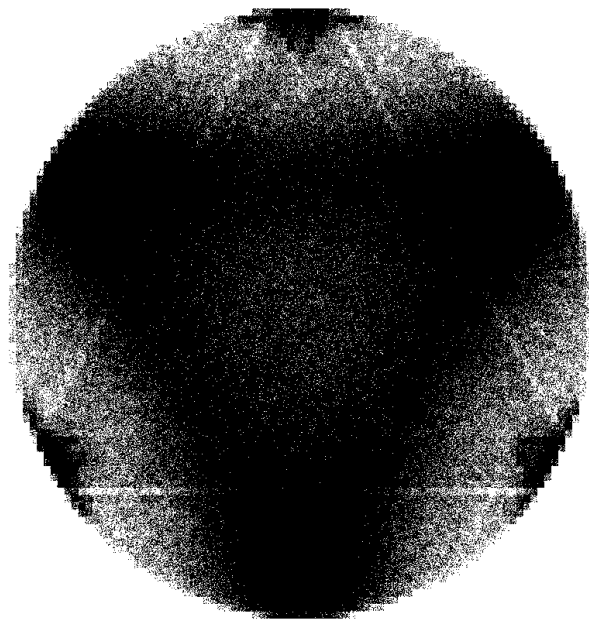


CARBON-12'S HENFALDSPROCESS

(THE DECAY PROCESS OF CARBON-12)



BACHELORPROJEKT I FYSIK
MICHAEL KULMBACK MUNCH
20103561

VEJLEDER: HANS FYNBO

1. JULI 2013

INSTITUT FOR FYSIK OG ASTRONOMI
AARHUS UNIVERSITET

Institut for Fysik og Astronomi
Aarhus Universitet
Ny Munkegade, Bygning 1520
DK-8000 Aarhus C
Danmark

FiXme Fatal: Not done © Michael Munch 2013
yet Forsidebilledet er et Dalitzplot.

Indhold

Indhold	i
1 Indledning	1
2 Opstilling	1
3 Det eksperimentelle arbejde	2
4 Kalibrering	2
4.1 Estimation af dødlagets tykkelse	3
4.2 Kalibreringsalgoritmen	4
5 Rutherford	4
6 Sekventielt henfald	4
6.1 Teoretisk baggrund	5
6.2 Data og databehandling	7
6.3 Konklusion	9
7 Dalitz plots	9
7.1 Teoretisk baggrund	9
8 Konklusion	10
Litteratur	11

Rettelser

Fatal: Not done yet	2
Fatal: Hvad er tykkelsen af foliet og backing?	1
Fatal: Detektorerne skal lige tegnes på det rette sted.	1
Fatal: Skal her være en reference til datablad eller lignende?	1
Fatal: Indfør detektornummerering!	1
Note: Overvej denne overskrift	4
Fatal: Indfør primære og sekundære henfald	5
Fatal: Sørg for at denne reference giver mening.	7
Fatal: Dette skal gennemtænkes.	8
Fatal: Tegn en dalitz trekant.	10
Fatal: Her skal findes kilder	10

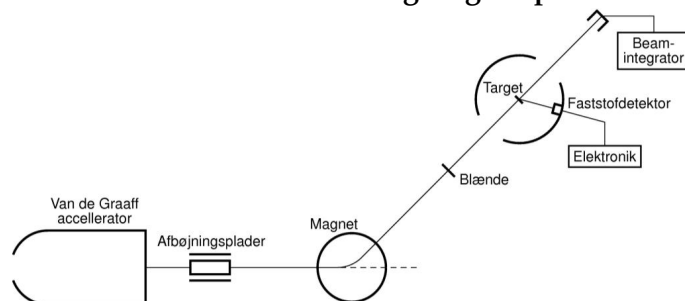
1 Indledning

2 Opstilling

En stråle af protoner accelereres op til den ønskede energi med en 5 MV Van de Graaff accelerator. Denne stråle afbøjes med en elektromagnet og sendes ind i strålelinien, hvor det først passerer gennem et hul i midten af den ene detektor, hvorefter en del af det vil kolliderer med et ^{11}B -target på kulstof bagbeklædning. Det resterende vil passere videre gennem strålelinien, hvor det igen vil passere gennem en detektor, for at ende i en Faradaybæger.

FiXme Fatal: Hvad er tykkelsen af foliet og backing?

FiXme Fatal: Detektorerne skal lige tegnes på det rette sted.



Figur 1: Skematisk tegning af opstillingen. Figuren er lånt fra [4].

Detektorsystemet består af to dobbelt siddet silicium strip detektorer (DS-SSD) af typen S3 fra Micron Semiconductors Limited. Disse fungerer på samme måde som almindelige faststofdetektorer, og en skematisk tegning af detektoren ses på figur 2. Fordelen ved disse detektorer er opdelingen af forsiden og bagsiden i et antal områder kaldet strips. Dermed er det muligt at bestemme et positionsfølsomt spektrum af partiklerne. Bagsiden er opdelt i 32 radiale sektorer. Forsiden er derimod opdelt i en række ringe, der hver er 886 μm tykke, adskilt af et 100 μm isolerende område.

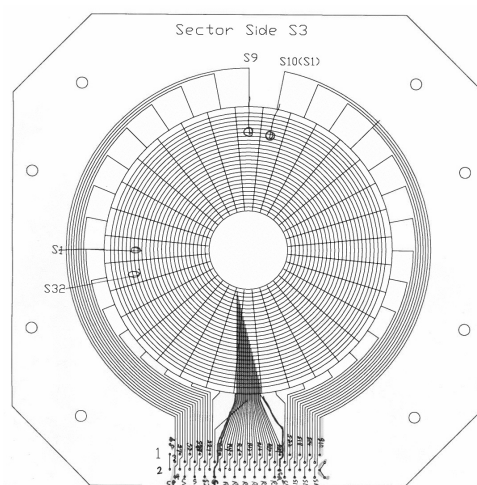
FiXme Fatal: Skal her være en reference til datablad eller lignende?

Den første detektor strålen passerer igennem vil blive omtalt som upstream, og den udspænder polarvinklerne, målt ifht. strålelinien, fra 141° til 165° . Den anden detektor benævnes med downstream og den udspænder fra 15° til 40° .

FiXme Fatal: Indfør detektornummerering!

På begge sider er der endvidere placeret to W1 DSSSD detektorer også fra Micron. Disse detektorer er firkantede og det aktive område måler $49.5\text{ mm} \times 49.5\text{ mm}$. De to sider er opdelt i 16 strips af 3000.0 μm adskilt af et 0.1 mm isolerende område. Stripsne på forsiden og bagsiden er placeret vinkelret i forhold til hinanden, hvormed disse detektorer også er positionsfølsomme i to dimensioner.

Detektorerne er forbundet til en forforstærker, der er placeret tæt ved for at undgå støj. Signalet fra disse er ført videre til en analog til digital konverter



Figur 2: Skematisk tegning af S3 detektoren, hvor de 24 ringe og 32 sektorer ses. Bemærk at ringene og sektorerne er placeret på hhv. forsiden og bagsiden af detektoren.

(ADK) som til sidst er ført til computeren. Endvidere blev signalerne fra S3'erne ført ind i et logisk kredsløb. Udgangssignalet fra denne blev brugt som triggersignal til ADK'erne. Det logiske kredsløb havde to indstillinger; OG og ELLER. Er den indstillet på OG, så skal der være signal i begge detektorer før der kommer et udgangssignal, hvor der ved ELLER kun skal være signal i den ene. Dette gør det muligt at grovsortere, således at de fleste Rutherfordspredte protoner ikke medtages i det endelige datasæt.

3 Det eksperimentelle arbejde

4 Kalibrering

For at kunne oversætte mellem udstyrets kanalnummer og en given energi skulle der foretages en kalibrering. Til dette formål blev der benyttet en kilde, der bestod af tre α -kilder: ^{241}Am , ^{239}Pu og ^{244}Cm .

Idet forstærkningen er indstillet forskelligt i de enkelte strips og sektorer, er det nødvendigt at kalibrere dem enkeltvis. Linierne er skarpt adskilte, derfor kan kalibreringen udføres ved at fitte lineært til deres centroid værdier.

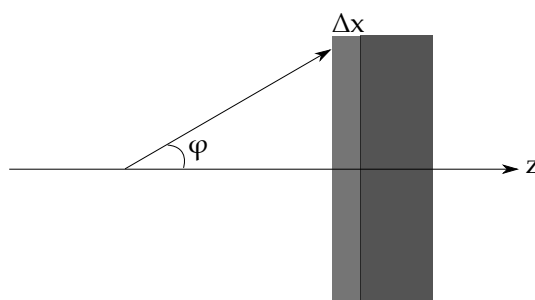
Det skulle dog vise sig ikke at være helt så nemt, idet detektoren havde et inaktivt område, der blot bremsede partiklen uden at registre energien. Dette dødlag havde en tykkelse Δx på et par mikrometer. Dette er illustreret på 3.

Det medfører, at partikler, der rammer længere ude på detektoren, vil miste mere energi end de, der rammer de inderste strips. De relevante størrelser

er den målte energi E_0 , energien før dødlaget E og vinklen ϕ mellem partiklens hastighed og detektorens normal. Ud fra nogle enkelte geometriske betragtninger kan et udtryk for E opskrives

$$E = E_0 + \frac{dE}{dx} \frac{\Delta x}{\cos \phi}. \quad (1)$$

Det sidste led er energitabet i dødlaget, som afhænger af stoppeevnen, $\frac{dE}{dx}$, af materialet. Denne antages konstant gennem dødlaget.



Figur 3: Skematisk tegning af S3 dektoren med et dødlag.

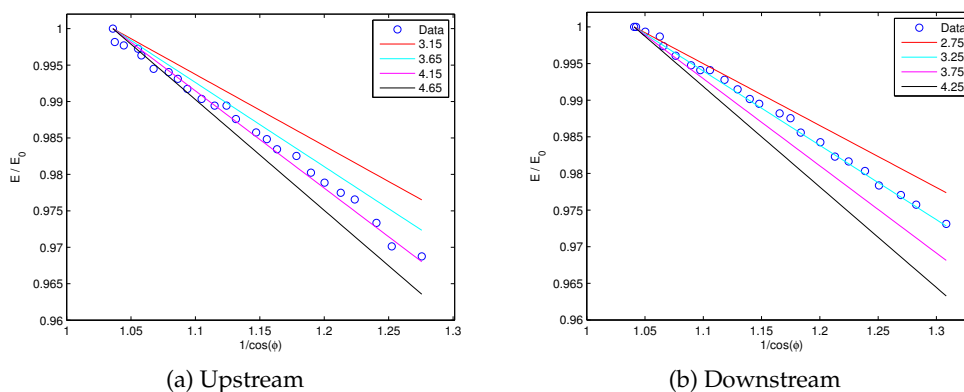
4.1 Estimation af dødlagets tykkelse

For at kunne bestemme tykkelsen af dødlaget er det nødvendigt at kende energien ved forskellige vinkler, men som sagt er forstærkningen indstillet forskelligt i ringene.

Løsningen på dette er at udvælge en radial sektor. Hver gang denne sektor bliver ramt, så matches den med de cirkulære strips, der er ramt. Kriteriet for match er, at deres kanalnumre stemmer overens inden for et vidst offset. Dermed er det muligt at bestemme spektret for de enkelte cirkulære strips udtrykt i kanalnummeret for den radiale sektor.

I alle disse spektre bestemmes så centroidværdien af ^{239}Pu toppen, og kanalnummeret af denne. Kanalnummerne blev normaliseret til kanalnummeret i strip 1 og blev plottet som funktion af $1/\cos \phi$. Ud over dette er ligning (1), for forskellige tykkelser, også plottet. Disse er normaliseret til det teoretiske udtryk for strip 1. Stoppeevnen er taget fra [5].

Det er ikke muligt at lave et fit til data med Δx som en fri parameter, så derfor er tykkelsen af dødlaget vurderet ud fra de teoretiske kurver, som er plottet på figur 4. Data er konsistent med en tykkelse på hhv. $(3.3 \pm 0.5) \mu\text{m}$ og $(4.2 \pm 0.5) \mu\text{m}$ for upstream- og downstreamdektoreren.



Figur 4: De normaliserede energier som funktion af $1/\cos\phi$. Kurverne angiver det teoretiske udtryk givet i ligning (1) og er plottet for forskellige tykkelser.

4.2 Kalibreringsalgoritmen

Når tykkelsen er kendt, kan den målte energi E_0 bestemmes. Dermed kan vores detektorer kalibreres. Fordi energitabet både afhænger af indgangsenergien og hvilken partikel, der er tale om, så er det nødvendigt, under databehandlingen, at bestemme energitabet for hver enkel hændelse.

For energier hvor stoppeevnen er stor, så vil det give anledning til en fejl, hvis energitabet anses som konstant hele vejen igennem materialet. Det samlede tab skulle istedet udregnes som et integral. Istedet benyttes projected range, som er middel rækkevidden af en partikel i et givent materiale, og ækvivalent til ligning (1) kan den samlede rækkevidde skrives som

$$R(E) = R(E_0) + \frac{\Delta x}{\cos\phi}. \quad (2)$$

For at bestemme energien af en given hændelse, så bestemmes først den samlede rækkevidde, hvor $R(E_0)$ bestemmes ved tabelopslag. Dernæst regnes baglæns hvormed energien bestemmes ud fra rækkevidden.

5 Rutherford

6 Sekventielt henfald

I dette afsnit præsenteres den sekventielle henfaldsmodel, hvorefter der foretages kinematiske beregninger, der illustrerer hvilket energispektrum dette vil give anledning til. Dette efterfølges af eksperimentelle resultater, der benyttes til at afgøre om henfaldet foregår ved denne process.

FiXme Note: Overvej denne overskrift

6.1 Teoretisk baggrund

Med sekventielt henfald menes henfald fra den populerede tilstand i ^{12}C til en tilstand i ^8Be samt en α -partikel. Dette vil give et meget anderledes spektrum end et direkte henfald fra ^{12}C til tre α -partikler, som giver anledning til et kontinuum af tilstande, der afgøres af vinklen mellem de enkelte α -partikler, se [1].

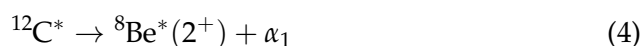
Istedet vil det sekventielle give anledning til en smal top ved energien svarende til henfald grundtilstanden.

FiXme Fatal: Indfør primære og sekundære henfald



På trods af at beryllium-8 er ustabil er grundtilstanden stadig ret smal med en bredde på kun 6.8 eV. Derfor vil bredden af toppen primært skyldes detektorens opløsningsevne.

Ved de protonenergier, der arbejdes med, så er der endvidere mulighed for at henfalde til den første exciterede tilstand, der ligger ved 2.95 MeV.



Bredden af denne top afgøres primært af bredden af beryllium tilstanden, som er 1.5 MeV. Toppen vil derfor svare til en Gauss fordeling, der er væsentlig breddere, samt ligger ved lavere energi end den for α_0 .

Idet begge berylliumtilstande er ustabile vil der, pga. den lave levetid, forekomme endnu et henfald udmiddelbart efter. Dette vil være endnu et alphas-henfald, hvormed beryllium kernen splittes op i to sekundære α -partikler, hhv. α_{21} og α_{22} . Energien af disse kan bestemmes ud fra følgende kinematiske overvejelser.

Kinematik

En skitse af situationen efter det sekundære henfald ses på figur 5.

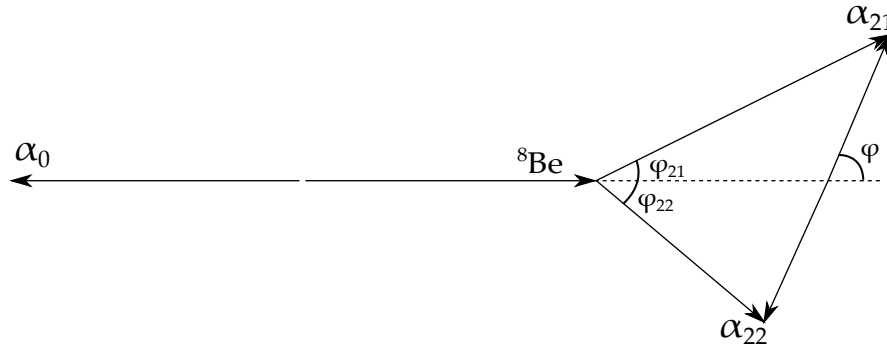
Ud fra energi og impulsbevarelse ses, at energien af de to primære henfaldsprodukter må være

$$E_{\alpha_0} = \frac{2}{3}Q_1 \quad E_{\text{Be}} = \frac{1}{3}Q_1, \quad (5)$$

hvor Q_1 er den frigivne energi ved det primære henfald. Energien af de to sekundære α' 'er, i CM for beryllium, kan tilsvarende ud fra bevarelseslovene

$$E'_{\alpha_2} = \frac{1}{2}Q_2, \quad (6)$$

hvor Q_2 er den tilsvarende energi for det sekundære henfald. Hermed ses tydeligt, at i CM er energien af de forskellige partikler konstant uanset vinklen.



Figur 5: Skitse af situationen af det sekundære henfald. Vektorerne angiver hastighederne. ϕ er vinklen mellem hastigheden af beryllium og de sekundære alfaer i CM for beryllium. ϕ_{2i} er de tilsvarende vinkler i LAB-systemet.

De tilsvarende størrelser i LAB systemet, kan bestemmes ved at tage højde for tyngdepunktets bevægelse, som svarer til berylliumkernens bevægelse. Dermed reducerer det til

$$\begin{aligned} E_{\alpha_2} &= \frac{1}{2} m_{\alpha} (V_{\text{Be}}^2 + V_{\alpha}^2 + 2V_{\text{Be}}V_{\alpha} \cos \phi) \\ &= \frac{Q_1}{6} + \frac{Q_2}{2} + \sqrt{\frac{Q_1 Q_2}{3}} \cos \phi, \end{aligned} \quad (7)$$

hvor der er anvendt approksimationen $m_{\text{Be}} = 2m_{\alpha}$.

Ud fra dette ses, at for en stråle af protoner med 2 MeV energi, så vil energien af de to sekundære α -partikler udgøre et kontinuum inden for intervallet $E_{\alpha_2} = E_0 \pm \Delta E$. For henfald til grundtilstanden vil det udgøre energierne mellem ca. 1.2 MeV og 2.35 MeV, hvor henfald til den exciterede tilstand giver andledning til energier mellem 14 keV og 5.5 MeV.

Den præcise distribution vil afhænge af distributionen af $\cos \phi$, hvilket er bestemt af de populære tilstandes impulsmoment.

Endvidere er det muligt at bestemme vinklen i LAB-systemet ud fra vinklen i CM og Q-værdierne. Dette kan udledes trigonetrisk ud fra figur 5, men er ikke medtaget her. Resultatet af dette er

$$\tan \phi_{2i} = \frac{\sin \phi}{\cos \phi \pm \sqrt{\frac{Q_1}{3Q_2}}}, i = 1, 2 \quad (8)$$

Det ses, at som forventet, at maksimale vinkel fremkommer, når CM-vinklen er 90° , svarende til at al energien tilføres den transversale bevægelse.

6.2 Data og databehandling

Koincidens

For at grovsortere data for protonhændelser, så var det logiske kredsløb indstillet til OG, således at der kun forekom en hændelse, når begge de runde detektorer blev ramt. Der kan dog stadigvæk forekomme tilfældige koincidenser. Arbejdet bestod derfor i at bestemme de sande koincidenser.

Var der i en given hændelse var tre eller flere detekterede partikler, så blev der ledt efter trippelkoincidenser. Disse kan forekomme på to måder i detektorerne. Enten vil partiklerne have ramt hver sin detektor eller også vil to have ramt den samme, hvor den tredje så har ramt sin detektor. Hvis den samlede energi af en sådan triplet er lig med Q -værdien, så er det formentlig et sæt af tre matchende alfaer.

Hvis spektret er meget rent, er det også muligt at benytte dobbelkoincidenser. Hvis der i en enkelt hændelse kun er detekteret to partikler, så er de formentlig to tredjedele af en triplet. Energien af den sidste er så differencen mellem Q -værdien og den samlede energi af de detekterede partikler. Det er en afvejning af disse skal tages med. De øger antallet af detekterede koincidenser kraftigt, men samtidig giver de også andledning fejl. Nogle åbenlyse fejl, såsom at tjekke om energien af den tredje bliver negativ, opfyldelse af impulsbevarelse kan afhjælpe nogle af problemerne.

På trods af denne matching forekom, der stadig støj i spektret. Støjen var dog så lokaliseret og placeret ved ikke kritiske energier, så det var muligt blot at udelade disse energier.

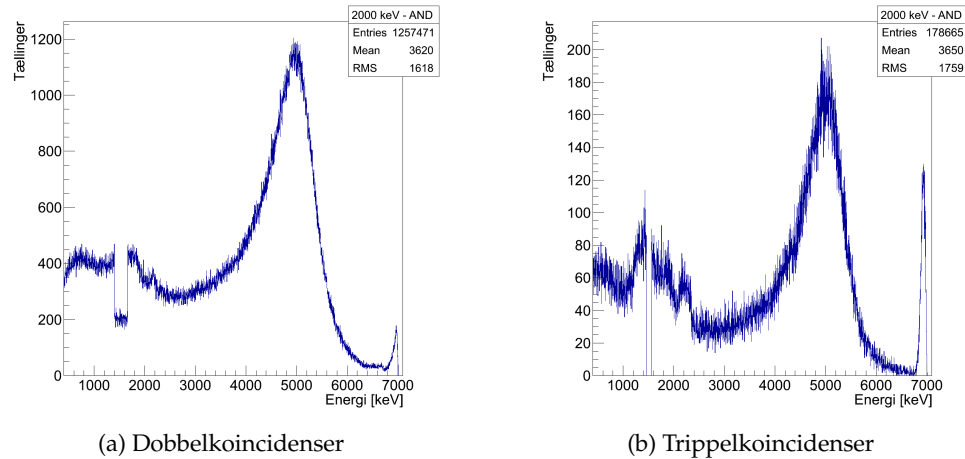
Energispektrum

På figur 6 ses alphaspektret i CM for hhv. dobbelt- og trippelkoincidenser, hvor der er benyttet 2 MeV protoner. Dette populerer en exciteret 0^+ tilstand med en excitations energi på 17.8 MeV. Idet α -henfald bevarer både impulsmoment og paritet, kan henfaldet foregå både til grundtilstanden og den exciterede tilstand i beryllium.

Først og fremmest skal det nævnes, at hvis energien af en af de detekterede α -partikler lå mellem 1400 og 1660 keV, så er disse ikke medtaget i dobbelkoincidenserne, da dette gav anledning til støj. Det samme gør sig gældende for trippelkoincidenserne mellem 1460 og 1560 keV.

I toppen af begge spektrer ses tydeligt en smal top omkring 7 MeV. Under denne ligger der en bred gauss lignende top centreret omkring 5 MeV. Disse toppe stemmer fint overens, både mht. bredde og energi, med hvad det forventes for α_0 og α_1 . α_1 -toppen er dog ikke perfekt gaussisk, hvilket bla. kan forklares ved at der forekommer en bidrag fra de sekundære partikler. Fordelingen af disse er det dog ikke muligt at sige noget videre meningsfuldt om. Dette kan skyldes støj fra protonstrålen jvf. diskussion i kapitel 5.

FiXme Fatal: Sørg for at denne reference giver mening.



Figur 6: Antal tællinger som funktion af energien for henfald fra 17.8 MeV. Den smalle α_0 og den brede α_1 top ses tydeligt. Energierne ml. 1400 og 1660 keV er ikke medtaget i dobbelkoincidenser.

De målte spektrum er dermed i overensstemmelse med hypotese om et sekventielt henfald til tre α -partikler via ^8Be . Det essentielle spørgsmål er så, om det er muligt at stole på de to spektre.

Ud fra diskussionen i afsnit 6.1 især med ligning (6) og ligning (8) i mente, så ses at energien til rådighed for de sekundære α -partikler i den transversale retning afhænger af Q-værdien af det sekundære henfald.

Et henfald fra tilstanden af beryllium til tre alphaer frigøre cirka 90 keV, hvorimod et henfald fra den exciterede tilstand frigøre omkring 3 MeV. Dette betyder, at den transversale komponent af hastigheden af de sekundære alphaer er mange gange større, hvilket betyder at vinklen mellem de to sekundære alphaer kan være tilsvarende større. Benytter man ligning (8), så er den maksimale vinkel 19° og 86° for hhv. henfald til grundtilstanden og den exciterede tilstand.

Med det benyttede dektorsystem er der ikke fuld dækning i alle retninger, men fordi detektorerne er placeret symmetrisk, så er detektorerne mere effektive til at detektere hændelser med lille vinkel mellem de sekundære alphaer, da disse to ofte ville ramme samme detektor. Derimod er sandsynligheden større for at kun to α -partikler bliver detekteret, hvis vinklen er større, da der så er mulighed for at en af partiklerne slet ikke detekteres.

Hvad betyder dette for koincidensspektrene? Effekten er tydeligst ved dobbelkoincidenserne. Her undertrykkes α_0 kraftigst i forhold til α_1 . Dette skyldes, som beskrevet ovenfor, at der vil være forholdsvis flere hændelser, der skyldes henfald til den exciterede tilstand, hvor *kun* to partikler detekteres. Ved specifikt at vælge disse hændelser undertrykkes dermed α_0 .

Fixme Fatal: Dette skal gennemtænkes.

Hvorfor er α_1 så ikke undertrykt i trippelkoincidensspektret? Dette skyldes at der er tale om en vinkeldistribution, som kan antage alle værdier mellem 0 og maksimalværdien. Dermed vil der forekomme sekundære partikler fra α_1 henfald, hvor vinklen er lille. Desuden så er åbningerne imellem detektorerne i størrelsesorden 20° målt fra target. Dermed er det muligt at begge sekundære partikler fra α_0 ikke detekteres, hvorimod der er en sandsynlig for at de sekundære partikler rammer hver sin detektor, hvis der er tale om α_1 -henfald. Sidst men ikke mindt, skal det nævnes, at de sekundære alphaer bidrager til α_1 toppen.

Den præcise modulering af de to toppe er dermed meget afhængig hvilke koincidensbetingelser der stilles, men afhænger endvidere også af den specifikke opstilling. For at opnå fuld forståelse af fordelingen er det derfor nødvendigt at foretage en simulering. Dette ligger dog uden for tidsrammen af dette projekt. Derfor vil dobbelt- og trippelkoincidenserne behandles separat i den videre analyse.

6.3 Konklusion

Det er vist, at med passende koincidensbetingelser, er det muligt at ekstrahere et samlet energispektrum, og at dette energispektrum stemmer overens hypotesen om sekventielt henfald.

Endvidere så er der redegjort for, at forskellen på spektrene for dobbelt- og trippelkoincidenser skyldes, at disse betingelser udvælger forskellige typer henfald og at denne selektering afhænger af den specifikke opstilling. Det må noteres, at spektret ikke er rent nok til, at fordelingen af de sekundære α -partikler kan bestemmes.

7 Dalitz plots

7.1 Teoretisk baggrund

Faserumsvolumen eller tilstandstætheden er som navnet antyder relateret til hvilken tilstand et system befinder sig i. Ser bort fra den rumlige orientering og udnytter at $T_1 + T_2 + T_3 = Q$, så kan kan sluttstanden beskrives ved kun to variable T_1 og T_2 . Med denne begrænsning, så er det muligt at vise [2, s. 120]

$$\rho \propto \int dT_1 dT_2, \quad (9)$$

hvor proportionalitetsfaktoren blot er en konstant faktor. Fordelingen af den kinetiske energi relaterer sig dermed til fordelingen af tilstandstætheden.

Dette kan visualiseres grafisk. Idet sluttstanden består af tre ens partikler og tilordning mht. T_1 og T_2 er tilfældig, så er systemet symmetrisk. Dette kan udnyttes, idet der, for en ligesidet trekant, gælder den geometriske egenskab,

at summen af de vinkelrette afstande fra siderne til et givent punkt P er lig med højden [3]. Dette kendes som Vivianis sætning.

$$x = \frac{T_1 + 2T_2}{Q\sqrt{3}}, \quad y = \frac{T_1}{Q} - \frac{1}{3}. \quad (10)$$

Ligning (10) viser et sæt af koordinater, således disse afstande er proportional med de kinetiske energier. Dermed følger at punkterne, svarende til trippel α henfald, vil ligge inden for trekanten grundet energibevarelse. Endvidere kan det også vises, at på grund af impulsbevarelse, så begrænses punkterne til den indskrevne cirkel. Dette er illustreret på figur 7.

FiXme Fatal: Tegn en dalitz trekant.

Figur 7

Symmetribetragtninger

FiXme Fatal: Her skal findes kilder

Hvis der ikke er nogen symmetribegrænsninger og henfaldsprodukterne ikke interagerer med hinanden, så vil dalitzplottet være fladt. Dette skyldes at der blot vil være tale om statistisk henfald og alle tilstande er derfor lige sandsynlige.

Henfalder systemet istedet via en resonans for derefter at henfalde til slutttilstanden, så vil det ses på plottet som et bånd. I forhold den sekventielle henfaldsmodel og koincidencespektrene, så forventes et bånd svarende til energien af α_0 og α_1 . Bredden af disse bånd vil så svarer til bredden af beryllium tilstanden, så α_1 -båndet bør være væsentligt breddere. Dette er indtegnet på figur 7. Dalitzplottet kan dermed bruges til at identificerer midlertidige resonanser og bredden af disse, på trods af at disse ikke detekteres direkte.

8 Konklusion

Litteratur

- [1] H.W. Becker, C. Rolfs, and H.P. Trautvetter. Low-energy cross sections for $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 327(3):341–355, 1987.
- [2] Alessandro Bettini. *Introduction to Elementary Particle Physics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2008.
- [3] R.H. Dalitz. On the analysis of τ -meson data and the nature of the τ -meson. *Philosophical Magazine Series 7*, 44(357):1068–1080, 1953.
- [4] Helge Knudsen. Øvelser i eksperimentel fysik - Øvelsesvejledninger, Januar 2012.
- [5] J. F. Ziegler, U. Littmark, and J. P. Biersack. *The stopping and range of ions in solids / J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark*. Pergamon New York, 1985.