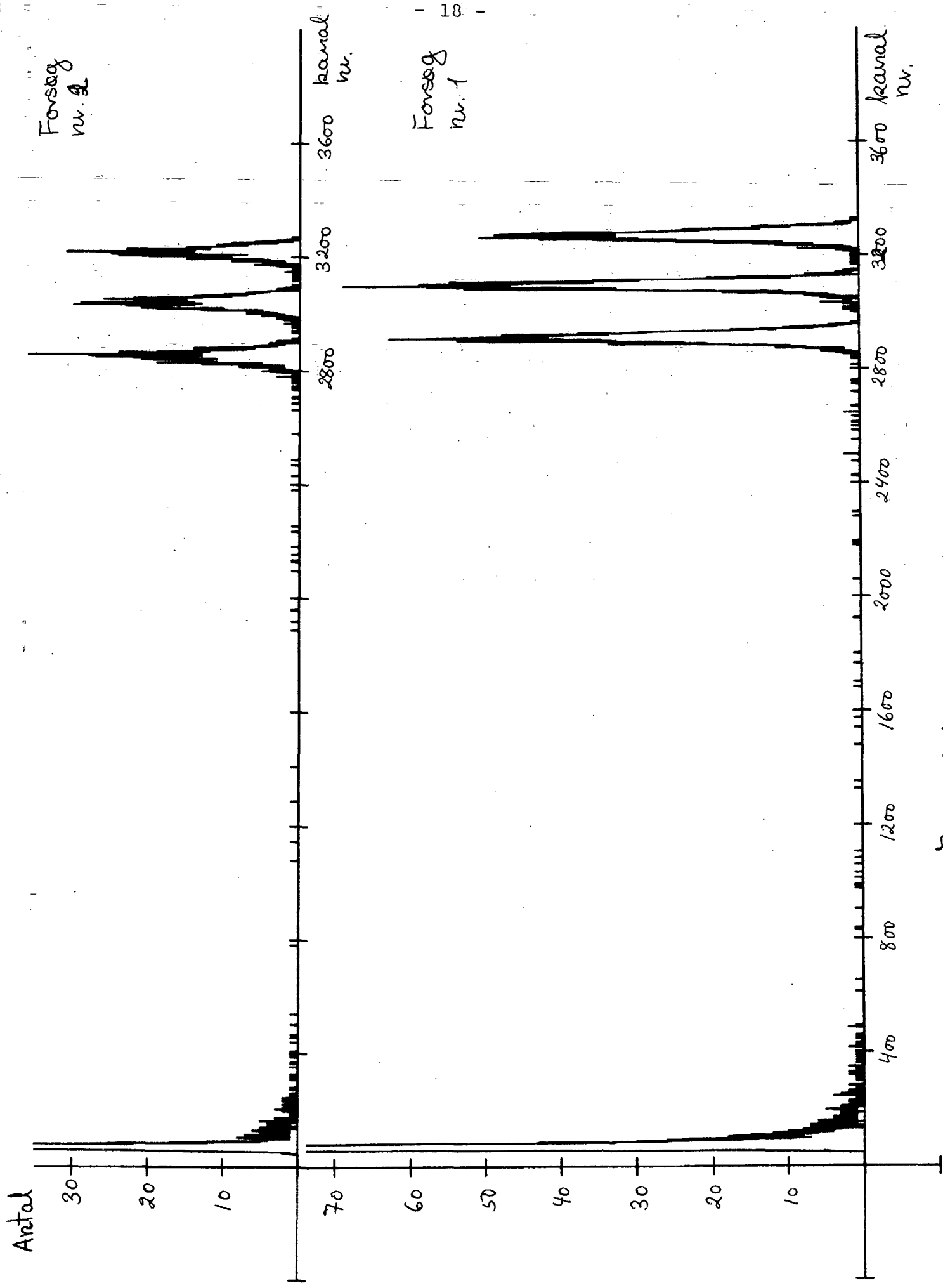
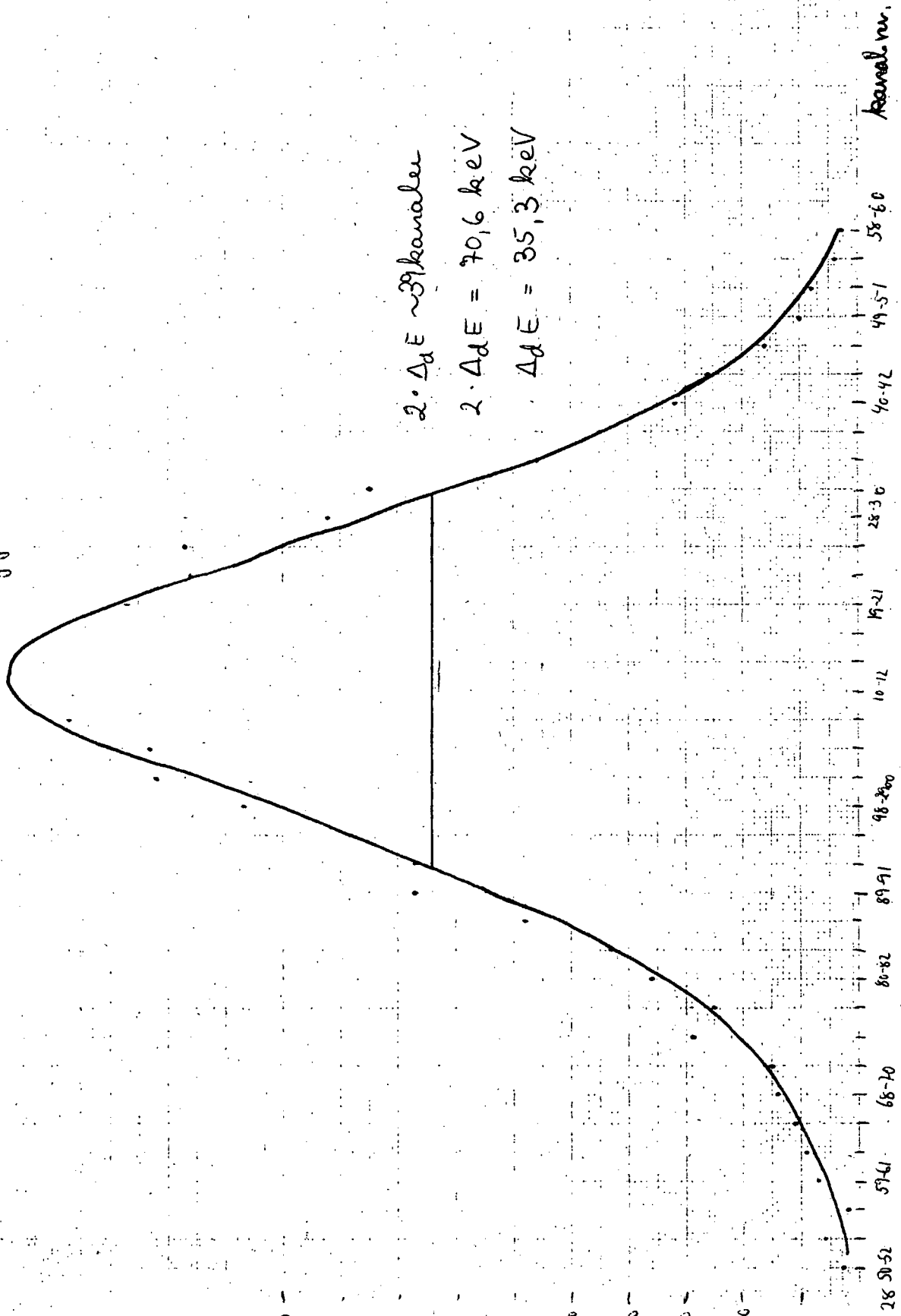


Fig 2.3.1

Datablad 1 kanalområde 2850 - 2960 (3 kanaler pr inndeling)

Fig 2.3.2 a

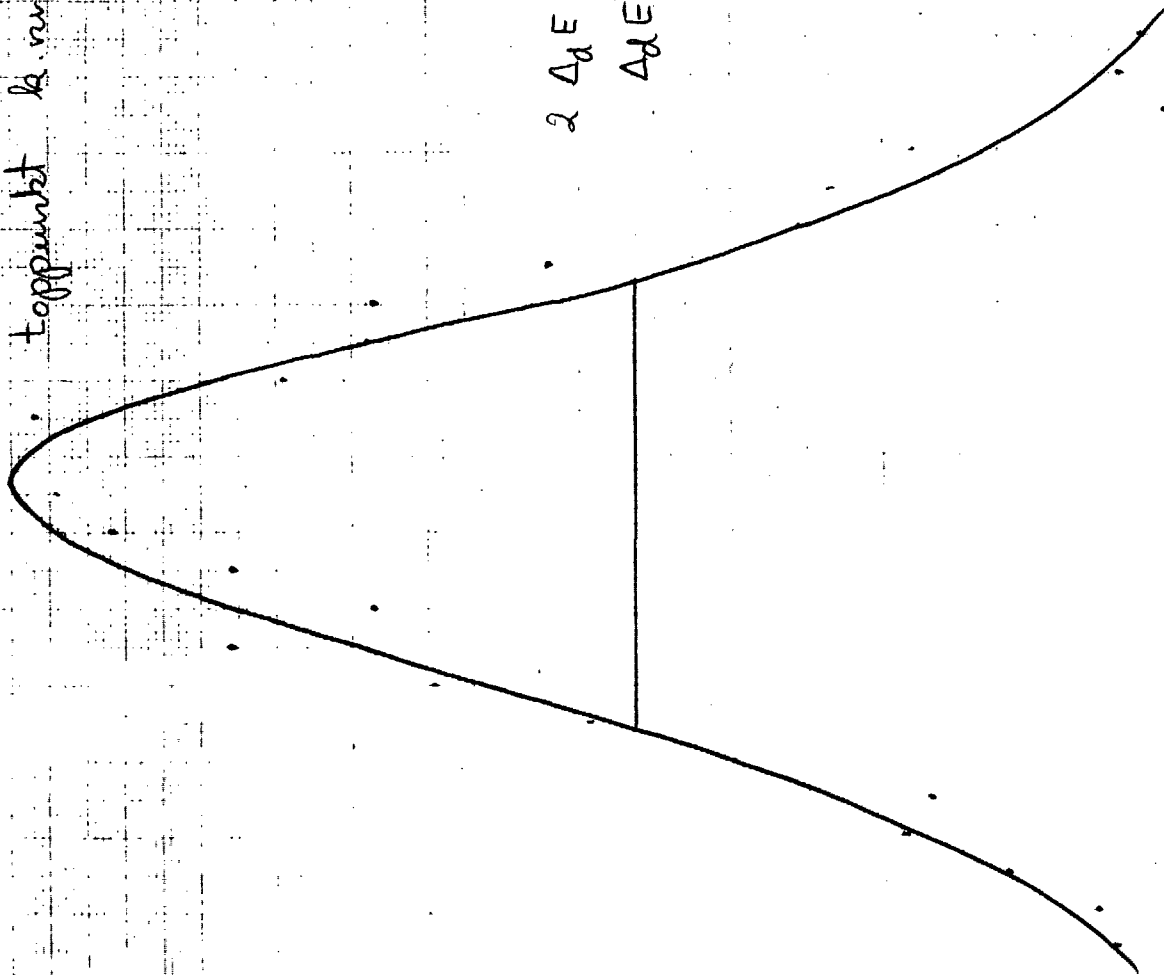
... toppunkt k.nr. 2912



Datablad 1 Kanalnr 3060 - 3140 (3 kanaler Pr. indeling)

Fig 2.3.2.6

Toppunkt k. nr. 3098



$$2 \Delta E \sim 36 \text{ kanaler}$$

$$\Delta E = 32,6 \text{ keV}$$

> kanal. nr.

3060 3070 3080 3090 3100 3110 3120 3130 3140

Fig 2.3.2c

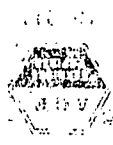
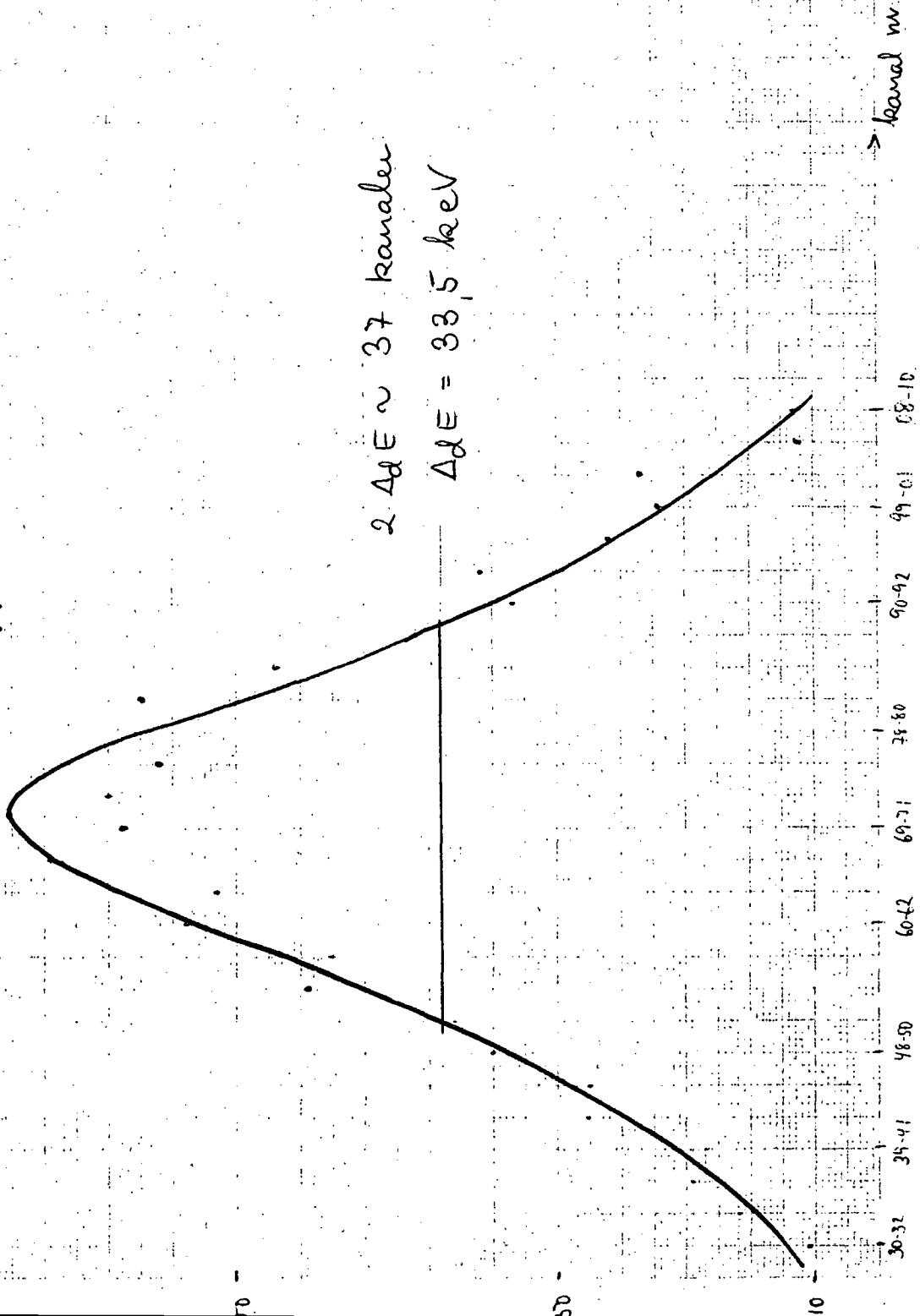
Detalj 1 Kanal område 3230 - 3310 (3 kanaler pr. inddeling)

talbetal

toppunkt k.nr. 3271

$2 \Delta E \sim 37$ kanaler

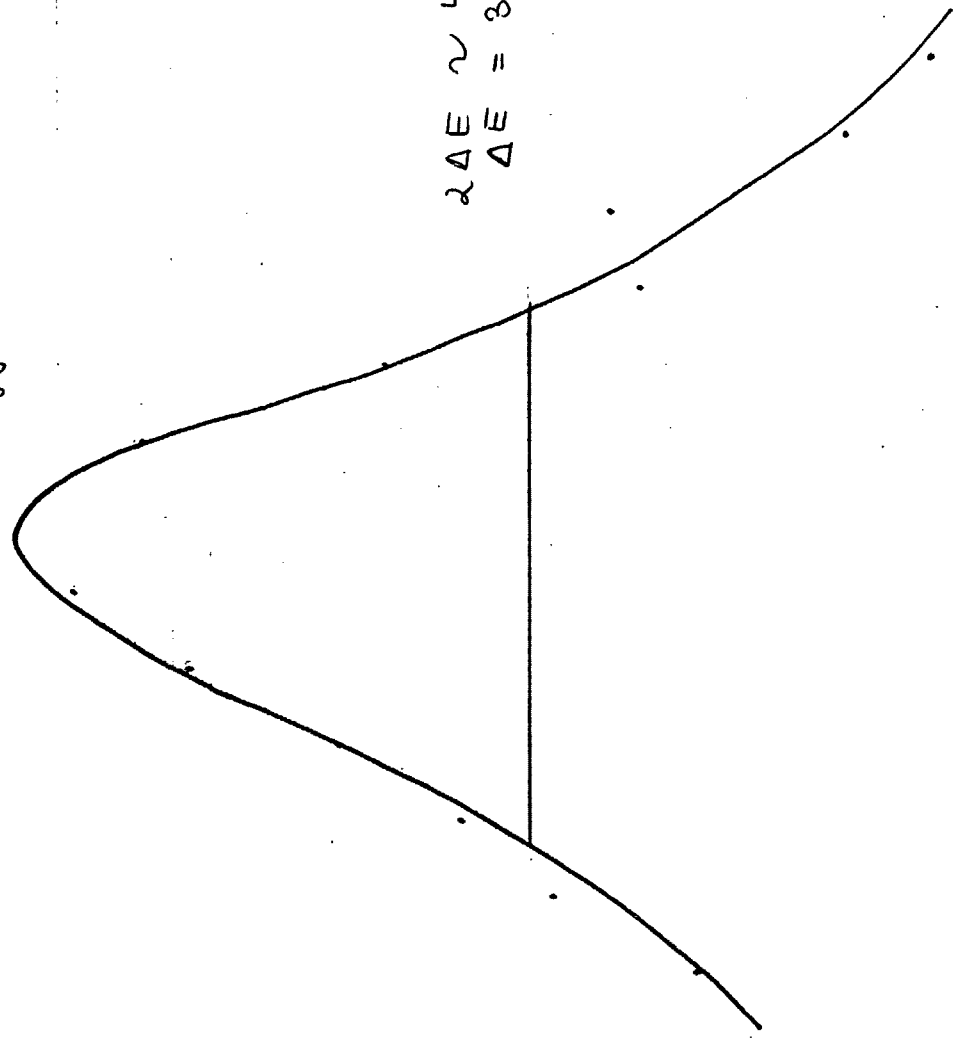
$\Delta E = 33,5$ keV



Datablad 2 Kanalnr 2820-2900 (6 kanaler pr inddeling)

Fig 2.3.3 a

toppunkt 2856 (kn.nr.)



$$2\Delta E \sim 42 \text{ kanaler}$$

$$\Delta E = 38,0 \text{ keV}$$

kanalnr
 2820 2830 2840 2850 2860 2870 2880 2890 2900

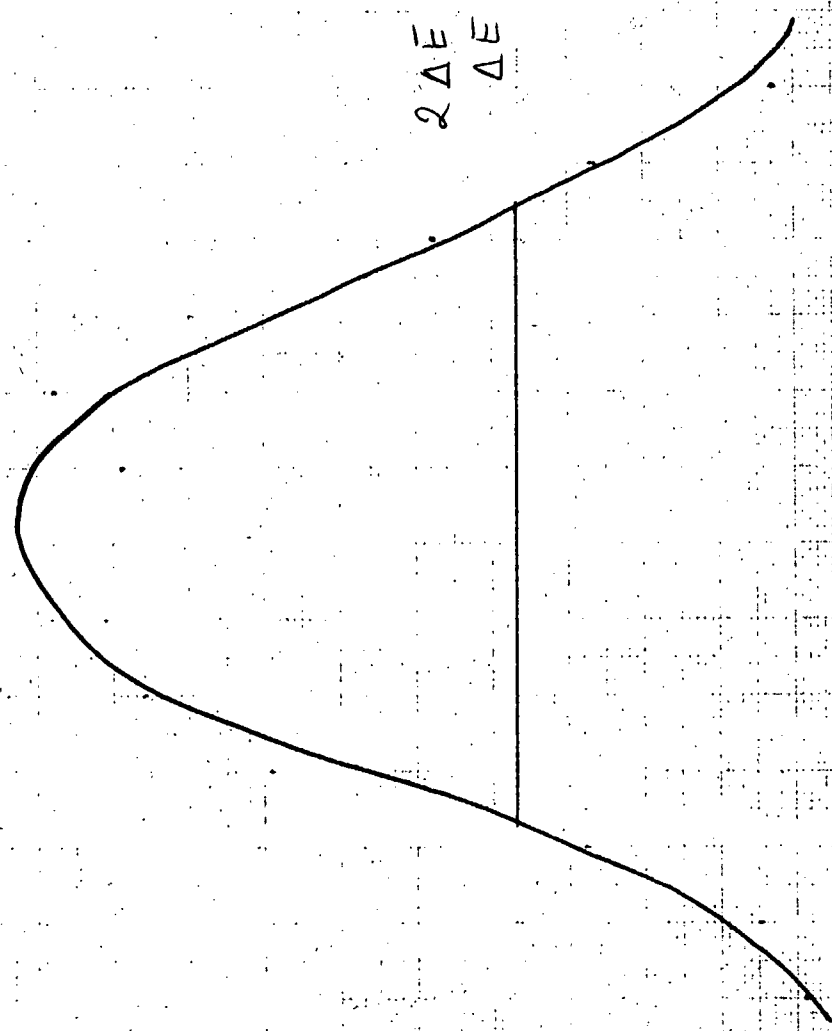
antal

Difalblad 2 Kanal (6 kanaler per vidörlägg)

Kanalnummer 3000-3080

Fig 2.3.3. b

toppunkten 3040 (k.nr.)



$$2\Delta E \approx 49 \text{ kanaler}$$

$$\Delta E = 44,4 \text{ keV}$$

→ kanal. nr.

3000-05 06-11 12-17 18-23 24-29 30-35 36-41 42-47 48-53 54-59 60-65 66-71 72-77

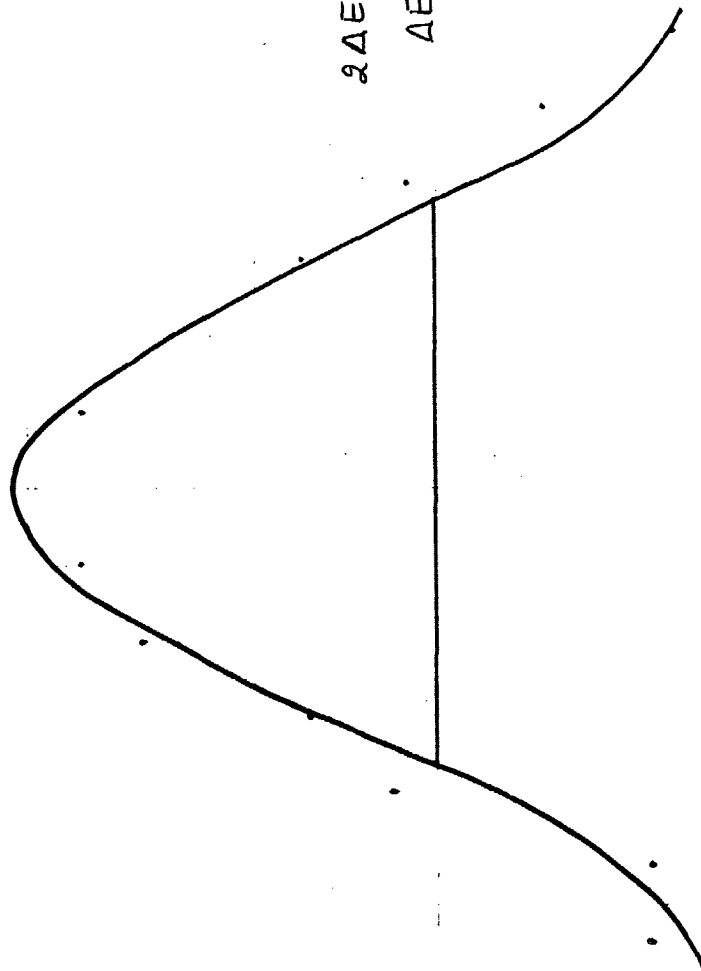


utal Datablad 2 kanalomsjde 3180 - 3260

(6 kanaler per indæling)

Fig 2.3.3c

tæppunkt 3218.



$2\Delta E \sim 44$ kanaler

$\Delta E = 39,8$ keV

1
 2
 3
 4
 5
 6
 7
 8
 9
 10
 11
 12
 13
 14
 15
 16
 17
 18
 19
 20
 21
 22
 23
 24
 25
 26
 27
 28
 29
 30
 31
 32
 33
 34
 35
 36
 37
 38
 39
 40
 41
 42
 43
 44
 45
 46
 47
 48
 49
 50

2.3.2. Detektorens og forstærkersystemets opløsningsevne.

For detektoren var opgivet en opløsningsevne på 15 keV, det fremgår af fig. 2.3.2. at detektoren og forstærkersystemet ikke har en så fin opløsningsevne, idet de førømtalte energilinier da skulle kunne adskilles. Det samlede systems opløsningsevne kan angives som den halve halvverdibredde, som angivet på de enkelte kurver. Den gennemsnitlige værdi er $\Delta_d E = 33,8$ keV, og i det følgende benævnes den som detektorens opløsningsevne.

2.3.3. Bestemmelse af folietykkelse.

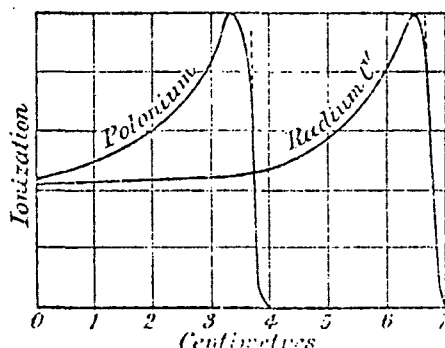
Når alpha-partikler trænger gennem stof, vil der ske en gradvis energiafsættelse, hovedsaglig ved ionisering af absorberens atomer (f.eks. vil alpha-partikler fra ^{214}Po (7,68 MeV) danne mere end 200.000 ionpar i luft, inden den er bremsat op). Alpha-partikler kan også afsætte energi ved excitering af absorberens atomer, ved spredning på atomkernerne og ved nukleare processer (ved tilstrækkelige høje energier). Energitalbet pr. længde-enhed p.gr.a. elektronstød er absorberens stoppeevne. For partikelenergi større end 0,1 MeV og indenfor den ikke-relativistiske energigrænse, har man et teoretisk udtryk for stoppeevnen. (1)

$$(2.2) \quad -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 Z^2 NB}{m v^2} \quad (\text{Bethe's formel})$$

hvor z og Z er henholdsvis alphapartiklens (evt. protonens) og absorberens atomnummer, N er antal atomer i absorbereren pr. rumfangsenhed og B er stoppenummeret, som er en logaritmisk funktion af v og Z .

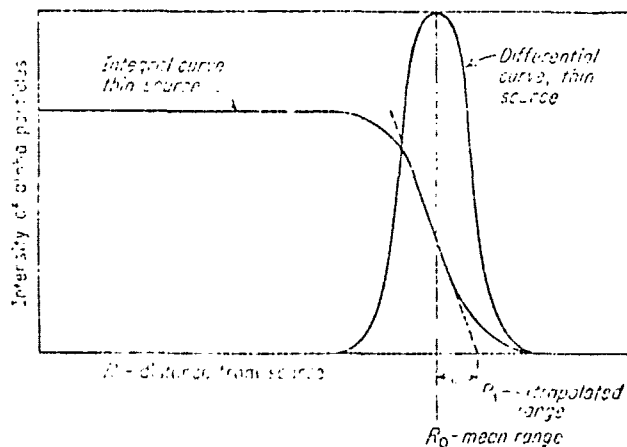
Man kan eksperimentelt vise at intensiteten af ioniseringen (I) er omvendt proportional med hastigheden, dvs. $I \cdot v = \text{konstant}$ (2). Dette betyder, at når alpha-partiklen når til grænsen af sin rækkevidde, vil I stige mod et skarpt maximum, for derefter at falde hurtigt mod nul. I fig 2.3.4 er vist sammenhængen mellem I og vejlængden i luft for to isotoper (Polonium: ^{210}Po (5,3 MeV), Radium C': ^{214}Po (7,7 MeV)). Ved en parallelforskydning ses det at de sidste 4 cm for Radium C' er sammenfaldende med kurven for Polonium.

Figur 2.3.4 (3)



Målinger af antallet af alpha-partikler der når en given afstand som funktion af afstanden, giver en kurve som vist i fig 2.3.5.

Figur 2.3.5 (4)



Y-aksen for den integrale kurve angiver antal af alpha-partikler, der når afstanden R eller længere. For den differentielle kurve angiver y-aksen antal af alpha-partikler der har rækkevidde mellem R og R + dR. Da der forekommer tilfældige fluktuationer i alpha-partiklernes rækkevidde (afhængig af hvor mange elektroner alpha-partiklen støder ind i, og hvordan), vil der, som vist på figuren, være en forskel på middelvejlængden og den extrapolerede vejlængde. Dette betegnes som "stragglings" (σ), og i forsøg 2 kan det iagttages som en udtyvring af fordelingen, der kan ses ved en forøgelse af halvværdibredden.

Forøgelsen af den halve halvværdibredde ($\Delta_s E$) p.g.a. foliets stoppeevne kan beregnes af $\Delta_s E = \sqrt{(\Delta E)^2 - (\Delta_d E)^2}$, hvor ΔE er den gennemsnitlige værdi fra fig. 2.3.3 (a, b og c), $\Delta_d E = 33,8$ keV (fra kap. 2.3.2) ved indsættelse fås $\Delta_s E = 22,7$ keV.

Det er eksperimentelt bestemt at alpha-partikler ved elektronstød (dvs. ved dannelse af ionpar i absorbereren) i middel har et energitab på 35 eV, under forudsætning af at alpha-partiklernes energi er så stor, at den ikke befinder sig på de sidste del af kurven (fig 2.3.4), hvor ioniseringen stiger kraftigt. Ved de lave alpha-partikel energier vil alpha-partiklen vekselvirke med hele atomare systemer, hvorfor middelværdien ikke gælder ved disse energier. Yderligere kan det bemærkes at 35 eV er stor sammenlignet med ioniseringsenergien, men det skyldes stødets karakter.

Fra fig. 2.3.2 og 2.3.3 fås det at alpha-partiklerne i middel bliver dæmpet ca. 100 keV af foliet. Antallet af ionpar (N) er således i middel ca. 2850, $\Delta_s E$ er givet ved $\Delta_s E = 35 \text{ eV} \cdot \sqrt{N}$ dvs. ca. 2 keV. Et bemærkelsesværdigt resultat da det afviger fra det aflæste resultat på 22,7 keV. Den eneste rimelige forklaring jeg er istand til at give er, at ved den grafiske analyse af forsøgsresultaterne er halvværdibredden behæftet med unøjagtighed p.g.a. det individuelle skøn over kurvens forløb, hvorimod fastlæggelsen af toppunktet er rimelig nøjagtig,

hvorfor resultatet på 2 keV må tillægges størst vægt.

Den relative usikkerhed $35\sqrt{N}/35N$ betegnes også ofte som straggling, men kan ikke sammenlignes med det førmtalte begreb p.gr.a. den kraftige stigning i ioniseringen ved lave alpha-partikel energier. Fælles for de to begreber er, at de beskriver den statistiske spredning i alpha-partikel energierne forårsaget af stød mellem alpha-partikler og elektroner. Ved indsættelse fås at den relative usikkerhed er på ca. 2%, Price (4) anføre at straggling målt ved rækkevidden i luft for en alpha-partikler med energier på 5 MeV er af størrelsesordenen 1%. På trods af at man ikke kan sammenligne begreberne og at absorbereren er henholdsvis guld og luft, peger dette resultat på at $\Delta_s E = 2$ keV er det mest rimelige resultat.

På baggrund af energitabet, der finder sted når foliet placeres i beamet, kan folietykkelsen bestemmes. Det er her vigtigt, at energitabet er lille (eller foliet er tyndt, om man vil) og alpha-partiklernes energi så stor, at energitabet gennem foliet kan betragtes som lineært jvfr. fig 2.3.4. Tabelværdier (5) giver følgende dæmpninger pr. mg Au pr cm^2 .

5,0033 MeV dæmpes 0.228 MeV pr. mg Au pr cm^2
6,4042 MeV dæmpes 0.204 MeV pr. mg Au pr cm^2

ved lineær interpolation fås de for forsøget specifikke størrelser.

- a) 5.155 MeV dæmpes 0.226 MeV/mg cm^{-2}
- b) 5.484 MeV dæmpes 0.220 MeV/mg cm^{-2}
- c) 5.806 MeV dæmpes 0.215 MeV/mg cm^{-2}

Ved en sammenligning af toppunkterne fra forsøg 1 og 2 fås energitabet for alpha-partiklerne fra de tre isotoper.

- a) dæmpes 0.101 MeV svarende til 0,447 mg Au/cm²
- b) dæmpes 0.105 MeV svarende til 0,477 mg Au/cm²
- c) dæmpes 0.096 MeV svarende til 0,447 mg Au/cm²

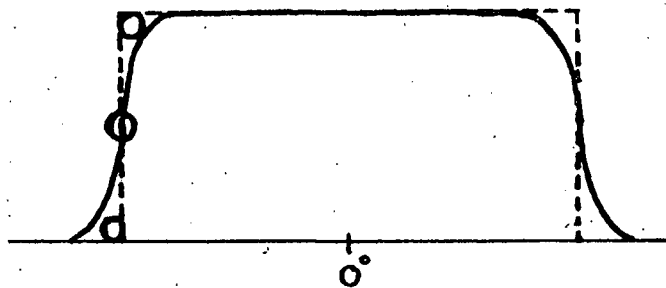
Den gennemsnitlige værdi for folietykkelsen fås heraf til:
 $t = 0,457 \text{ mg Au/cm}^2$.

2.4 Bestemmelse af beamets retning og bredde.

Omkring beamets formodede retning blev der foretaget en række tællinger til fastlæggelse af beamets centrum. Da denne var fastlagt blev antallet af alpha-partikler i 5 gange 10 s talt i 0°, 1°, 2°,, 5° til begge sider (forsøg 3), resultatet er afbildet i figur 2.4.1. Af figuren ses det at 0°-retningen ikke er helt præcis fastlagt, men da tolerancen er lille, var en præcisere indstilling ikke mulig.

Hvis man antog at beamet var homogent over blændeåbningen fra kilden, ville man ved måling med en uendelig tynd detektorblænde få en kurve, som den punkterede linie viser på fig. 2.4.2. Da detektorblænden har en udstrækning vil kurven forandre form, som vist med den optrukne linie, detektorblænden skal dog være mindre end beamets udstrækning.

Figur 2.4.2



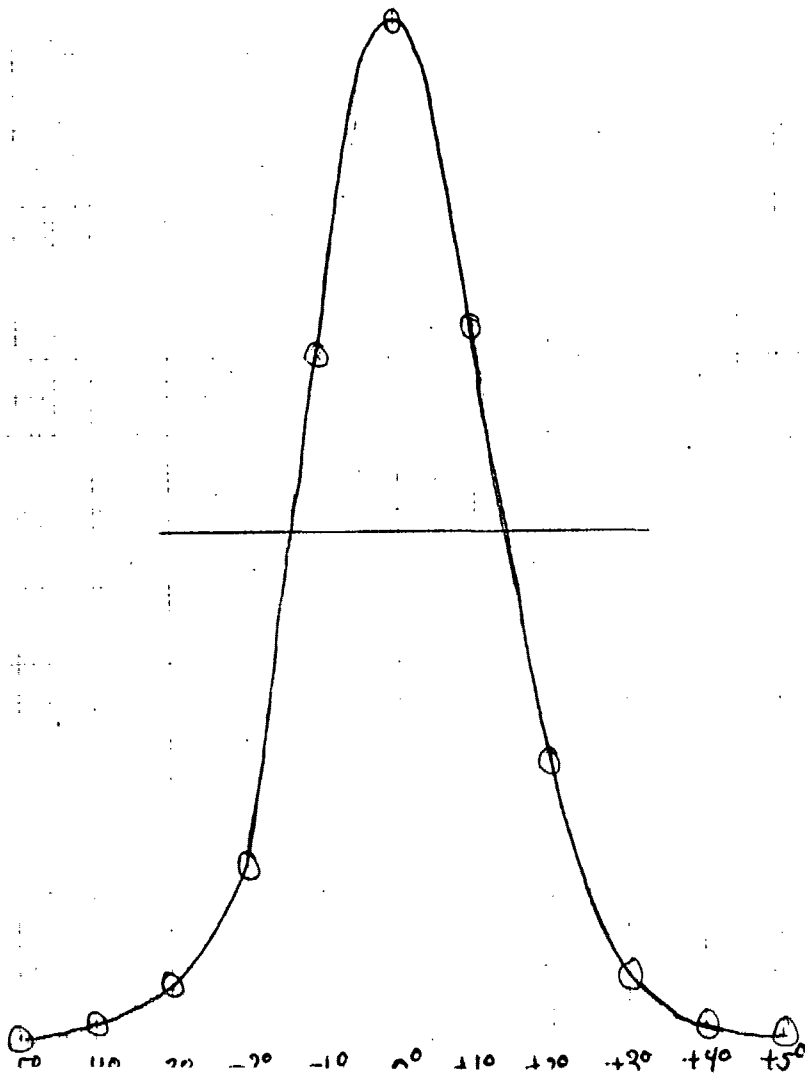
↑ antal alpha partikler pr. 10 sek.

Figur. 2.4.1

1500

1000

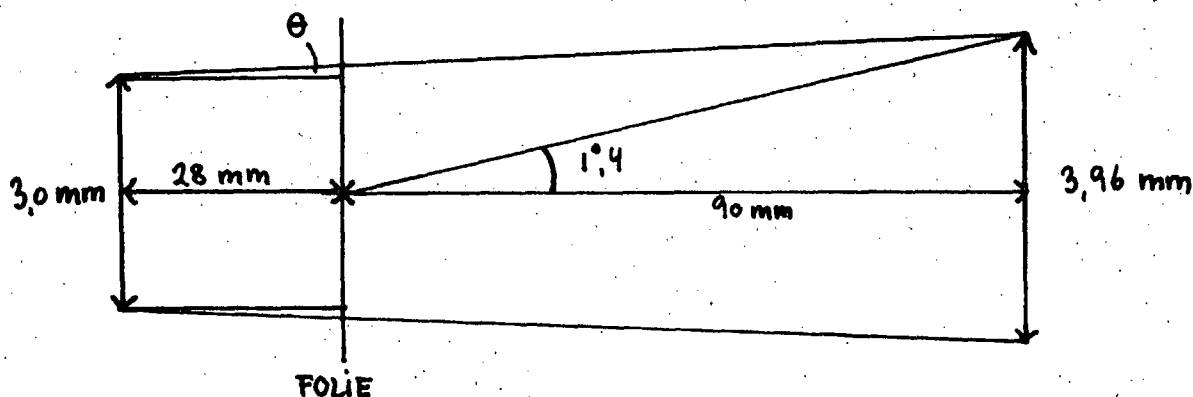
500



Af fig. 2.4.2 fremgår det at halvværdibredden for den uendelig tynde detektorblænde og den endelige er sammenfaldende, under forudsætning af, at den endelige detektorblænde er mindre end beamets udstrækning. På fig. 2.4.1 fås halvværdibredden ved $1,4^\circ$, forskellen mellem fig. 2.4.1 og 2.4.2 skyldes at beamet ikke er homogent, intensiteten er størst centralt i kildens blændearrangement.

På fig 2.4.3 er beamets bredde angivet udfra opstillingens geometri.

Figur 2.4.3



Ved foliet er beamets bredde således 3,23 mm, foliet var ikke placeret i beamet under forsøget, men er vist for at angive kammerets centrum. Vinklen θ kan udregnes til $0,26^\circ$, dette resultat bruges senere i kap. 2.5.4.

Hvis man gik udfra, at alpha-kilden var punktformig og central placeret iforhold til blændearrangementet, ville ovennævnte måleresultater være forårsaget af en kilde i afstanden 370 mm. Fra fig 2.1.2 fremgår det at afstanden er ca. 304 mm, vinklen på $0,26^\circ$ er således et rimeligt udtryk for beamets spredning.

2.5 Eftervisning af csc^4 afhængigheden.

I tabel 2.5.1 er "råresultaterne" for de enkelte forsøg opstillet, resultaterne er summeret over 20 kanaler. I forsøg 13, 18 og 19 ses det at pulser fra forstærkersystemet (støj) forekommer, ved forsøgene med lille talletal og måling over lange tidsrum, er det nødvendigt at korrigere for støjen. Middelkorrektionen er på $3,1 \cdot 10^{-5}$ tællinger pr. sek, N_{kor} betegner den korrigerede størrelse. Endelig er den relative usikkerhed angivet i %.

Forsøg 14 (vinkel på 30°) er lavet for at kunne sammenligne forsøgene i rækken, selvom der anvendtes forskellige typer blændere foran detektoren, nemlig henholdsvis cirkulær og spalteformet. Arealet af blænden i forsøg 14 er $(4,5) \cdot \pi \text{ mm}^2$ og i forsøg 7 $3 \times 8 \text{ mm}^2$, forholdet $A_{14}/A_7 = 2,651$ og $N_{14}/N_7 = 2,658$, resultaterne af forsøgene kan således sammenlignes under hensyntagen til arealforholdet.

Fig 2.5.1 og 2.5.2 er grafiske afbildninger af forsøg 12 og 11, hvor talletallet er angivet som funktion af energierne, toppunkt og ΔE er anført på figurene - begge forsøg er i fremadgående retning henholdsvis uden og med folie placeret i beamet. I tabel 2.5.2 er toppunkt og ΔE for det øvrige forsøg opstillet efter samme metode.

Tabel 2.5.1

kanal nr.	forsøgsnummer															
	12	11	10	9	8	4	7	5	6	13	14	16	17	15	18	19
1700-1720	73	86	3	1	2	0	0	0	0	0	0	1	0	0		
1720-1740	64	73	1	2	5	2	0	0	0	0	2	0	0	0		
1740-1760	74	115	4	2	4	2	3	5	0	0	0	0	0	0		1
1760-1780	95	101	4	0	5	1	1	0	2	0	3	0	1	1		
1780-1800	117	134	5	3	1	1	0	0	0	0	1	0	0	1		
1800-1820	120	150	2	3	8	1	2	1	0	0	2	1	0	0		
1820-1840	123	218	5	1	5	2	3	1	0	0	1	1	0	1		
1840-1860	168	218	4	3	4	6	2	3	1	1	1	1	1	1		
1860-1880	183	243	3	5	8	2	7	2	1	1	0	1	0	0		
1880-1900	212	279	3	5	6	3	3	3	0	0	3	0	0	2		1
1900-1920	214	360	7	5	13	4	4	3	2	1	1	0	3	2		
1920-1940	267	378	7	4	9	4	6	3	4	6	6	0	0	3		1
1940-1960	343	477	8	7	12	5	8	3	0	0	3	1	1	2	1	
1960-1980	384	550	10	4	15	1	9	1	2	2	7	0	2	3		
1980-2000	430	643	5	8	14	2	13	1	1	1	6	1	1	2		
2000-2020	519	792	10	14	12	10	13	3	3	1	5	2	2	0		2
2020-2040	574	959	11	15	24	12	15	6	2	2	9	3	1	1		
2040-2060	707	1069	13	12	20	14	17	7	2	2	8	2	3	3		
2060-2080	826	1334	17	23	29	15	17	4	6	6	7	3	3	5		
2080-2100	1011	1588	14	23	24	15	23	5	7	17	17	6	4	6		
2100-2120	1183	1817	17	16	48	11	14	10	3	7	7	7	4	1		
2120-2140	1363	2134	27	15	35	16	24	8	6	11	11	5	1	4		
2140-2160	1756	2497	30	28	43	24	38	11	11	15	15	4	10	2		
2160-2180	2013	2927	29	38	57	20	23	17	9	17	17	9	5	7		
2180-2200	2374	3418	32	37	68	16	36	23	11	23	23	9	3	5		
2200-2220	2745	3968	46	41	60	27	46	17	15	21	21	8	4	8		
2220-2240	3314	4564	47	52	75	28	49	21	16	21	28	6	7	5	1	
2240-2260	3790	5269	53	48	77	33	53	23	15	1	28	18	7	8		1
2260-2280	4380	5867	70	60	102	24	54	26	11	33	33	9	7	6		
2280-2300	5142	6173	59	62	93	38	58	26	11	23	23	12	9	5		
2300-2320	5960	6878	64	82	100	35	56	27	15	36	36	17	7	1		
2320-2340	6744	7249	59	67	134	41	61	25	17	23	23	10	5	4		
2340-2360	7126	7692	74	60	89	48	76	25	18	32	32	10	2	0		
2360-2380	8063	7781	81	71	113	36	45	32	19	34	34	12	1	3		
2380-2400	8045	7678	79	53	104	38	60	18	14	38	38	10	3	2		
2400-2420	8677	7423	65	75	117	32	53	20	10	38	38	6	1	1		
2420-2440	8936	6668	70	70	103	39	53	14	8	24	24	6	2	0		
2440-2460	9034	5935	53	66	81	25	46	18	3	20	20	1	1	0		1
2460-2480	8462	4927	51	38	64	22	48	15	7	10	10	1	0	0		
2480-2500	7793	3704	40	32	48	11	25	13	2	11	11	1	0	0		
2500-2520	6802	2959	31	30	39	18	23	6	3	10	10	0	0	0		
2520-2540	5735	2133	26	12	34	9	12	4	2	9	9	2	2	0		1
2540-2560	4515	1456	16	18	10	3	13	3	0	3	3	0	0	1		
2560-2580	3294	847	7	12	17	3	7	1	0	4	4	0	0	0		
2580-2600	2342	560	4	3	7	4	3	1	0	2	2	0	0	0	1	1
2600-2620	1572	293	1	4	4	3	2	0	0	0	0	0	0	0		
2620-2640	1000	151	1	0	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
2640-2660	579	66	0	2	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
2660-2680	392	27	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
2680-2700	140	10	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
2700-2720	65	6	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
2720-2740	34	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
2740-2760	15	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
2760-2780	3	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
2780-2800	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
Talletal	140258	122850	1268	1234	1948	7060	11160	4550	2590	2	575	186	101	97	3	9
Talletid i sek.	100	100	100	1000	7729	8000	63692	80000	90022	61412	12359	78829	97634	240172	157892	226959
Talling pr. s (N)	1403	1229	12.68	1.234	2.520	8.825	1.752	5.688	2.877	3.3 10 ⁻⁵	4.652	1.035	1.035	4.039	1.9 10 ⁻⁵	4.0 10 ⁻⁵
N _{kor}	1403	1229	12.68	1.234	10 ⁻¹	10 ⁻²	10 ⁻²	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻⁴	10 ⁻⁵	10 ⁻⁵
Relativ usikkerhed	0.27%	0.29%	2.81%	2.85%	2.27%	3.76%	2.99%	4.69%	6.21%		4.17%	7.33%	9.95%	10.15%		



antall
skollinger (100s)

Forsøgs nr. 12

Figur 2.5.1.

TOPPUNKT 2438

$\Delta E = 110$ Kanaler

$\Delta E = 199$ KeV

2548

000

000

000

75

150

225

375

525

675

825

1000

1200

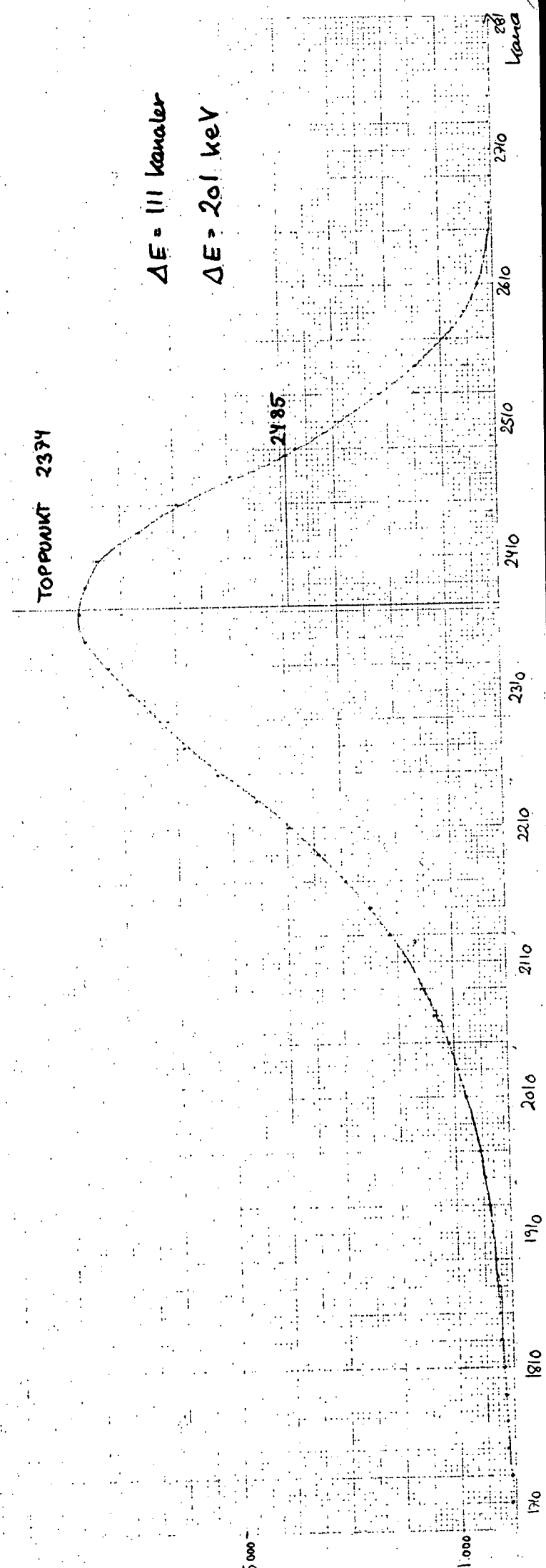
1400

1600

Anteil
Anzahl (1005)

Forsatz Nr 17

Fig. 2.5.2.



Tabel 2.5.2

forsøgs nummer (vinkel)	toppunkt (MeV)	ΔE (keV)
12 (0°)	4,30 MeV	199 keV
11 (0°)	4,18 MeV	201 keV
10 (5°)	4,18 MeV	224 keV
9 (10°)	4,15 MeV	228 keV
8 (15°)	4,16 MeV	239 keV
4 (20°)	4,16 MeV	217 keV
7 (30°)	4,15 MeV	246 keV
5 (40°)	4,09 MeV	239 keV
6 (50°)	4,06 MeV	228 keV
16 (70°)	4,05 MeV	228 keV
17 (90°)	4,01 MeV	217 keV
15 (120°)	3,89 MeV	221 keV

Som allerede omtalt er aflæsningen af de halve halvværdi-bredder behæftet med stor usikkerhed, ved små tælletal er denne endnu mere udtalt. Toppunkterne er tilgængæld relativ nøjagtige.

2.5.1 Diskussion af fig 2.5.1 og 2.5.2

Alpha-kilden (^{238}Pu) udsender alpha-partikler med en energi på 5,49 MeV, fra forsøg 12 ses det at alpha-partiklernes middelenergi er på 4,30 MeV, denne forskydning skyldes vinduet foran kilden og selve kildelagets tykkelse. Af fig 2.5.1 ses det ligeledes, at fordelingen er skæv med en markant hale mod de lavere energier, dette kan forklares ved, at partikler stammende fra den bagerste del af kilden, og som derfor har lavere energier, vil være mere udtværet og for det betragtede energiinterval gælder der, at energitabet pr. vejlængde er størst ved laveste energier. Til den videre bearbejdning

(bl.a. også tabel 2.5.2) har jeg valgt kurvens toppunkt til middelenergien og ΔE angiver den halve halvverdibredde, aflæst på højre side (mod de stigende energier) af toppunktet, da kurvens forløb her synes at repræsenterer en gauss fordeling.

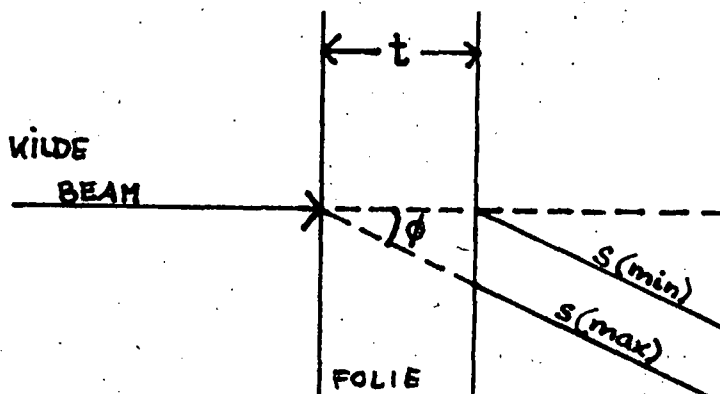
ΔE er for forsøg 12 (se fig 2.5.1) aflæst til 199 keV, dvs. $\Delta_k E$ (kilde) = $\sqrt{(\Delta E)^2 - (\Delta_d E)^2} = 196$ keV. Spredningen i halvverdibredden p.gr.a. foliet er tidligere (kap. 2.3.3) bestemt til 2 keV og vil således ikke give et bidrag til halvverdibredden i forsøg 11, hvor foliet var placeret i beamet. Forskellen mellem forsøg 12 og 11 er da også lille og indenfor usikkerheden i bestemmelsen af bredden.

Tabelværdier (5) giver at alpha-partikler med en energi på 4,30 MeV dæmpes 0,249 MeV pr mg Au pr cm^2 . Da $t = 0,457$ mg Au pr cm^2 kan dæmpningen mellem forsøg 12 og 11 udregnes til 114 keV, hvilket svarer godt overens med resultatet i tabel 2.5.2.

2.5.2 Vejlængden gennem foliet ved måling i forskellige vinkler.

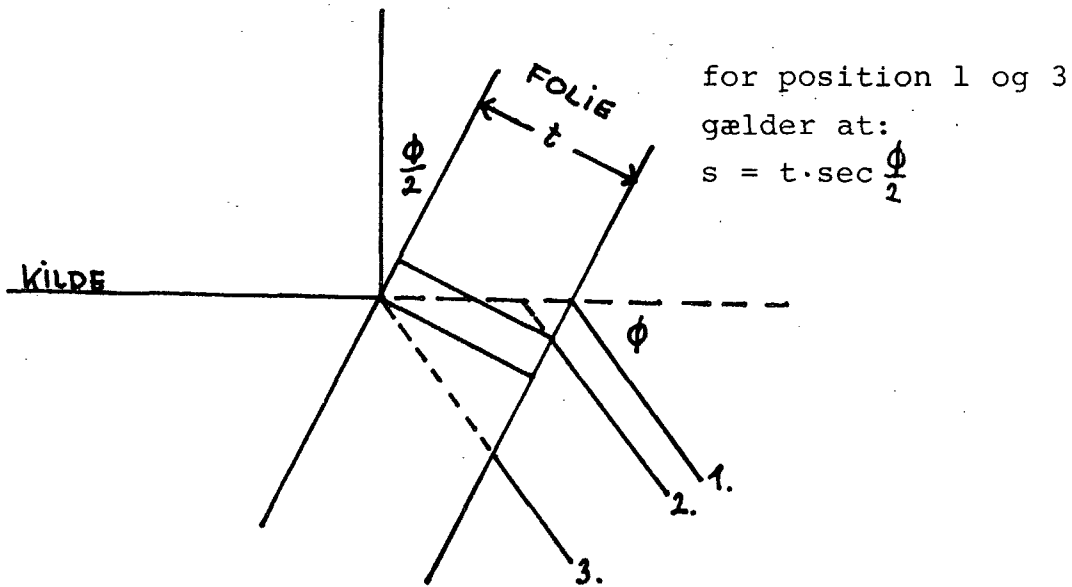
Folietykkelsen $t = 0,457$ mg Au pr cm^2 . Ved målinger i små vinkler (fra 15° eller mindre) har foliet været placeret vinkelret på beamet. Den maksimale vejlængde er da $t \cdot \sec \phi$ (se fig 2.5.3), og den korteste vejlængde er $s = t$. Middelvejlængden er da givet ved $s = \frac{1}{2}t \cdot (1 + \sec \phi)$.

Figur 2.5.3

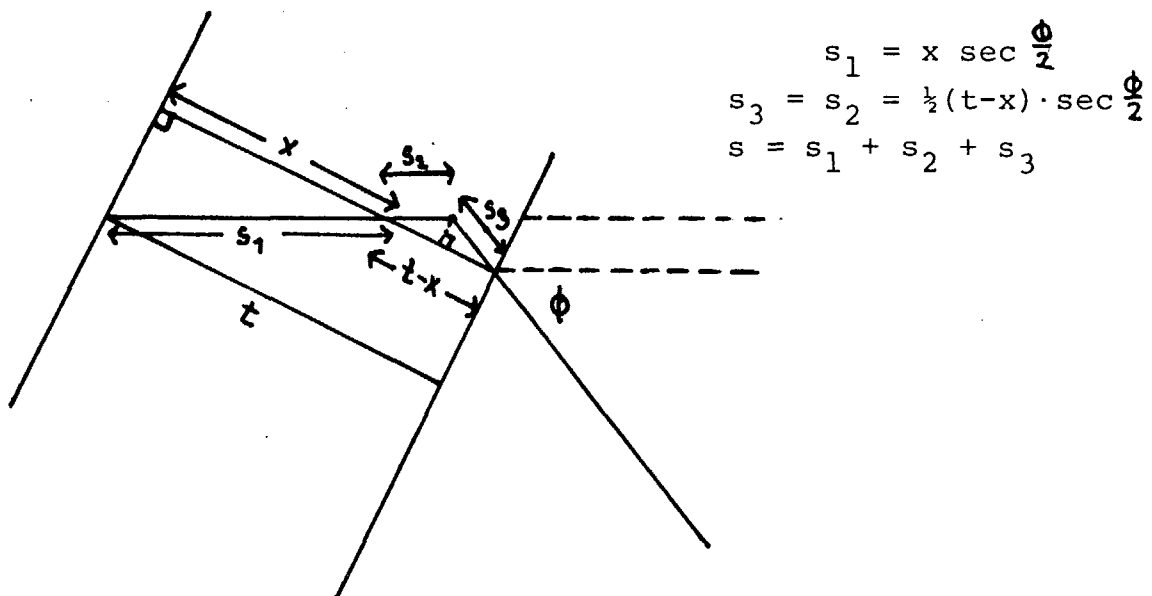


Ved vinkler større end 15° er foliet placeret i en vinkel på $\frac{\phi}{2}$, s er da uafhængigt af hvor i foliet spredningen finder sted givet ved $s = t \cdot \sec \frac{\phi}{2}$, jvfr. fig 2.5.4 og 2.5.4a

Figur 2.5.4

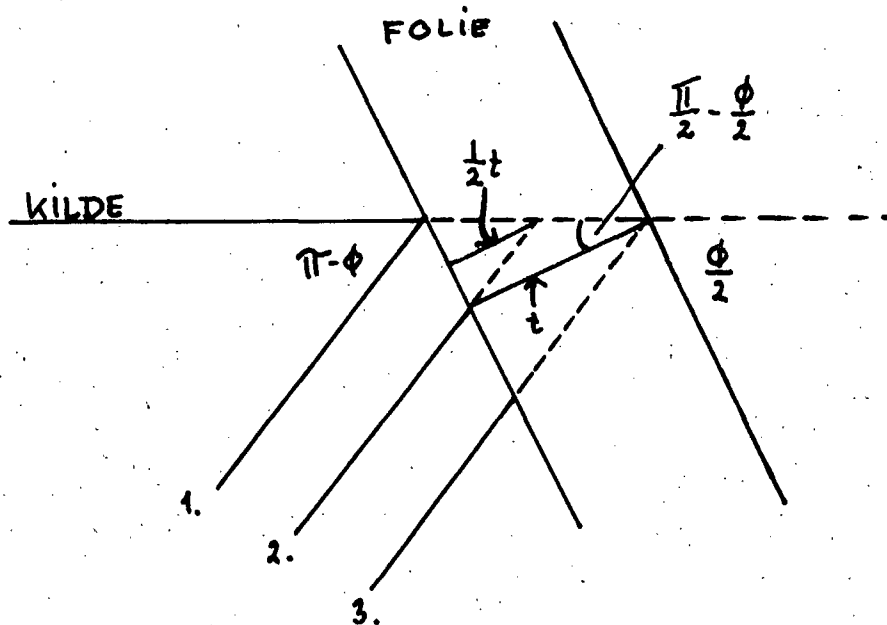


Figur 2.5.4a (detaljeret skitse af position 2 fra fig 2.5.4)



Ved vinkler større end 90° måles spredningen ved refleksion (igen for at minimalisere vejlængden). Ved refleksion sættes foliet ligeledes i den halve vinkel, men drejet "modsat", som vist på fig 2.5.5. Middelvejlængden er givet ved $s = t \cdot \csc \frac{\phi}{2}$.

Figur 2.5.5



1. $s = 0$

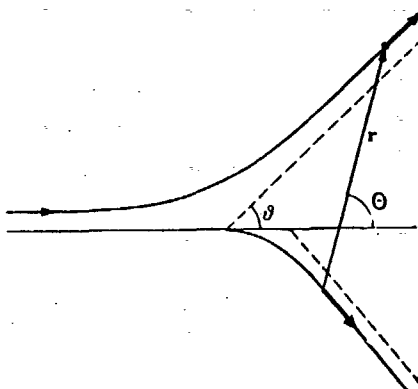
2. $\frac{1}{2}s = \frac{1}{2}t \sec \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\phi}{2} \right) \Rightarrow s = t \csc \frac{\phi}{2}$

3. $\frac{1}{2}s = t \sec \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\phi}{2} \right) \Rightarrow s = 2t \csc \frac{\phi}{2}$

2.5.3 Korrektion af vinklen.

I behandlingen i kap. 1 var det forudsat, at Au-kernen er et fikseret punkt, d.v.s. ingen overførelse af kinetisk energi fra alpha-partikel til Au-kerne. I praksis vil der være tale om en energioverførelse. Som vist på fig. 2.5.6 får det betydning for spredningsvinklen; på figuren er v spredningsvinklen målt i laboratoriekoordinater, og θ er spredningsvinklen mellem alpha-partikel og Au-kerne i center of mass system (CM).

Figur 2.5.6



Ved en behandling af problemet som et to-partikel problem kan man udlede følgende sammenhæng mellem de to vinkler (7)

$$(2.4) \tan v = \frac{\sin\theta}{\cos\theta + \frac{m_1}{m_2}}$$

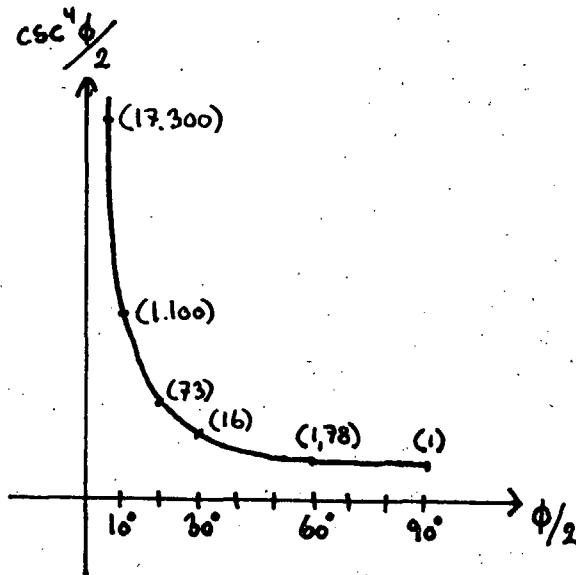
hvor m_1 og m_2 er henholdsvis alpha-partiklens og kernens masse.

I tabel 2.5.4 er korrektionen anført. For vinklerne 70° , 90° og 120° er der tale om skønsmæssige værdier, men da \csc^4 variationen er lille og usikkerheden på talletallene her er stor, er skønnet rimeligt nøjagtig.

Ved målinger i en given vinkel ϕ vil alpha-partikler være afbøjet i en vinkel på $\phi \pm \Delta\phi$, hvor $\Delta\phi$ er bestemt ved radius i detektorblenden og afstanden fra folie til detektor. For den spalteformede blænde på 3 mm x 8 mm og afstanden 61 mm er $\Delta\phi = 1,41^\circ$, for den cirkulære blænde $r = 4,5$ mm og samme afstand er $\Delta\phi = 4,22^\circ$. Sammenholdt med vinkelspredningen for beamet (kap. 2.4) på $\theta = 0,26^\circ$ fås: i forsøg 4-10 måles alpha-partikler spredt i en vinkel på $\phi \pm 1,67^\circ$, og i forsøg 15-17 i en vinkel på $\phi \pm 4,48^\circ$.

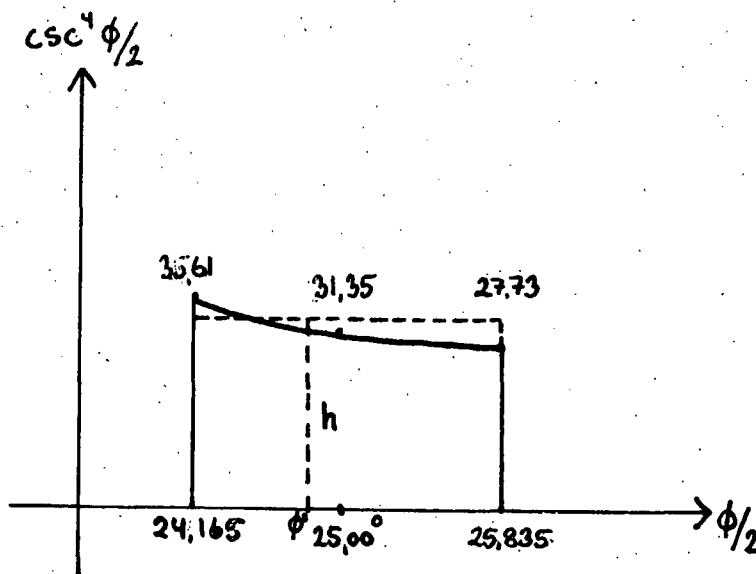
Da \csc^4 , især for små vinkler, varierer hurtigt, er det nødvendigt for de videre udregninger, at udtrykke den fundne vinkelkorrektion v.h.j.a. en middelvinkel.

Figur 2.5.7 Fortegnet skitse over $\csc^4 \phi/2$ ($0 < \phi/2 \leq \pi/2$)



Tællingerne henover detektoren varierer med $\csc^4 \phi/2$; ved en måling i f.eks. $\phi = 50^\circ$ (valgt p.gr.a. de behagelige tal) kan variationen af $(\phi \pm 1,67)/2$ afbildes.

Figur 2.5.8



Ved at integrere over intervallet $\phi \pm 1,67$ findes arealet under kurven. Da længden af vinkelintervallet udtrykt i radianer er $2 \cdot 1,67 \cdot \pi / 180$, kan dette areal repræsenteres ved et rektangel med arealet $2 \cdot 1,67 \cdot \pi / 180 \cdot \csc^4 \phi' / 2$. Den søgte midelvinkel er således ϕ' .

$$\int \csc^4 \phi / 2 \, d\phi = -2/3 \csc^2 \phi / 2 \cot \phi / 2 - 4/3 \cot \phi / 2$$

For $\phi = 50^\circ$ fås følgende

$$\left[2/3 \csc^2 \phi / 2 \cot \phi / 2 + 4/3 \cot \phi / 2 \right]_{51,67}^{48,33} = 1,8336$$

$$h = 1,8336 \cdot 180 / 2 \cdot 1,67 \cdot \pi = 31,4545$$

$$\sin \phi' / 2 = \sqrt[4]{1/31,4545} \quad \text{og} \quad \phi' = 49,95^\circ$$

En forudsætning for regningen er, at detektorblænden er rektangulær, således at tællingerne i $d\phi$ er repræsenteret ved lige store arealer over detektoren. Detektorblænden for vinkler større end 50° er cirkulær med $r = 4,5$ mm, hvorfor metoden ikke kan bruges direkte.

Hvis man for vinkler større end 50° forudsatte, at detektorblænden var rektangulær med en vertikalbredde på 9 mm, ville det betyde, at $\frac{(\csc^4 \phi' / 2 - \csc^4 \phi / 2) \cdot 100}{\csc^4 \phi / 2} \%$ er mindre end 0,62%, når blænden er cirkulær vil denne afvigelse blive mindre endnu. I forhold til den relative usikkerhed på talletallet, som for disse forsøg er af størrelsesordenen 7 - 10%, er denne faktor altså af mindre betydning.

Tabel 2.5.3 Korrektion af spredningsvinklen.

måling i $\phi \pm 1,67$	Laboratoriekoordinater	
	middelvinkel	
		spredningsvinkel i CM system.
5°	4,53°	4,62°
10°	9,77°	10,0°
15°	14,85°	15,2°
20°	19,88°	20,3°
30°	29,92°	30,5°
40°	39,94°	40,6°
50°	49,95°	50,8°
70°		71°
90°		91°
120°		121°

2.5.4 Energitaab ved coulombspredningen på Au-kernerne.

Spredning af alpha-partikler p.gr.a. Au-kernens elektriske felt er et elastisk stød, dvs impuls- og energibevarelse. Energien som alphapartiklerne har efter stødet (E_u) kan beregnes efter nedenstående formel, hvor ϕ er spredningsvinklen (8).

$$(2.5) \quad E_u = E_{kor} \left(1 - \frac{m(1-\cos\phi)}{M+m} + \frac{m^2 \sin^2\phi}{2M(M+m)} \right)^2$$

E_{kor} betegner alpha-partiklernes energi i stødøjeblikket. Alpha-partiklernes energi ved foliet er i middel 4,30 MeV; fås fra tabel 2.5.2, hvor 4.30 MeV er toppunktet for fordelingen uden folie (forsøg 12). Da spredningen finder sted forskellige steder i foliet, vil alpha-partiklerne være bremset ulige meget p.gr.a. elektronstød; dette kan der korrigeres for, ved at antage, at alpha-partiklerne i middel spredes i foliets midte, dvs. s/2. Udfra vejlængden (s) ved forskellige vinkler (se kap 2.5.2) og tabelværdier for dæmpning af alpha-partikler (se kap 2.5.1) kan E_{kor} udregnes.

Tabel 2.5.4

vinkel	E_{kor}
$0^{\circ} - 50^{\circ}$	4,24 MeV
70°	4,23 MeV
90°	4,22 MeV
120°	4,23 MeV

Udfra (2.5) kan energitabet ($E_{kor} - E_u$) beregnes, energitabet p.gr.a. elektronstød (E_e) beregnes - analogt til udregningen af E_{kor} . Summen af de beregnede energitab er i tabel 2.5.5 sammenlignet med de målte energitab. De målte energitab fås fra tabel 2.5.2, som forskydningen af toppunktet fra forsøg 12 (uden folie) og den aktuelle vinkel.

Tabel 2.5.5 Energitab målt i MeV.

ϕ	$E_{kor} - E_u$	E_e	$E_{kor} - E_u + E_e$	målte værdier
0°	0	0.11	0.11	0.12
5°	0.00	0.11	0.11	0.12
10°	0.00	0.11	0.11	0.15
15°	0.01	0.12	0.13	0.14
20°	0.01	0.11	0.12	0.14
30°	0.02	0.12	0.14	0.15
40°	0.04	0.12	0.16	0.21
50°	0.06	0.13	0.19	0.24
70°	0.11	0.14	0.25	0.25
90°	0.17	0.16	0.33	0.29
120°	0.25	0.13	0.38	0.41

2.5.5 $\text{csc}^4 \phi/2$ afhængigheden.

I kapitel 1 fandtes udtrykket for antallet af alpha-partikler spredt i en given vinkel, nemlig givet ved:

$$\frac{dN}{d\Omega} = -\frac{1}{4} Nnt \left(\frac{k}{mv_0^2} \right)^2 \text{csc}^4 \frac{1}{2} \phi$$

N betegner antallet af indkomne alpha-partikler på foliet, udfra de foretagne målinger har det ikke været mulig at udregne denne størrelse. N skulle have været eksperimentelt bestemt v.h.j.a. en detektor, der dækkede hele beamets udstrækning. En relativ bestemmelse er dog mulig, idet N er konstant, ligeledes er n konstant, t (eller rettere s) varierer som beskrevet i kap. 2.5.2. Udtrykket $(k/mv_0^2)^2$ er også en variabel, men p.gr.a. den lille variation i middelennergierne sættes udtrykket her lig en konstant. Rumvinklen varierer kun med detektorblenden, idet afstanden fra folie til detektor har været konstant; idet arealet for forsøg 4-10 sættes som enhedsareal, fås rumvinklen for forsøg 15-17, ved at tage hensyn til arealforholdet (1:2,651). I tabel 2.5.6 er forholdet $(\text{csc}^4 \phi/2)/dN$ opregnet for de forskellige vinkler, teoretisk skal dette forhold være en konstant.

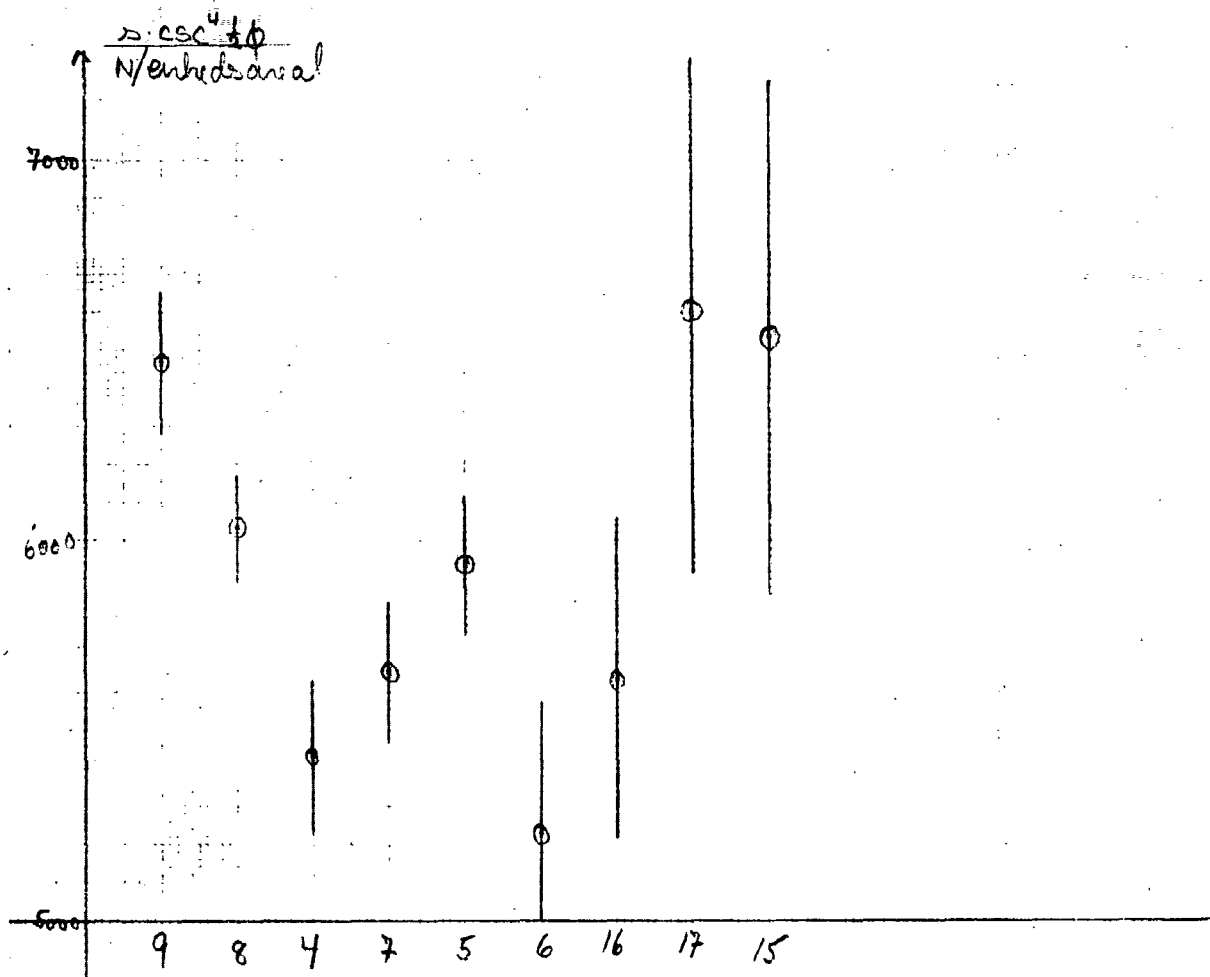
Tabel 2.5.6

forsøg nr.	ϕ	s	N/enhedsar.	$\frac{s \cdot \text{csc}^4 \phi/2}{N/\text{enhedsar.}}$
10	4,62	0,458	12,68	13685
9	10,0	0,461	1,234	6474
8	15,2	0,465	2,520 10^{-1}	6031
4	20,3	0,461	8,825 10^{-2}	5416
7	30,5	0,473	1,749 10^{-2}	5650
5	40,6	0,486	5,657 10^{-3}	5930
6	50,8	0,504	2,846 10^{-3}	5232
16	71	0,558	8,710 10^{-4}	5634
17	91	0,646	3,787 10^{-4}	6591
15	121	0,528	1,407 10^{-4}	6540

På fig 2.5.9 er forholdet mellem $\frac{s \cdot \csc^4 \phi / 2}{N/\text{enhedsareal}}$ vist,

usikkerheden på talletallene er angivet ved en lodret linie, som er de værdier forholdet spænder over når usikkerheden kvantificeres.

Figur 2.5.9



På fig 2.5.9 er usikkerheden på den manuelle indstilling af vinklen ikke medregnet. På spredningskammeret er det formålstjenligt at have en præcisere indstilling af vinklen, hvis en mere præcis eftervisning af \csc^4 afhængigheden skal gennemføres, dette har især betydning ved små vinkler. Grunden til den store afvigelse i forsøg 10 må da også søges i dette forhold, indsættes værdien $5,6^\circ$ vil værdien i tabellen blive 6343, og en afvigelse på 1° udgør en femtedel af skalainddelingen på spredningskammeret.

3. De eksperimentelle forudsætninger for Rutherfords atommodel.

Intentionen med dette kapitel er ikke at beskrive udviklingen indenfor atomfysik omkring århundredeskiftet, hensigten er primært at give en beskrivelse af de eksperimentelle forudsætninger for Rutherfords atommodel, hvorfor dele af atomfysikkens historie naturligt vil indgå. En detaljeret gennemgang af Thomsons og Rutherfords atommodeller og de eksperimentelle innovationer i begyndelsen af dette århundrede, er at finde hos Heilbron (1) og hele atomteoriens historie er behandlet af Kragh (2).

3.1 Rutherfords atommodel i 1911.

Som anført af Heilbron (3) kan man pege på, at der er to hovedgrunde til, at Rutherfords artikel i 1911 (4) blev succesrig, nemlig a) at både alpha- og beta partikler opfattes som punktformige partikler med masse og ladning, og, b) for at kunne forklare de eksperimentelle innovationer omkring alpha-partiklers spredning i store vinkler, antog Rutherford at spredningen skyldtes et enkelt stød mellem alpha-partikel og et enkelt atom, med en centralt placeret ladning med stor masse.

Diskussionen omkring spredningen forårsaget af et enkelt stød eller ved multipel spredning, er i hovedsagen en diskussion omkring Thomsons atommodel (5) versus Rutherfords. Uden at komme nærmere ind på denne diskussion, kan man bemærke, at Rutherford i 1911 ikke forsøger at opstille en atommodel, der skulle kunne forklare stofs natur, hans ærin-

de var at vise, at spredningen af alpha-partikler i store vinkler ikke kunne forklares udfra Thomsons atommodel dvs. ved multipel spredning, men kunne forklares udfra antagelsen om et enkelt stød.

Rutherford's bemærkninger i 1911 omkring atomets struktur er diffuse, f.eks. nævnes det ikke eksplicit om den centrale ladning er positiv eller negativ. Om den kompenserende ladning er arrangeret i en homogen sphere omkring den centrale ladning eller om der er tale om en planet model, nævnes som muligheder. Nedenfor bringes nogle klip af Rutherford's artikel fra 1911, til belysning af Rutherford's syn på atommet.

In comparing the theory outlined in this paper with the experimental results, it has been supposed that the atom consists of a central charge supposed concentrated at a point, and that the large single deflexions of the α and β particles are mainly due to their passage through the strong central field. The effect of the equal and opposite compensating charge supposed distributed uniformly throughout a sphere has been neglected. Some of the evidence in support of these assumptions will now be briefly considered. For concreteness, consider the passage of a high speed α particle through an atom having a positive central charge Ne , and surrounded by a compensating charge of N electrons. Remembering that the mass, momentum, and kinetic energy of the α particle are very large compared with the corresponding values for an electron in rapid motion, it does not seem possible from dynamic considerations that an α particle can be deflected through a large angle by a close approach to an electron, even if the latter be in rapid motion and constrained by strong electrical forces. It seems reasonable to suppose that the chance of single deflexions through a large angle due to this cause, if not zero, must be exceedingly small compared with that due to the central charge.

It is of interest to note that Nagaoka * has mathematically considered the properties of a "Saturnian" atom which he supposed to consist of a central attracting mass surrounded by rings of rotating electrons. He showed that such a system was stable if the attractive force was large. From the point of view considered in this paper, the chance of large deflexion would practically be unaltered, whether the atom is considered to be a disk or a sphere. It may be remarked that the approximate value found for the central charge of the atom of gold ($100 e$) is about that to be expected if the atom of gold consisted of 49 atoms of helium, each carrying a charge $2 e$. This may be only a coincidence, but it is certainly suggestive in view of the expulsion of helium atoms carrying two unit charges from radioactive matter.

The deductions from the theory so far considered are independent of the sign of the central charge, and it has not so far been found possible to obtain definite evidence to determine whether it be positive or negative. It may be possible to settle the question of sign by consideration of the difference of the laws of absorption of the β particle to be expected on the two hypotheses, for the effect of radiation in reducing the velocity of the β particle should be far more marked with a positive than with a negative centre. If the central charge be positive, it is easily seen that a positively charged mass if released from the centre of a heavy atom, would acquire a great velocity in moving through the electric field. It may be possible in this way to account for the high velocity of expulsion of α particles without supposing that they are initially in rapid motion within the atom.

(7)

Til forskel fra Thomson kan man sige, at en af Rutherfords fortjenester bestod i, at han ikke konkluderede mere end der var eksperimentelt belæg for, og samtidig kan man pege på, at det var nødvendigt, at anlægge et nyt teoretisk syn, for at kunne forklare alpha-partiklernes spredning i store vinkler, idet Thomsons model her var utilstrækkelig.

Rutherfords artikel i 1911 gav ikke anledning til nogen diskussion af betydning blandt fysikere (8), først med Niels Bohrs teori i 1913 (9), som bl.a. byggede på Rutherfords resultater, blev denne side af Rutherfords arbejde anerkendt. Der er da også væsentlig forskel på Rutherfords atommodel

og Bohrs; hvor Rutherford primært søger en forklaring på nogle eksperimentelle erfaringer, går Bohr det skridt videre, at han søger en forklaring på stofs natur og herunder inddrager en lang række eksperimentelle erfaringer. Kravet om stabilitet i modelkonstruktionen bliver således af afgørende betydning, imodsætning til Rutherford, der kunne tillade sig at udtale sig hypotetisk om f.eks. elektronernes placering i atomet .

3.2 Alpha-partiklens natur.

Fra 1896 og i løbet af det første tiår af 1900 blev der, hovedsagligt i Frankrig og England, gjort mange bestræbelser på at forklare radioaktivitet, eller mere præcist afdække alpha- og beta-partiklens natur. I første omgang troede man, der var tale om røntgenstråler, men allerede samme år aktiviteten opdages (1896 af Henri Becquerel) blev denne antagelse forladt. Becquerel fandt i 1896 at strålingen fra uran blev absorberet ulige, i 1898 navngav Rutherford (9) de to slags stråling, idet han fandt ud af, at strålingen var en blanding af to homogene komponenter, hvor den ene blev lettere absorberet og forårsagede større ionisering (alpha-stråling) end den anden (beta-stråling).

Ved hjælp af målingen af den specifikke ladning (d.v.s. måling af forholdet mellem ladning og masse) fandt man omkring 1902 ud af, at beta-stråling var ekstremt hurtig katode-stråling, d.v.s. en elektron med stor hastighed. Denne erkendelse var almindeligt accepteret omkring 1902-03.

I 1903 lykkedes det for Rutherford (10) ved hjælp af en kraftig kilde og et kombineret elektrisk og magnetisk felt at bestemme alpha-strålingens specifikke ladning og de sidste analogier til røntgenstråling blev forladt. Problemet med at bestemme den specifikke ladning var væsentligst knyttet til magnetfeltets styrke. Først omkring 1908 var det endelig fastslået at alpha-partiklen var et dobbelt ioniseret helium atom (11).

Et andet problem var, hvorledes alpha-partiklen bliver absorberet ved passage gennem luft eller andet stof. I 1904 lykkedes det for Bragg (12) at vise, at alpha-partiklen fra radium (^{226}Ra) bestod af fire grupper af alpha-partikler, som hver for sig havde samme hastighed (her er tale om henfaldet: $^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po} \rightarrow ^{214}\text{Bi}$) og allerede fra omkring århundredskiftet vidste man, at ioniseringen af absorbereren voksede med afstanden, d.v.s. de i fig. 2.3.4 viste forløb.

De lidt mere uformelle overvejelser omkring alpha- og beta-partiklen vises i nedenstående klip, som er et uddrag af et brev fra Bragg til Thomsom (d. 10/8 1904) (13)

There are, as you know, remarkable differences in the absorption phenomena of α and β rays, although in so many ways the two sorts of rays resemble each other. The essential difference is, no doubt, that the α rays are atoms and the β electrons; but, to go a step further, the more direct cause of the dissimilarity in the absorption effects is that the β rays are liable to deflection through collision (or encounter) and the α rays are not. That, at least, is the way I have been always accustomed to explain the matter, and I wrote a paper on the subject for the Science Association meeting at Dunedin last January. I must not go into the question at length; and I expect you already know all about it. But I will just say that it seems reasonable to suppose that since a single electron can penetrate hundreds of thousands of atoms with little risk of serious deflection, therefore an atom considered merely as an assemblage of electrons must also possess great penetrative power: also the accidental encounter of one of its own electrons, with an electron of the atom traversed may be a serious matter for either of the electrons, but can have very little effect on the motion of the atom. Thus it follows that the penetration of α particles must be proportional to the density of the matter traversed, that the radiation must be absolutely rectilinear and capable of casting sharp shadows on the other side of thin films, as BECQUEREL found, and that there must be no scattered α particles, as in the case of β radiation ...

The α rays are then absorbed, i.e. the α particles are pulled up simply by spending their energy on ionization. If they all start with the same velocity they must all go exactly the same distance.

Bemærkelsesværdigt er det, at Becquerel i 1900 (14) finder, at alpha-partikler ikke bliver spredt ved gennemtrængning af luft eller metaller. Denne konklusion skyldtes teknikken, der blev brugt til lokalisering af alpha-partiklerne. Becquerel brugte en lineær kilde til at fotografere en tynd tråd pærellel med kilden, og fandt at tråden kastede skarpe skygger på en fotografisk plade både med og uden et aluminiumsfolie placeret mellem kilde og tråd. Som det bl.a. fremgår af ovenstående brev, blev denne konklusion tillagt en vis vægt.

I 1907 begyndte Rutherford at stille spørgsmålstejn ved Becquerels konklusion, det skete på baggrund af Rutherford's og Geiger's arbejde med at udvikle en teknik til tælling af alpha-partikler (15) (s.k. geigertæller), hvor netop spredningen af alpha-partikler på kildens glimmervindue og på gasmolekylerne i kammeret forårsagede store udsving i ioniseringen af detektoren.

En anden metode til tælling af alpha-partikler, nemlig scintillationsmetoden, blev samtidig afprøvet af Rutherford og Geiger, selvom dette ikke er en nødvendighed for de senere resultater, så frembyder scintillationsmetoden så mange fordele, at dens placering i historien må fremhæves.

I 1908 viste Geiger, at alpha-partikler bliver spredt i små vinkler ved passage gennem både gasser og metaller, den første undersøgelse af spredning af alpha-partikler i store vinkler blev udført af Marsden i 1909. Opstillingen er vist på fig. 3.2.1.

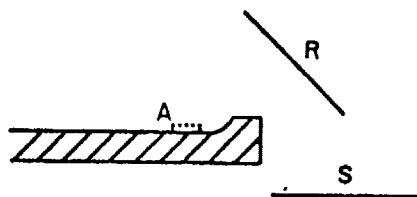


fig. 3.2.1.

Alpha-kilden er anbragt i A, og S er "detektoren". Marsden fik ingen tællingen før end et guld-folie blev placeret i R. Senere samme år fandt Geiger, at antallet af tællinger i forhold til antallet af alpha-partikler, der ramte guld-foliet var 1:8000. Således var vejen banet for Rutherford's artikel i 1911.

3.3 Det endelige eksperimentelle belæg for Rutherford's atom-model.

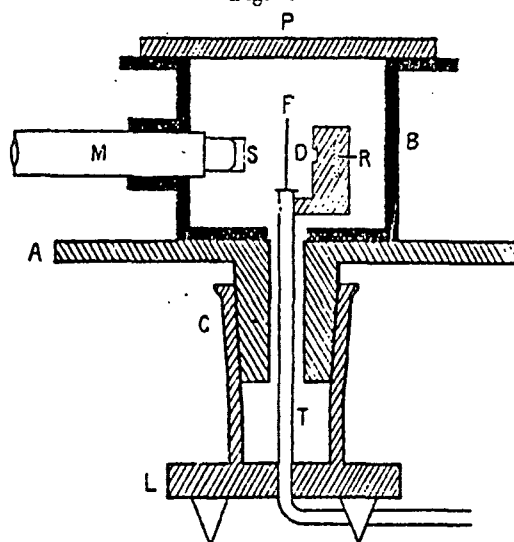
I Rutherford's artikel bliver nogle af Geiger's og Marsden's eksperimentelle resultater fremdraget som belæg for antagelsen om den centrale ladning. Samtidig giver Rutherford også forklaringen på nogle eksperimentelle resultater, publiceret af Crowther (17).

Som anført af Rutherford betragter han de eksperimentelle resultater som foreløbige, men alligevel altafgørende, og han skriver da også eksperimenter vil blive fortsat. De endelige resultater bliver publiceret af Geiger og Marsden i 1913 (18).

I artiklen bliver Rutherford's teori eftervist i forhold til de variable, der indgår (se lign. 1.13). I relation til problemstillingen i kapitel 2 skal jeg her kun referere variationen med spredningsvinklen. Figur 3.3.1 viser det anvendte spredningskammer, og beskrivelsen af spredningskammeret er også taget fra artiklen. Spredningskammeret her adskiller sig i princippet ikke fra det i kapitel 2 beskrevne spredningskammer.

The apparatus used is shown in fig. 1, and mainly consisted of a strong cylindrical metal box B, which contained the source of α particles R, the scattering foil F, and a microscope M to which the zinc-sulphide screen S was rigidly attached. The box was fastened down to a graduated circular platform A, which could be rotated by means of a conical airtight joint C. By rotating the platform the box and microscope moved with it, whilst the scattering foil and radiating source remained in position, being attached to the tube T, which was fastened to the standard L. The box B was closed by the ground-glass plate P, and could be exhausted through the tube T.

Fig. 1.



The source of α particles employed was similar to that used originally by Rutherford and Royds* in their experiments on the nature of the α particle. It consisted of a small thin-walled glass tube about 1 mm. in diameter, containing a large quantity of well purified radium emanation. The α particles emitted by the emanation and its active deposit could pass through the glass walls without much reduction of range. For these experiments the unhomogeneity of the source, due to the different α particles from the emanation, Ra A and Ra C, does not interfere with the application of the law of scattering with angle as deduced from the theory, as each group of α particles is scattered according to the same law.

I tabel 3.3.1 er resultaterne af to serier eksperimenter med henholdsvis sølv- og guld-folie opregnet.

Tabel 3.3.1.

TABLE II.
Variation of Scattering with Angle. (Collected results.)

I. Angle of deflexion, ϕ .	II. $\frac{1}{\sin^2 \phi/2}$	III. SILVER.		V. GOLD.	
		Number of scintil- lations, N.	$\frac{N}{\sin^2 \phi/2}$	Number of scintil- lations, N.	$\frac{N}{\sin^2 \phi/2}$
150	1.15	22.2	19.3	33.1	29.8
135	1.38	27.4	19.8	43.0	31.2
120	1.79	33.0	18.4	51.9	29.0
105	2.33	47.3	18.7	69.5	27.5
75	7.25	136	18.8	211	29.1
60	16.0	320	20.0	477	29.8
45	46.6	989	21.2	1435	30.8
37.5	93.7	1760	18.8	3300	35.3
30	223	5260	23.6	7800	35.0
22.5	690	20300	29.4	27300	39.6
15	3445	105400	30.6	132000	38.4
30	223	5.3	0.024	3.1	0.014
22.5	690	18.6	0.024	8.4	0.012
15	3445	93.0	0.027	48.2	0.014
10	17330	508	0.029	200	0.0115
7.5	54650	1710	0.031	607	0.011
5	276300	3320	0.012

I tabellen er indregnet korrektioner for at den radioaktive aktivitet aftager med tiden. Af praktiske grunde blev eksperimenterne udført, ved at starte med tællingerne i de store vinkler, og samtidig med at aktiviteten aftager kunne antallet af indkomne alpha-partikler reguleres ved hjælp af et bløndearrangement (D - på figuren), således at det var muligt at lokalisere de enkelte tællinger på skærmen.

Yderligere blev der korrigeret for naturlig effekt (hvilket vil sige tællinger på skærmen uden kilde, analogt til den s.k. støj i kap 2.5) og for at beamet havde en endelig udstrækning (analogt til kap. 2.5.4).

Disse resultater blev taget som belæg for $\csc^4 \phi/2$ afhængigheden og uden at gå ind i en nærmere analyse af disse resultater, må resultaterne i kap. 2.5.6 i et historisk perspektiv være fyldestgørende.

Noter: Tallene i parentes refererer til nr. i litteraturlisten.

Kapitel 2.

1. Price (16) p.3
2. Growther (6) p.174
3. ibid p.176
4. Price (16) p.6
5. Nuclear data tables (13) p.256
6. Ramage (17) p.56
7. Goldstein (10) p.86
8. Ramage (17) p.57

Kapitel 3.

1. Se litt.liste nr. 11
2. Se litt.liste nr. 12
3. Heilbron (11) p.248
4. Rutherford 1911 (15)
5. J.J. Thomson, professor ved Cavendish, havde fra før århundredeskiftet beskæftiget sig med atommodeller. I 1904 (se litt.liste nr.19) forestillede han sig atommet, som en homogen positiv ladet kugle, hvori et stort antal negative elektroner var spredt i bestemte konfigurationer.
6. Rutherford 1911 (15) p.686
7. ibid p.688
8. Heilbron (11) p.301 opregner reaktionerne til grovt sagt at være et par private velmenende breve
9. Rutherford, E: Uranium radiation and the electrical conduction produced by it, Collected papers vol 1 p.169-216.
10. Rutherford, E: The magnetic and electric deviation of the easily absorbed rays from radium, Collected papers vol 1 p.549-558.
11. Heilbron p.257
12. ibid p.256
13. ibid p.255
14. ibid p.254
15. Dette arbejde blev udført for at bestemme alpha-partiklernes ladning uafhængigt af deres masse.

16. Heilbron (11) p.264
17. Grotwther, J.A.: On the scattering of beta rays from uranium by matter, Proc.Roy.Soc. A80 (1907-08) p.186-206. Grotwthers resultater blev opfattet som den eksperimentelle basis for Thomsons atommodel. I almindelighed er det vigtigt, at nye teoretiske antagelser ikke blot forklare nye fænomenener men også velkendte; at kunne forklare Grotwthers resultater har utvivlsomt haft stor betydning for Rutherford's udformning af sin artikel i 1911.
18. Se litt.liste nr. 9.

Litteraturliste.

1. Alonso, M., E.J. Finn: Fundamental Universitu Physics, Addison-Wesley, bind 1,2 og 3.
2. Appleton, E.V.: The young Rutherford; Collected papers vol. 1 p. 15-25.
3. Beyer, R.T.: Foundations of nuclear physics, Dover publications, inc. 1949.
4. Bohr, N: On the constitution of atoms and molecules, Munksgaard, 1963.
5. The collected papers of lord Rutherford, George Allen and Unwin ltd. 1962.
6. Crowther, J.A.: Ions, electrons and ionozing radiations, Edward Arnold Ltd., 1959.
7. Eaton, T.W., D.Cheetman: A novel design of Rutherford scattering apparatus., Physics Education 8p.97-101 (1973).
8. Feather, N.:Rutherford at Manchester: an epoch in physics, Collected papers vol 2 p. 15-33.
9. Geiger, H., E.Marsden: The lawes of deflexion of alpha-particles through large angles, Phil.Mag. april 1913.
10. Goldstein, H.: Classical Mechanics, Addison-Wesley, 1959.
11. Heilbron, J.L.: The scattering of alpha and beta particles and Rutherfords atom, Archive for history of exact sciences vol 4, number 4, 1968, p. 247-307.
12. Kragh, H.: Atomteoriens historie/belyst ved kildekrifter, Gyldendal, 1973.
13. Northcliffe, L.C., R.F.Schilling: Range and stoppingpower tables for heavy ions - Nuclear data tables A7, p. 233-257.
14. Osgood, T.H.,H.S.Hirst: Rutherford and his alpha particles. march 1964.
15. Rutherford, E.: The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom, Phil.Mag. 21 (1911) p. 669-688.
16. Price, W.J.: Nuclear radiation detection, McGraw-Hill 1958.
17. Ramage, J.C., J.McKeown, K.W.D. Ledingham: A convincing demonstration of the Rutherford $\text{csc}^4(\theta/2)$ law, Am.Journ. of Phys. 43, 1975, p.51-58.
18. Symon, K.R.: Mechanics, Addison-Wesley 1970.
19. Thomson, J.J.: On the structure of atom Phil.Mag. 7, 1904, 237-265.

-
- 1/78 "TANKER OM EN PRAKSIS" - et matematikprojekt
Anne Jensen, Marianne Kesselhahn, Lena Lindenskov og Nicolai Lomholt.
Vejleder: Anders Madsen.
- 2/78 "OPTIMERING" - Menneskets forøgede beherskelsesmuligheder af natur og samfund.
Projektrapport af Tom J. Andersen, Tommy R. Andersen, Gert Kreinøe og
Peter H. Lassen. Vejleder: Bernhelm Booss
- 3/78 "Opgavesamling", breddekursus i fysik.
Lasse Rasmussen, Aage Bonde Kræmmer, Jens Højgaard Jensen.
- 4/78 "Tre essays" - om matematikundervisning, matematiklæreruddannelsen og
videnskabsrindalismen.
Mogens Niss.
- 5/78 "BIBLIOGRAFISK VEJLEDNING til studiet af DEN MODERNE FYSIKS HISTORIE"
Helge Kragh.
- 6/78 "Nogle artikler og debatindlæg om - læreruddannelse og undervisning i fysik,
og - de naturvidenskabelige fags situation efter studentéroprøret"
Karin Beyer, Jens Højgaard Jensen, Bent C. Jørgensen.
- 7/78 "Matematikens forhold til samfundsøkonomien"
B.V. Gnedenko.
- 8/78 "DYNAMIK OG DIAGRAMMER". Introduktion til energy-bond-graph formalismen.
Peder Voetmann Christiansen.
- 9/78 "OM PRAKSIS' INDFLYDELSE PÅ MATEMATIKKENS UDVIKLING"
Motiver til Kepler's: "Nova Stereometria Doliorum Vinariorum"
Projektrapport af Lasse Rasmussen.
Vejleder: Anders Madsen.
-
- 10/79 "TERMODYNAMIK I GYMNASIET"
Projektrapport af Jan Christensen og Jeanne Mortensen
Vejledere: Karin Beyer og Peder Voetmann Christiansen.
- 11/79 "STATISTISKE MATERIALER"
red. Jørgen Larsen.
- 12/79 "Lineære differentiaalligninger og differentiaalligningssystemer"
Mogens Brun Heefelt.
- 13/79 "CAVENDISH'S FORSØG I GYMNASIET". Projektrapport af Gert Kreinøe.
Vejleder: Albert Chr. Paulsen.
- 14/79 "Books about Mathematics: History, Philosophy, Education, Models, System
Theory, and Works of Reference etc. A Bibliography".
Else Høyrup.
- 15/79 "STRUKTUREL STABILITET OG KATASTROFER i systemer i og udenfor
termodynamisk ligevægt". Specialeopgave af Leif S. Striegler.
Vejleder: Peder Voetmann Christiansen.

- 16/79 "STATISTIK I KRÆFTFORSKNINGEN". Projektrapport af Michael Olsen og Jørn Jensen.
Vejleder: Jørgen Larsen.
- 17/79 "AT SPØRGE OG AT SVARE i fysikundervisningen"
Albert Christian Paulsen.
- 18/79 "MATHEMATICS AND THE REAL WORLD", Proceedings of an International Workshop, Roskilde
university centre (Denmark), 1978. Preprint.
Bernhelm Booss & Mogens Niss (eds.).
- 19/79 "GEOMETRI, SKOLE OG VIRKELIGHED".
Projektrapport af Tom J. Andersen, Tommy R. Andersen og Per H.H. Larsen.
Vejleder: Mogens Niss.
- 20/79 "STATISTISKE MODELLER TIL BESTEMMELSE AF SIKRE DOSER FOR CARCINOGENE STOFFER".
Projektrapport af Michael Olsen og Jørn Jensen.
Vejleder: Jørgen Larsen.
- 21/79 "KONTROL I GYMNASIET - FORMÅL OG KONSEKVENSER".
Projektrapport af Crilles Bacher, Per S. Jensen, Preben Jensen og Torben Nysteen.
- 22/79 "SEMIOTIK OG SYSTEMEGENSKABER (1)". 1-port lineært response og støj i fysikken.
Peder Voetmann Christiansen.
- 23/79 "ON THE HISTORY OF EARLY WAVE MECHANICS - with special emphasis on the role of
relativity".
Helge Kragh.
-
- 24a/80 "MATEMATIKOPFATTELSE HOS 2.G'ERE" 1. En analyse.
- 24b/80 "MATEMATIKOPFATTELSE HOS 2.G'ERE" 2. Interviewmateriale.
Projektrapport af Jan Christensen og Knud Lindhardt Rasmussen.
Vejleder: Mogens Niss.
- 25/80 "EKSAMENSOPGAVER" Dybdemodulet/fysik 1974-79.
- 26/80 "OM MATEMATISKE MODELLER". En projektrapport og to artikler.
Jens Højgaard Jensen m.fl.
- 27/80 "METHODOLOGY AND PHILOSOPHY OF SCIENCE IN PAUL DIRAC'S PHYSICS"
Helge Kragh.
- 28/80 "DIELEKTRISK RELAXATION - et forslag til en ny model bygget på væskernes visco-
elastiske egenskaber".
Projektrapport, speciale i fysik, af Gert Kreinøe.
Vejleder: Niels Boye Olsen.
- 29/80 "ODIN - undervisningsmateriale til et kursus i differentiailligningsmodeller"
Projektrapport af Tommy R. Andersen, Per H.H.Larsen og Peter H. Lassen.
Vejleder: Mogens Brun Heefelt.
- 30/80 "FUSIONSENERGIEN - - - ATOMSAMFUNDETS ENDESTATION".
Oluf Danielsen.
- 31/80 "VIDENSKABSTEORETISKE PROBLEMER VED UNDERVISNINGSSYSTEMER BASERET PÅ MÆNGDELERE"
Projektrapport af Troels Lange og Jørgen Karrebæk.
Vejleder: Stig Andur Pedersen.
- 32/80 "POLYMERE STOFFERS VISCOELASTISKE EGENSKABER - BELYST VED HJÆLP AF MEKANISKE IMPEDANS-
MÅLINGER OG MØSSBAUEREFFEKTMÅLINGER".
Projektrapport, speciale i fysik, af Crilles Bacher og Preben Jensen.
Vejledere: Niels Boye Olsen og Peder Voetmann Christiansen.

- 33/80 "KONSTITUERING AF FAG INDEN FOR TEKNISK-NATURVIDENSKABELIGE UDDANNELSER: I-II."
Arne Jakobsen.
- 34/80 "ENVIRONMENTAL IMPACT OF WIND ENERGY UTILIZATION". ENERGY SERIES NO.1.
Bent Sørensen.
- 35/80 "HISTORISKE STUDIER I DEN NYERE ATOMFYSIKS UDVIKLING".
Helge Kragh.
- 36/80 "HVAD ER MENINGEN MED MATEMATIKUNDERVISNINGEN ?" Fire artikler.
Mogens Niss.
- 37/80 "RENEWABLE ENERGY AND ENERGY STORAGE". ENERGY SERIES NO.2.
Bent Sørensen.
-

- 38/81 "TIL EN HISTORIETEORI OM NATURERKENDELSE, TEKNOLOGI OG SAMFUND"
Projektrapport af Erik Gade, Hans Hedal, Henrik Lau og Finn Physant.
Vejledere: Stig Andur Pedersen, Helge Kragh og Ib Thiersen.
- 39/81 "TIL KRITIKKEN AF VÆKSTØKONOMIEN"
Jens Højgaard Jensen.
- 40/81 "TELEKOMMUNIKATION I DANMARK - oplæg til en teknologivurdering".
Projektrapport af Arne Jørgensen, Bruno Petersen og Jan Vedde.
Vejleder: Per Nørgaard.
- 41/81 "PLANNING AND POLICY CONSIDERATIONS RELATED TO THE INTRODUCTION OF RENEWABLE
ENERGY SOURCES INTO ENERGY SUPPLY SYSTEMS". ENERGY SERIES NO.3.
Bent Sørensen.
- 42/81 "VIDENSKAB TEORI SAMFUND - En introduktion til materialistiske videnskabs-
opfattelser".
Helge Kragh og Stig Andur Pedersen.
- 43/81 1. "COMPARATIVE RISK ASSESSMENT OF TOTAL ENERGY SYSTEMS"
2. "ADVANTAGES AND DISADVANTAGES OF DECENTRALIZATION"
Bent Sørensen.

ISSN 0106-6242