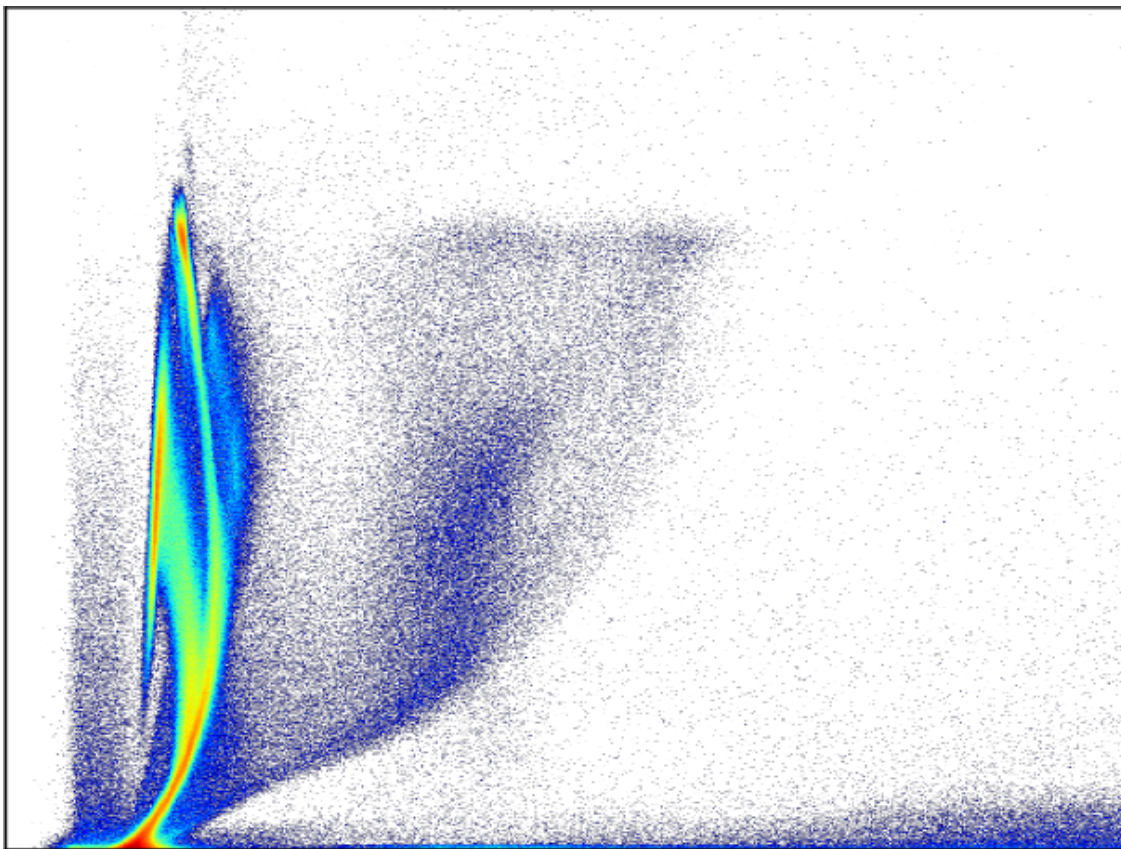




CHALMERS



GÖTEBORGS UNIVERSITET



Pulsformsanalys för identifiering av fissionsfragment från ^{233}U

Pulse-shape analysis for the identification of fission fragments from ^{233}U

Isa Sundén
Axel Svensson

INSTITUTIONEN FÖR FYSIK OCH ASTRONOMI

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

GÖTEBORGS UNIVERSITET

Göteborg 2026

www.chalmers.se

KANDIDATARBETE 2026

Pulsformsanalys för identifiering av fissionsfragment från ^{233}U

Pulse-shape analysis for the identification of
fission fragments from ^{233}U

Isa Sundén
Axel Svensson



GÖTEBORGS
UNIVERSITET



CHALMERS

Institutionen för Fysik och astronomi
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
GÖTEBORGS UNIVERSITET
Göteborg 2026

Pulsformsanalys för identifiering av fissionsfragment med fission av ^{233}U
Pulse-shape analysis for the identification of fission fragments from ^{233}U
Isa Sundén
Axel Svensson

© Isa Sundén, Axel Svensson, 2026.

Handledare:

Andreas Heinz, Universitetslektor, Subatomär, högenergi- och plasmafysik
Erik Asbjörn Mikkelsen Jensen, Postdoc, Subatomär, högenergi- och plasmafysik

Examinatorer:

Jan Swenson, Professor, Nano- och biofysik
Martina Ahlberg, Göteborgs Universitet

Kandidatarbete 2026

Institutionen för Fysik och astronomi

Chalmers Tekniska Högskola

SE-412 96 Göteborg

Telefon +46 31 772 1000

Omslagsbild: Energi-stigtid-diagram för fissionsdatan från ΔE -sektorerna. Bilden visar hela figuren vars innehåll behandlas tydligare i figur 5.6.

Skriven i L^AT_EX
Göteborg 2026

Sammandrag

Partikelidentifiering (PID) i kärnfysikaliska experiment genomförs ofta med hjälp av ΔE - E -metoden, där energierna från två kisel-detektorer används för att separera olika partiklar. En alternativ metod är pulsformsanalys (PSA), där endast en kisel-detektor används och fokus ligger på analysen av de elektriska pulser som genereras av partiklarna. Denna studie undersöker möjligheten att använda PSA som en alternativ metod till ΔE - E -analys genom att studera data insamlad från ett experiment med fission av ^{233}U , utfört i juli 2025 vid ISOLDE Solenoidal Spectrometer vid CERN, Genève. Mer specifikt undersöks möjligheten att identifiera laddningen hos fissionsfragmenten med hjälp av PSA. En analysalgoritm i `Python` implementerades för att extrahera en vald pulsformsparemeter i form av stigtiden. För PID utnyttjades en kombination av flera kompletterande metoder, däribland ΔE - E -metoden. Resultaten visar att PSA av den tillgängliga datan inte är tillräcklig för identifiering av enskilda partiklar och att metoden i nuläget bör betraktas som ett komplement till ΔE - E -analys. Samtidigt visar studien att metoden har potential att utgöra ett självständigt verktyg för PID efter vidare utveckling. Arbetet gav även uppskattningar av laddningen för de lättare respektive tyngre fissionsfragmenten till intervallen $Z \in [32, 42]$ och $Z \in [50, 60]$, även om resultaten har betydande osäkerheter till följd av den bakomliggande, komplexa fysiken.

Abstract

Particle identification (PID) in nuclear physics experiments is commonly performed using the ΔE - E -method, where the energy from two silicon detectors are used to separate different types of particles. An alternative approach for particle identification is pulse-shape analysis (PSA), where only a single silicon detector is used and focuses on the analysis of the electrical pulses generated by particles. This study investigates the possibility of using PSA as an alternative method to ΔE - E -analysis by examining data collected from an experiment with fission of ^{233}U , carried out in July 2025 at the ISOLDE Solenoidal Spectrometer at CERN, Genève. More specifically, the study explores the feasibility of identifying the charge of fission fragments using PSA. An analysis algorithm was implemented in `Python` to extract a selected pulse-shape parameter in the form of the rise time. For PID, a combination of several complementary methods were used, including the ΔE - E -method. The results show that PSA, based on the available dataset, is not sufficient for identifying individual particles and should therefore be seen as a complement to ΔE - E -analysis. At the same time, the study indicates that the method has the potential to become an independent tool for PID with further development. The work also provided estimates of the charge of the lighter and heavier fission fragments, in the ranges $Z \in [32, 42]$ and $Z \in [50, 60]$, although the results are subject to significant uncertainties due to the complex, underlying physics.

Nyckelord: ΔE - E -metoden, ISS, energi-stigtid-diagram, fissionsfragment, kisel-detektor, partikelidentifiering, pulshöjdsdefekt, pulsformsanalys, SRIM

Förord

Vi vill rikta ett stort tack till våra handledare Andreas Heinz och Erik Asbjörn Mikkelsen Jensen för möjligheten att genomföra detta kandidatarbete och för det stöd som erbjudits i alla delar av arbetet. Vi vill även rikta ett tack till Maria Vittoria Managlia, Henna Joukainen och Håkan Johansson för deras stöd och erfarenhet som har möjliggjort framsteg under arbetets gång. Vi vill dessutom tacka Maria Vittoria för de initiala kalibreringarna av energin som har utnyttjats i arbetet.

Isa & Axel, Göteborg, maj 2026

Förkortningar

Nedan följer en förteckning över förkortningar som använts i arbetet, listade i alfabetsisk ordning.

ADC	Analog-till-digital omvandlare (<i>Analog-to-digital converter</i>)
ISS	ISOLDE Solenoidal Spectrometer
PDT	<i>Plasma delay time</i>
PHD	Pulshöjdsdefekt
PID	Partikelidentifiering
PSA	Pulsformsanalys (<i>Pulse-shape analysis</i>)
SRIM	Inbromsning och räckvidd av joner i materia (<i>Stopping and range of ions in matter</i>)

Innehåll

1	Inledning	1
1.1	Tekniker för identifiering av fissionsfragment	2
1.2	Syfte	2
1.3	Avgränsningar	3
2	Teori	4
2.1	Växelverkan mellan laddade partiklar och materia	5
2.2	Halvledardetektorer för kärnfysikaliska experiment	6
2.2.1	Påverkan på signalbildning	7
2.2.2	Plasmaeffekter	7
2.3	Tekniker för partikelidentifiering	8
2.3.1	ΔE - E -metoden	8
2.3.2	Pulsformsanalys	9
3	Experimentet vid ISS	10
3.1	Experimentell bakgrund och uppställning	10
3.2	Partikeldetektion och datainsamling	11
3.3	Kalibrering	13
4	Dataanalys och programutveckling	14
4.1	Signalbehandling och extraktion av stigtid	14
4.2	Kalibrering av energi och stigtid	15
4.3	Korrelation mellan ΔE - E -detektorerna	17
4.4	Partikelidentifiering	18
4.4.1	Stabil stråle utan CD_2 -mål	18
4.4.2	Stabil stråle med CD_2 -mål	20
4.4.3	Tillämpning på fissionsdata	20
5	Resultat och diskussion	21
5.1	ΔE - E -analys	21
5.2	Energi-stigtid-analys	26
6	Slutsats	30
6.1	Framtida arbeten	30

1

Inledning

Ursprunget till tunga grundämnen i universum, såsom uran och torium, är en central fråga inom modern astro- och kärnfysik [1]. Till skillnad från lättare grundämnen, som bildas genom fusion i stjärnor, anses de tyngsta grundämnena huvudsakligen produceras genom den så kallade r-processen (*rapid neutron capture process*) [2]. Processen är en snabb neutroninfångningsprocess som sker i extremt neutronrika miljöer, exempelvis vid sammanslagningar av neutronstjärnor, och kan beskrivas som ett omfattande och komplext nätverk av kärnreaktioner som involverar ett stort antal isotoper. Generellt kännetecknas r-processen av att atomkärnor fångar in neutroner snabbare än takten för β^- -sönderfall. Detta leder till att mycket neutronrika och instabila isotoper bildas långt från stabilitetslinjen, det vill säga det område i nuklidkartan där kärnor med ett givet proton-neutron-förhållande är stabila. Genom fortsatt neutroninfångning och efterföljande serier av β^- -sönderfall bildas successivt allt tyngre grundämnen. De tyngsta kärnorna blir till slut så instabila att de genomgår fission och delas i två lättare fragment [1], [2], [3].

Fission fungerar därmed som en direkt begränsning av hur tunga kärnor som kan bildas i r-processen. Dessutom kan de bildade fissionsfragmenten åter delta i neutroninfångningen, ett fenomen som kallas *fission recycling*, som innebär att grundämnet kan genomgå flera cykler av uppbyggnad mot höga masstal, följt av klyvning [3]. Eftersom fission sätter en gräns för r-processen, är kunskap om fissionsegenskaper hos mycket tunga och neutronrika kärnor av stor betydelse [2], inte minst hur laddning fördelas hos fissionsfragmenten. Identifiering av fragment från fission av mycket tunga kärnor är alltså ett steg framåt i förståelsen av r-processens förlopp och således hur universums tyngsta grundämnen bildas.

I juli 2025 registrerades detaljerad mätdata vid ett experiment med fission av ^{233}U vid ISOLDE Solenoidal Spectrometer (ISS), vid CERN i Genève [4]. Ett av experimentets syften var just att studera egenskaper hos de fragment som bildas vid fission, med särskilt fokus på identifiering av fragmentens laddning. För detektering av fissionsfragmenten nyttjades två runda, segmenterade kiseldetektorer, vilka möjliggjorde insamling av både energisignaler och tidsberoende pulsformer. Analys av den insamlade datan kräver förståelse för kärnfysiken bakom fissionsprocessen, men även för de detektorfysiska och elektroniska aspekter som påverkar de uppmätta signalerna.

1.1 Tekniker för identifiering av fissionsfragment

Identifiering av laddade partiklar i kärnfysikaliska experiment görs ofta med den så kallade ΔE - E -metoden. I denna metod mäts först en partikels energiförlust, ΔE , genom en tunn detektor, för att sedan låta den kvarvarande energin, E , mätas i en efterföljande, tjockare detektor [5]. Kombinationen av dessa mätningar möjliggör i många fall en effektiv identifiering av partiklarnas laddning Z och i vissa fall även deras masstal A . Metoden har däremot problem vid identifiering av tunga och långsamma partiklar. Dessa partiklar har en stark jonisationsförmåga och därmed hög energiförlust, vilket ofta leder till att de stannar redan i ΔE -detektorn. I sådana fall erhålls ingen fullständig ΔE - E -information [5].

En alternativ metod till ΔE - E -metoden är pulsformsanalys (PSA från eng. *pulse-shape analysis*). Tekniken går ut på att analysera signalen som genereras i den första detektorn, även kallad pulsform, vilket kräver att den tillgängliga datan är samplad över tid. Pulsformen påverkas av hur laddningsbärarna skapas och samlas upp i detektorn, vilket i sin tur främst beror på fragmentets laddning och hastighet, och därför dess energideposition. Genom att studera pulsformens parametrar, exempelvis signalens stigtid, kan ytterligare information om partikeln extraheras. Detta kan möjliggöra en identifiering av fissionsfragmenten [5].

1.2 Syfte

Detta kandidatarbete syftar till att undersöka möjligheten att använda pulsformsanalys för identifiering av fissionsfragment från ^{233}U , baserat på mätdata erhållen vid ISS. Experimentet och den tillhörande datamängden utgör en del av ett pågående forskningsprojekt, där flera parallella analyser genomförs med fokus på olika fysikaliska frågeställningar. Det arbete som presenteras här behandlar en aspekt av datan som i nuläget inte studeras inom övriga delprojekt.

Arbetet omfattar extraktion av en vald pulsformsparameter genom utveckling av en analysalgoritm i `Python`. Vidare inkluderas kalibrering av mätdata samt en kombination av kompletterande metoder för att möjliggöra partikelidentifiering, däribland ΔE - E -metoden, kurvanpassning och SRIM-beräkningar. En tydligare beskrivning av SRIM och dess användning ges i kapitel 2. Baserat på dessa steg undersöks i vilken utsträckning PSA kan användas för bestämning av laddning hos fissionsfragmenten. Särskilt fokus ligger på hur detektorernas signalrespons samt pulsformernas egenskaper kan användas för partikelidentifiering. Projektet omfattar därmed analys av både experimentell data samt studier av de detektorfysiska processer som påverkar signalernas form.

1.3 Avgränsningar

Studien är avgränsad till enbart identifiering av fissionsfragmentens laddning, Z , baserat på den tillgängliga mätdatan. Bestämning av masstalet A , det vill säga fullständig isotopidentifiering, har inte inkluderats i arbetet. Detta motiveras dels av projektets tidsram och dels av att datans upplösning bedömdes vara otillräcklig för en tillförlitlig separation av masstalet.

Analysen tog sin utgångspunkt i den metodik som presenteras i FAZIA-projektet [5]. I den studien användes pulsformsanalys för särskiljning av olika partikeltyper, där pulsens stigtid och maximala ström utgjorde centrala pulsformsparametrar. I det aktuella arbetet avgränsades dock analysen till enbart stigtiden, definierad som tiden det tar för signalen att öka från 10% till 90% av pulsens primära topp. Andra definitioner av stigtiden har ej undersökts. Valet av stigtiden som pulsformsparameter grundades i att denna enkelt kunde definieras och implementeras, medan den maximala strömmen inte kunde extraheras då dess exakta definition inte var tillräckligt klarlagd i den tillgängliga beskrivningen.

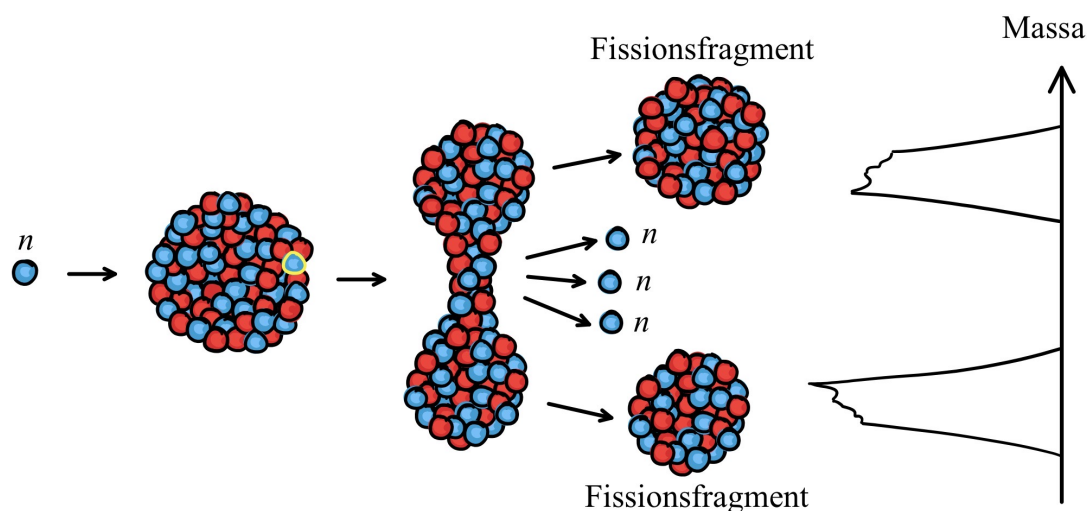
Valet av stigtid som parameter innebar implicit ett antagande om att de mest relevanta skillnaderna mellan fragmentens signaler kunde fångas genom variationer i denna. På grund av projektets begränsade tidsram analyserades inga ytterligare parametrar, såsom signalens amplitud. Pulsformsparametrar som pulsbredd och falltid kunde inte heller undersökas, eftersom den tillgängliga datan inte omfattade hela pulsens förlopp. Därmed saknades möjligheten att utnyttja eventuella korrelationer mellan flera parametrar.

Slutligen implementerades inga ytterligare brusfiltreringar på pulsformerna utöver en enkel baslinjekorrektion. Detta bedömdes inte utgöra någon betydande begränsning för den fortsatta analysen, eftersom bruset uppvisade låga energier och inte förväntades påverka analysen av fysikaliskt relevanta händelser i någon större utsträckning.

2

Teori

Kärnklyvning, även kallat fission, är en central process inom kärnfysiken där en tung och instabil atomkärna delas upp i två eller flera lättare fragment. För att en atomkärna ska genomgå fission måste den exciteras tillräckligt för att överkomma den så kallade fissionsbarriären, vilket är den energibarriär som måste övervinnas för att kärnan ska deformeras och klyvas [6]. Figur 2.1 illustrerar neutroninducerad fission, där en tung kärna absorberar en neutron och exciteras till energier över fissionsbarriären, vilket gör den instabil mot fission. Den dominerande processen bland de tunga aktinoiderna, som bland annat omfattar ^{233}U , ^{235}U och ^{239}Pu , är asymmetrisk fission. Det betyder att kärnan klyvs i ett lättare och ett tyngre fragment [6], vilka utgör topparna i den karakteristiska dubbeltoppsfördelningen som syns i figur 2.1.



Figur 2.1: Illustration av neutroninducerad fission. En tung kärna absorberar en neutron och exciteras till energier över fissionsbarriären, varvid den klyvs i två fissionsfragment med asymmetrisk massfördelning. Dessa fragment motsvarar topparna i dubbeltoppsfördelningen, vilken är adapterad från [7]

Fissionsfragmenten som bildas utgör atomkärnor med hög laddning och hög kinetisk energi. Fission av $^{235}_{92}\text{U}$ kan exempelvis bilda fissionsfragmenten $^{141}_{56}\text{Ba}$ och $^{92}_{36}\text{Kr}$ som tillsammans har kinetiska energin 170 MeV [7], [8]. Fragmenten joniseras snabbt i materia och beter sig därmed som starkt laddade partiklar och således behandlas de som laddade partiklar i detta arbete. Fissionsfragmentens egenskaper skiljer sig markant från lättare partiklar, vilket påverkar hur de växelverkar med materia och

hur de registreras i detektorsystem. I denna studie är det just dessa egenskaper som utnyttjas för att analysera och särskilja partiklar. I följande avsnitt behandlas inledningsvis växelverkan mellan laddade partiklar och materia, följt av signalbildning i detektorer och slutligen metoder för partikelidentifiering (PID) med fokus på ΔE - E -metoden och PSA.

2.1 Växelverkan mellan laddade partiklar och materia

För att förstå hur pulsformer uppstår i detektorer krävs en översiktlig förståelse för hur laddade partiklar växelverkar med materia och avger energi [9]. I halvledardetektorer omvandlas den energi som deponeras av en partikel till laddningsbärare, vilket ger upphov till en elektrisk signal. Denna signal indikerar att en partikel detekterats samt bär information om den deponerade energin och hur lång tid det tog för energin att samlas in.

När laddade partiklar färdas genom materia förlorar de huvudsakligen energi genom växelverkan med atomernas elektroner [9]. Energiförlust kan även ske genom kärnreaktioner, men dessa bidrag är sällsynta jämfört med den elektromagnetiska växelverkan, eftersom den elektromagnetiska kraften har längre räckvidd. Den genomsnittliga energiförlusten per längdenhet, till följd av interaktion med atomernas elektroner, beskrivs av Bethe-Bloch-formeln. Formeln anger partikelns "bromskraft" som bland annat beror på partikelns laddning, hastighet samt materialets egenskaper. Därmed är Bethe-Bloch-formeln i sin fullständiga form mycket komplex och innehåller flera korrektionstermer, men i många tillämpningar är det tillräckligt att endast betrakta proportionaliteten

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{\beta^2}, \quad (2.1)$$

där Z är den inkommande partikelns laddning och $\beta = v/c$ beskriver partikelns hastighet relativt ljushastigheten. Sambandet visar att långsamma och tungt laddade partiklar har en hög energiförlust per längdenhet [9]. Energiförlusten är direkt kopplad till jonisationstätheten, det vill säga antalet jonisationer som uppstår per längdenhet längs partikelns bana. En högre bromskraft innebär därför att ett stort antal laddningsbärare skapas lokalt i materialet.

En egenskap av Bethe-Bloch-formeln är att laddade partiklar som färdas genom materia förlorar mer energi när partikelns hastighet minskar. Detta leder till att partikeln deponerar mest energi precis innan den stannar, vilket ger upphov till den så kallade Bragg-toppen [6]. Fenomenet leder till att jonisationstätheten vid denna topp är betydligt större än vid resterande områden längs partikelns tidigare bana.

2.2 Halvledardetektorer för kärnfysikaliska experiment

I många kärnfysikaliska experiment utnyttjas halvledardetektorer, exempelvis av kisel, för detektion av partiklar. Halvledarmaterial kännetecknas av en bandstruktur bestående av ett valensband och ett ledningsband som är separerade med ett bandgap. Vid tillförsel av energi högre än bandgapet ($\approx 1,1$ eV för kisel [9]) kan elektroner, vilka samtliga befinner sig i valensbandet, exciteras över detta gap till ledningsbandet. Detta skapar ett underskott av elektroner i valensbandet, så kallade hål, där både elektroner och hål (elektron-hål-par) är rörliga laddningsbärare. I en halvledardetektor genereras signaler genom skapandet och insamlingen av elektron-hål-par som bildas när en laddad partikel passerar genom detektorn och delvis överför sin energi till elektronerna [9]. För att samla in laddningsbärarna appliceras ett elektriskt fält över detektorn, vilket gör att elektronerna drivs mot den positiva elektroden och hålen drivs mot den negativa elektroden. Laddningarnas rörelse inducerar en strömpuls, vilken utgör den detekterade signalen.

För att möjliggöra effektiv insamling av laddningsbärare används dopning av halvledarmaterialet [9]. Genom att introducera små mängder av donator- eller acceptoratomer kan materialets ledningsförmåga kontrolleras. Donatorer bidrar med extra elektroner och ger upphov till ett material av n -typ, medan acceptorer skapar hål och ger ett material av p -typ. Genom att kombinera dessa dopningar kan en så kallad p - n -övergång bildas, vilket skapar ett område tomt på fria laddningsbärare, ett så kallat utarmningsområde. Genom applicering av yttre spänning, så kallad backspänning, blir utarmningsområdet ännu bredare. Detta är av stor vikt då det exempelvis minskar elektroniskt brus så att detektorn endast ger upphov till en elektrisk puls vid inkommande laddad partikel. Dessutom ökar effektiviteten vid insamlingen av laddningarna, vilket resulterar i högre amplituder för signalerna. Utöver de dopade lagrena finns även ett lager av aluminium på kiseldetektorns yta som är kopplad till elektroniken [10]. Aluminiumlagret tillsammans med området som inte är utarmat utgör tillsammans det så kallade döda lagret av kiseldetektorn. Partiklar som penetrerar detta lager förlorar energi men bildar inga mätbara elektriska signaler.

Vid god detektion av laddade partiklar är signalens amplitud proportionell mot den totala energin som deponerats i detektorn [9]. Energidepositionen beror starkt på partikelns laddning och kinetiska energi, där mer laddade partiklar med lägre hastighet generellt förlorar mer energi per längdenhet i materialet. Energiförlustens beroende på både partikelns laddning och hastighet innebär att två identiska partiklar kan deponera olika mycket energi, samtidigt som två olika partiklar kan deponera lika mycket energi.

För en detektor med given tjocklek finns även en minsta tröskelenergi som krävs för att en partikel med en specifik laddning ska kunna penetrera detektorn. Partiklar med lägre energi än denna tröskel deponerar hela sin kinetiska energi i detektorn och stannar, medan partiklar med mer energi än denna tröskelenergi endast deponerar en del av sin energi innan de lämnar detektorn. Möjligheten för en partikel

att penetrera en detektor utgör grunden till ΔE - E -metoden, vilken beskrivs i avsnitt 2.3.1. Tröskelenergin kan uppskattas med beräkningsmodellen SRIM (från eng. *stopping and range of ions in matter*), vilket är ett verktyg utformat för att beräkna hur mycket energi en viss jon med en bestämd laddning kräver för att penetrera en specifik tjocklek av ett visst material [11], [12].

2.2.1 Påverkan på signalbildning

Signalbildningen i halvledardetektorer beror av flera faktorer, vilka tillsammans utgör grunden för pulsformsanalysen som kommer att introduceras i avsnitt 2.3.2. Signalens tidsutveckling är en central faktor som bestäms av hur snabbt laddningsbärarna samlas in. Detta beror på deras drifhastigheter samt var i detektorn de skapas [9]. Drifhastigheterna, v_h och v_e för hål respektive elektroner, bestäms i sin tur av deras mobilitet i materialet och det applicerade elektriska fältet genom sambanden

$$\begin{aligned} v_h &= \mu_h \varepsilon, \\ v_e &= \mu_e \varepsilon, \end{aligned} \tag{2.2}$$

där ε är styrkan på det elektriska fältet och μ_h respektive μ_e är mobiliteten för hål respektive elektroner [9]. För kisel i rumstemperatur (300 K) har mobiliteten de typiska värdena $\mu_h = 480 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ och $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [9]. Eftersom laddningsbärarna har olika mobiliteter i kisel, $\mu_e > \mu_h$, bidrar de till signalen på olika tidsskalor. Även detektorns geometri, såsom dess tjocklek och elektrodstruktur, påverkar insamlingstiden och driftsträckan för laddningsbärarna [13]. Dessa faktorer samverkar och bestämmer signalens tidsförlopp och form, vilket är avgörande att beakta vid pulsformsanalys.

2.2.2 Plasmaeffekter

Vid detektion av högt laddade partiklar, såsom fissionsfragment, behöver ytterligare faktorer tas hänsyn till. Det uppstår så kallade plasmaeffekter i detektorn som påverkar både signalens amplitud och tidsförlopp. En väsentlig följd av detta är så kallad pulshöjdsdefekt (PHD), vilket innebär att den uppmätta signalamplituden underskattar den verkliga energin som partikeln deponerar i detektorn. Som konsekvens kan partiklar med olika laddning ge upphov till liknande pulshöjder, trots att deras energideposition skiljer sig åt [5], [14].

Den underliggande orsaken till PHD är den höga jonisationstäthet som uppstår när högt laddade partiklar passerar genom detektorn. Längs partikelns bana bildas ett tätt laddningsmoln, ofta benämnt plasmamoln, där den höga koncentrationen av fria laddningsbärare orsakar en temporär avskärmning av det externa elektriska fältet i detektorn [9], [13]. Så länge denna avskärmning kvarstår kan laddningsbärarna inte effektivt drivas mot elektroderna, vilket resulterar i en fördröjd registrering av signalen benämnd *plasma delay time* (PDT).

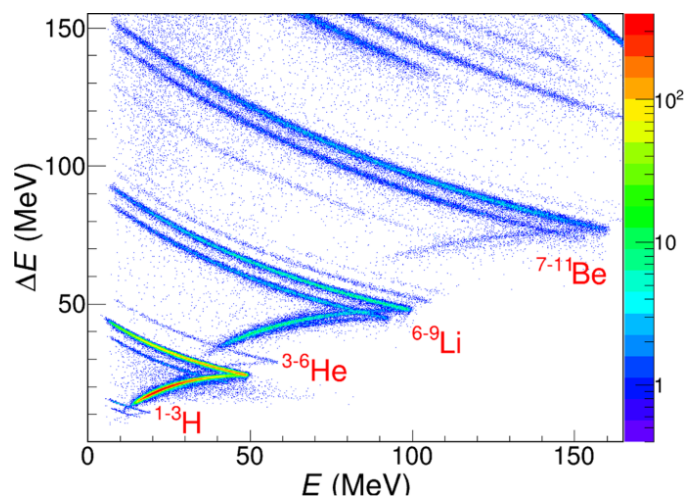
2.3 Tekniker för partikelidentifiering

Två tekniker för partikelidentifiering introducerades i avsnitt 1.1, den etablerade ΔE - E -metoden samt pulsformsanalys. I följande avsnitt ges en mer omfattande introduktion till dessa två tekniker, med fokus på hur de kan användas för PID.

2.3.1 ΔE - E -metoden

Som konstaterats i avsnitt 1.1, bygger ΔE - E -metoden på kombinationen av en partikels energideposition i en tunn ΔE -detektor och den återstående depositionen i en efterföljande, tjockare, E -detektor [5]. Vid analys av ΔE som funktion av E framträder distinkta band, vilka motsvarar unika partikeltyper. Bandseparationen följer främst från energiförlustens beroende på partikelns laddning och hastighet, vilket ger upphov till olika energideposition i detektorerna för olika partikeltyper, och därmed olika energisignaturer i form av de karakteristiska bandstrukturerna. Figur 2.2 illustrerar ett ΔE - E -diagram och motsvarande identifierade isotoper [15].

Banden som uppträder i ΔE - E -graf kan utnyttjas för PID genom analys av bandens struktur. Särskilt informativ är punkten i vardera band där energidepositionen i ΔE -detektorn är maximal samtidigt som depositionen i E -detektorn är minimal, det vill säga den vänstra delen av banden i figur 2.2 (se även figur 4.5). Denna punkt motsvarar situationen där partikeln penetrerat och deponerat all sin tillgängliga kinetiska energi i ΔE -detektorn. Punkten representerar alltså tröskelenergin för partikeln, vilken kan uppskattas med SRIM-beräkningar. Jämförelse mellan den experimentellt observerade energin, E_{Obs} , med motsvarande energier från SRIM-beräkningar, E_{SRIM} , kan således ge en approximation av partikeltypen som ger upphov till ett specifikt band.



Figur 2.2: ΔE - E -graf där identifierade isotoper är markerade bredvid motsvarande band. Jämförelse av den observerade energin från vänstra delen av bandet med E_{SRIM} kan ge approximation av partikeltypen. Hämtad från [15] CC-BY-4.0.

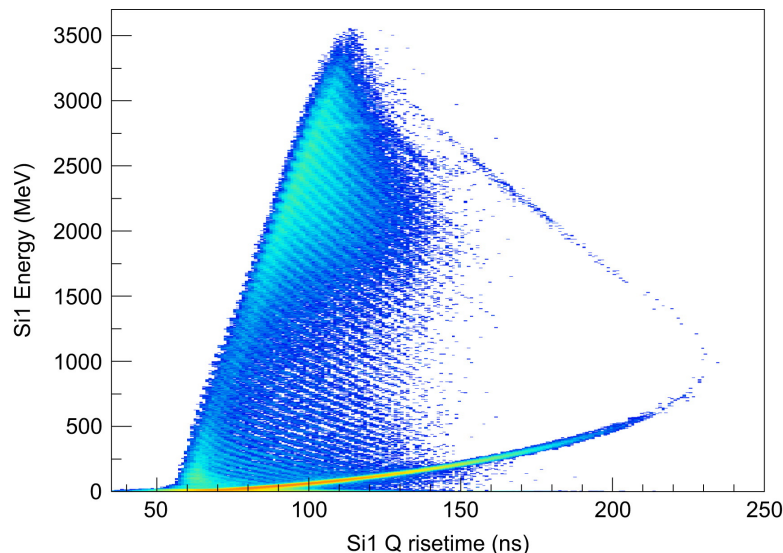
För mycket laddade och långsamma partiklar blir energiförlusten i många fall så

stor att de stannar redan i ΔE -detektorn. I dessa situationer erhålls ingen fullständig ΔE - E -information, vilket begränsar metodens användbarhet och motiverar användningen av alternativa tekniker såsom PSA [5].

2.3.2 Pulsformsanalys

Pulsformsanalys använder endast informationen från ΔE -detektorn och bygger på att olika typer av partiklar ger upphov till olika pulsformer till följd av skillnader i energideposition och laddningsinsamling [9]. Som följd av plasmaeffekter innehåller pulsformen information som inte framgår enbart av amplituden. Genom att analysera parametrar kopplat till signalens tidsförlopp, kan därför mer information om partikeltyp extraheras

En central parameter är signalens stigtid, ofta definierad som tiden det tar för signalen att öka från exempelvis 10% till 90% av sin maximala amplitud. Stigtiden bestäms både av laddningsbärarnas transport genom detektorn samt av eventuella plasmaeffekter. För fissionsfragment, som ger upphov till hög jonisationstäthet, blir plasmaeffekterna starka, och därmed blir både PHD och PDT betydande. Detta resulterar i generellt längre stigtider jämfört med partiklar med lägre laddning [13], [16]. För att visualisera denna information används vanligtvis så kallade energi-stigtid-diagram, där signalens deponerade energi relateras till dess stigtid. Figur 2.3 visar energi-stigtid-diagrammet från FAZIA-projektet [5]. I projektet fann de att partikeltyper tenderar att bilda separata band i diagrammet eftersom deras energideposition samt plasmaeffekter skiljer sig åt, vilket kan observeras i figuren. På så sätt möjliggörs partikelidentifiering, även i de fall där ΔE - E -metoden inte är tillräcklig.



Figur 2.3: Energi-stigtid-diagrammet som presenteras i FAZIA-projektet [5]. Distinkta band observeras som representerar unika partikeltyper. Projektet använde en ^{129}Xe -stråle med energi 35 MeV/nukleon och detektorn var 300 μm tjock. Återgiven med tillstånd från Elsevier.

3

Experimentet vid ISS

I juli 2025 genomfördes ett experiment med fission av ^{233}U med ISOLDE Solenoidal Spectrometer vid CERN, Genève. Datan samlades in digitalt på ett sådant sätt som möjliggör både pulsformsanalys och ΔE - E -analys. I detta avsnitt ges en översikt av experimentet vid ISS, med särskilt fokus på datainsamling och kalibrering. Detta för att skapa en förståelse för datan och dess kalibrering som ligger till grund för efterföljande programutveckling och analys.

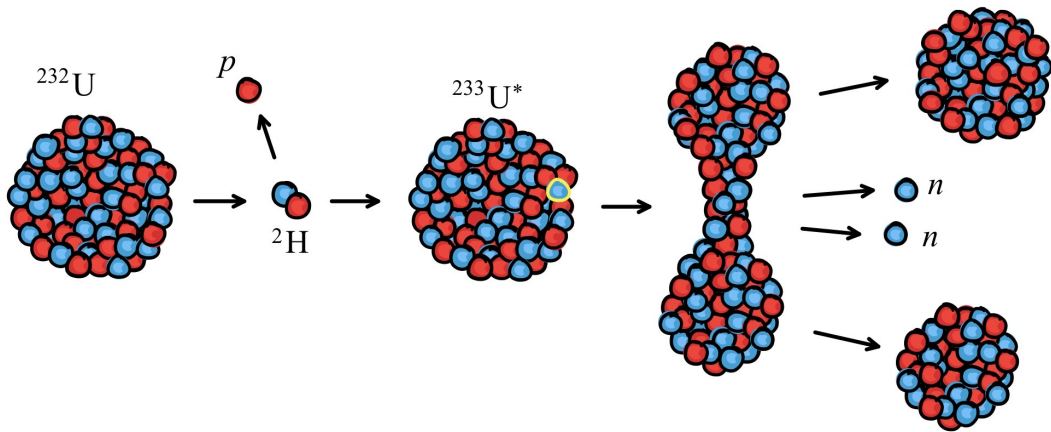
3.1 Experimentell bakgrund och uppställning

Experimentet genomfördes med ISS, en magnetisk spektrometer som är särskilt utformad för studier av olika kärnreaktioner genom användning av ett starkt solenoidalt magnetfält som styr laddade partiklar [17]. I spektrometern utfördes experimentet i inverterad kinematik, där en tung, radioaktiv jonstråle träffar ett lätt, stabilt mål [3], [18]. Detta är särskilt fördelaktigt vid studier av kortlivade och instabila isotoper, eftersom de kan vara tillgängliga som en radioaktiv stråle men inte ett radioaktivt mål. I det aktuella fallet användes en stråle av ^{232}U som träffade deutererad polyeten, CD_2 , innehållande deuterium. Strålen hade energin 7,34 MeV/nukleon och insamlad data med denna stråle benämns härnäst “fissionsdata”.

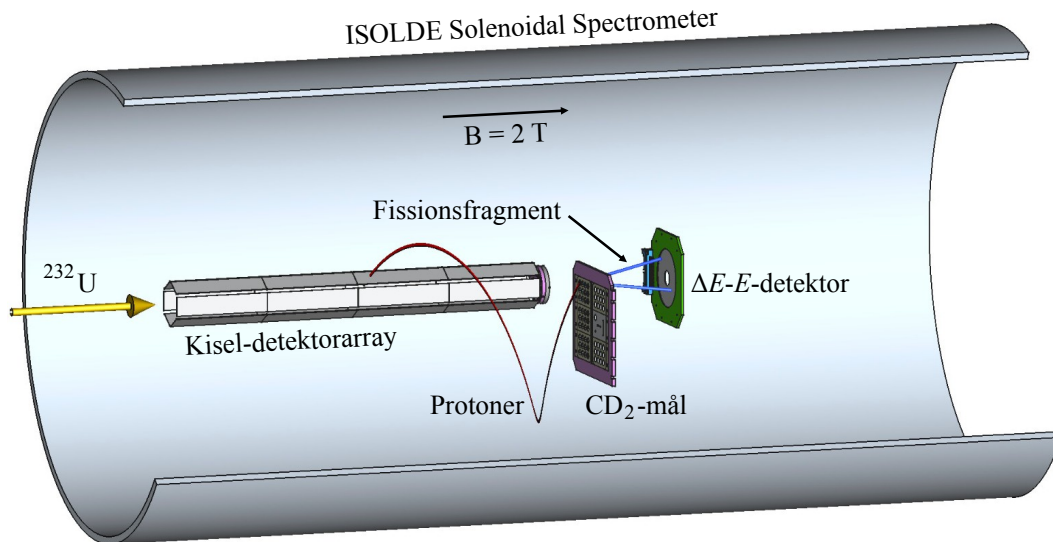
Reaktionen mellan strålen och målet är en så kallad (d, p) -reaktion, i vilken deuteriumkärnan, ^2H , bestående av en proton och en neutron, fungerar som en neutronkälla [3]. Figur 3.1 illustrerar reaktionen i inverterad kinematik. Vid kollisionen överförs neutronen till den inkommande urankärnan medan protonen emitteras. På grund av det starka magnetfältet, $B = 2$ T i spektrometern, leds protonen tillbaka till magnetens symmetriaxel i en spiralformad rörelse mot en kisel-detektorarray, där dess energi och position kan bestämmas. Reaktionen mellan strålen och målet ges av



där den resulterande kärnan $^{233}\text{U}^*$ bildas i ett exciterat tillstånd. Kärnan kan därefter genomgå inducerad fission om dess energi överstiger fissionsbarriären, varvid den klyvs i två fissionsfragment med höga kinetiska energier, typiskt av storleksordning 200 MeV, eftersom mycket energi frigörs i fissionen [7]. Rörelsemängdens bevarande medför att fragmenten färdas rygg till rygg i masscentrumsystemet, med en inbördes vinkel nära 180° . Fragmenten kan därefter detekteras i ΔE - E -detektorn [2], [3]. Ett schematiskt diagram av ISS presenteras i figur 3.2.



Figur 3.1: Illustration av (d,p) -reaktionen i inverterad kinematik. Strålen med ^{232}U träffar deuteriumet, varvid neutronen absorberas och ^{233}U bildas i ett exciterat tillstånd. Kärnan genomgår fission om dess energi överstiger fissionsbarriären.



Figur 3.2: Schematiskt diagram av ISOLDE Solenoidal Spectrometer. Jonstrålen infaller längs med magnetfältet och träffar sedan CD_2 -målet, innehållande deuterium. Protoner som emitteras ur (d,p) -reaktionen leds tillbaka till kisel-detektorarrayen, medan fissionsfragmenten färdas framåt mot ΔE -E-detektorn. Modifierad från [19].

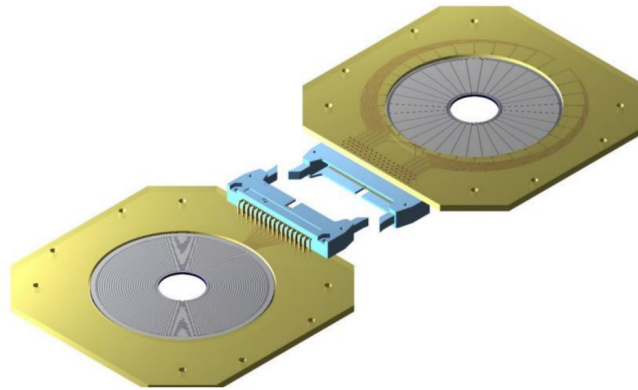
3.2 Partikeldetektion och datainsamling

Detektion av partiklarna utfördes med en ΔE -E-detektor, som bestod av två dubbelsidiga kisel-detektorer [3]. Varje dubbelsidig detektor var uppdelad i två moduler, där den n -dopade framsidan var segmenterad i 32 radiella sektorer och den p -dopade

baksidan var segmenterad i 24 koncentriska ringar. Ringarna och sektorerna utgör så kallade detektorkanaler och samma segmentering användes för både ΔE - och E -lagren, vilka illustreras i figur 3.3. Genom att kombinera information från sektorer och ringar kan fissionsfragmentens position och infallsvinkel bestämmas entydigt, eftersom fragmenten färdas framåt med en inbördes vinkel nära 180° [3]. Tjockleken hos ΔE -detektorn var $65\text{ }\mu\text{m}$ medan E -detektorn hade en tjocklek på $1000\text{ }\mu\text{m}$ och specifikationerna återges även i tabell 3.1.

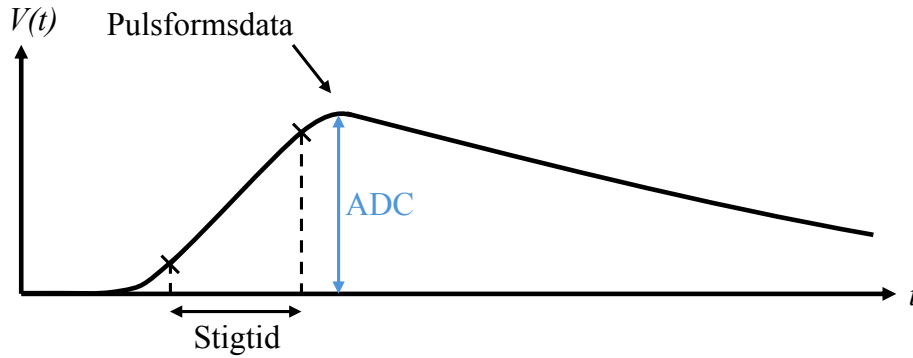
Tabell 3.1: Specifikationer för ΔE - och E -detektorerna [3].

Egenskap	ΔE -sektorer	ΔE -ringar	E -sektorer	E -ringar
Dopning	n -typ	p -typ	n -typ	p -typ
Segment	32	24	32	24
Tjocklek	$65\text{ }\mu\text{m}$		$1000\text{ }\mu\text{m}$	



Figur 3.3: Modulerna i en dubbelsidig detektor som används i en ΔE - E -konfiguration. I den högra syns 32 radiella sektorer medan den vänstra visar 24 koncentriska ringar. Figur från [20].

Signalerna från detektorerna behandlades initialt med en förförstärkare innan de skickades vidare till ett digitalt datainsamlingssystem av typen MDPP-32 [21]. Systemet samplade signalerna med en frekvens på 80 MHz och omvandlade de analoga signalerna till digital information. För varje registrerad händelse extraherades energiinformation i form av ADC-värden (från eng. *Analog-to-Digital Converter*), vilket ger ett mått på den totalt deponerade energin i respektive detektor. Utöver ADC-värden extraherades även den fullständiga pulssignalen, så kallad pulssformsdata. Denna data beskriver spänningssignalens förändring över tiden, och innehåller därmed information om signalens form vilket gör den central för pulssformsanalys. Amplituden av pulssformen är proportionell mot det uppmätta ADC-värdet och är därmed relaterad till den totala deponerade energin. Figur 3.4 illustrerar en typisk pulsform där även stigtiden och ADC-värdet är markerade. För varje registrerad händelse, innehållande ADC-värde och pulssformsdata, finns även en motsvarande tidsstämpel. Tidsstämpeln anger hur långt in i experimentet som händelsen registrerades, och hade upplösning 4 ns .



Figur 3.4: Schematisk representation av pulsformsdata, med ADC-värdet markerat i blått, vilken är proportionell mot amplituden av pulsformsdata. Även pulsformens stigtid är markerad. Figuren är inte skalenlig och är adapterad från [9].

3.3 Kalibrering

Utöver mätningar med ^{232}U -strålen inkluderade experimentet kalibrering av både spektrometern och detektorsystemet. Spektrometern kalibrerades med en stabil stråle med ett känt massa-till-laddnings-förhållande, $A/q = 4$ [3], även känd som en “cocktail-stråle”, där A är masstalet och q är laddningen. Denna stråle utgjordes av stabila isotoper som är i gasform vid rumstemperatur, och tack vare dess väldefinierade egenskaper kan sambandet mellan partiklarnas energi och vinkel, magnetfält samt detektorposition verifieras. Detta var nödvändigt för att exempelvis säkerställa att partiklarna registrerades korrekt i spektrometern. Körningarna med stabil stråle genomfördes både utan och med CD_2 -målet, varav den senare resulterade i reaktionspartiklar. Strålenergin var 7,34 MeV/nukleon, samma som för ^{232}U -strålen.

För energikalibrering av detektorsystemet så registrerades data med en α -källa. En α -källa emitterar α -partiklar med väldefinierade, diskreta energier, vilket gör dem särskilt lämpade för att fastställa en noggrann energikalibrering av detektorsystemet [3]. Experimentet använde en källa med fyra olika radioaktiva isotoper, vilka presenteras i tabell 3.2 tillsammans med deras respektive välkända energier [3], [9]. Användningen av flera isotoper möjliggör ett tillräckligt antal kalibreringspunkter över det relevanta energiintervallet, vilket förbättrar noggrannheten i kalibreringen.

Tabell 3.2: Lista över α -källor med deras respektive kända energier [9].

Källa	^{148}Gd	^{239}Pu	^{241}Am	^{244}Cm
Energi [keV]	3183	5155	5486	5805

Den deponerade energin E_{dep} relateras till detektorns utsignal genom en linjär kalibreringsfunktion enligt

$$E_{\text{dep}} = k \cdot E_{\text{uppmätt}} + m, \quad (3.2)$$

där $E_{\text{uppmätt}}$ representerar den uppmätta signalen i detektorn, medan k och m motsvarar kalibreringskurvas lutning respektive förskjutning [2]. Dessa parametrar var på förhand bestämda genom anpassning till de kända α -energierna.

4

Dataanalys och programutveckling

Dataanalysens syfte var att identifiera fissionsfragment genom pulsformsanalys. Under antagande att laddningen bevarades i reaktionen, var det tillräckligt att identifiera de lättare fragmenten och från det beräkna laddningen för de tyngre fragmenten. Metoden har utvecklats stegvis, med utgångspunkt i α -datan, vidare till den stabila referensstrålen ($A/q = 4$) utan och därefter med CD_2 -målet, och slutligen applicering på fissionsdatan.

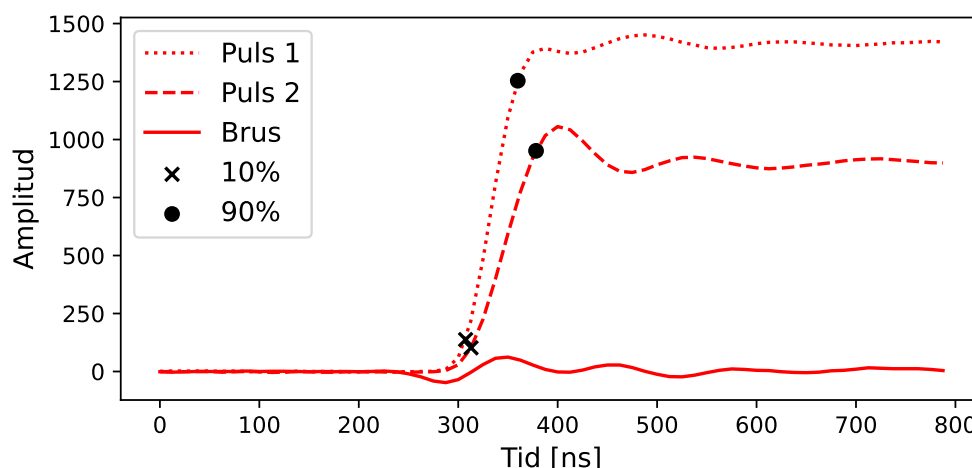
Programutvecklingen baserades initialt på metoder beskrivna i FAZIA-projektet [5], med fokus på extraktion av signalens stigtid. Samtliga analyssteg implementerades i `Python`, och utgick från pulsformsdatan, registrerad för varje modul och detektorkanal i både ΔE - och E -detektorn. Kalibrering av både energin och stigtiden utfördes på den erhållna datan och en algoritm för att korrelera händelser mellan ΔE - och E -detektorn implementerades. På så sätt kunde ΔE - E -diagram konstrueras, vilket användes i kombination med energi-stigtid-diagram, SRIM-beräkningar och kurvanpassning för att möjliggöra partikelidentifiering. Samtidigt undersöktes möjligheten att ersätta ΔE - E -information med endast energi-stigtid-diagram för framtida arbeten.

4.1 Signalbehandling och extraktion av stigtid

Första steget i programutvecklingen var att implementera rutiner för att läsa in, visualisera och behandla pulsformerna. Figur 4.1 visar två pulser samt brus från fissionsdatan. För varje signal utfördes initialt en baslinje-korrektion genom att subtrahera medianvärdet av de första 15 datapunkterna, motsvarande 187,5 ns, vilka antogs vara opåverkade av pulsen genom en undersökning av ett stort antal pulser. Detta för att separera verkliga signaler från oönskade effekter av elektroniskt brus.

Ett program för noggrann extraktion av stigtiden har också utvecklats. Särskild vikt lades vid att korrekt identifiera den primära toppen i signalen, då elektroniskt brus och som följd sekundära toppar, i vissa fall annars ledde till felaktig extraktion av pulsens topp. För att hantera detta implementerades kriterier som undertryckte påverkan från sekundära toppar, vilket säkerställde att endast den relevanta delen av signalen analyserades. Puls 1 i figur 4.1 visar ett sådant exempel där den sekundära toppen utgjorde maxvärdet på pulsen, och skulle ha lett till felaktig extraktion av stigtiden utan implementerade kriterier.

Stigtiden definierades som tiden det tog för pulsen att gå från 10% till 90% av signalens maximala amplitud för den primära toppen. För att uppnå hög precision i bestämningen av stigtiden användes kubisk interpolation för att bestämma dessa nivåer samt den primära toppen. Ingen ytterligare brusfiltrering applicerades vid extraktion av stigtiden på grund av avgränsningarna från avsnitt 1.3.



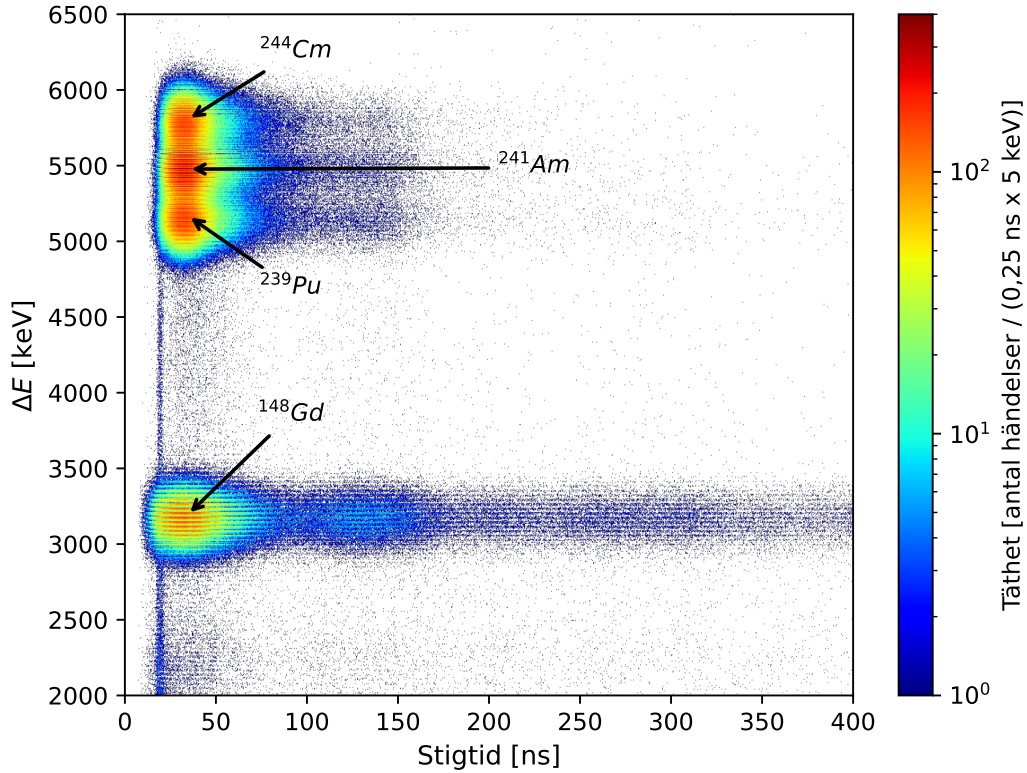
Figur 4.1: Två pulser samt brus från fissionsdatan, där nivåerna vid 10 % och 90 % av signalens maximala amplitud för primära toppen är markerade för puls 1 och 2. Puls 1 uppvisar ett globalt maximum som motsvarar en sekundär topp, vilket har beaktats i extraktionen av stigtiden. Brusets form illustrerar att även de övriga pulserna påverkas av brus. Detta noteras exempelvis i puls 2, vilken följer den förväntade formen, men med översläng.

4.2 Kalibrering av energi och stigtid

Kalibreringarna baserades på α -körningarna, där de uppmätta ADC-värdena användes som storheten $E_{\text{uppmätt}}$ i kalibreringsrelationen från ekvation 3.2. Kalibreringskoefficienterna, det vill säga lutningen k och förskjutningen m , var på förhand bestämda för samtliga sektorer och ringar i ΔE - och E -detektorn. Dessa applicerades direkt på de uppmätta ADC-värdena för alla moduler för att erhålla kalibrerade energier i en första kalibrering.

Utöver energikalibreringen genomfördes även en kalibrering av signalernas stigtid för ringarna och sektorerna i ΔE -detektorn. Figur 4.2 visar energi-stigtid-diagrammet för α -datan och i denna observeras fyra former som är centrerade kring energierna som återfinns i tabell 3.2. Kalibreringen av stigtiden gjordes genom att för vardera modul bestämma medelvärdet μ och standardavvikelsen σ av stigtiden för α -partiklar från sönderfallet av ^{148}Gd . Denna isotop valdes som referens då övriga källor överlappade i energi och därmed ansågs vara mindre lämpliga för kalibreringen, se figur 4.2. Medelvärdet och standardavvikelsen definierades som referensvärden, varpå varje enskild kanal justerades så att de uppmätta stigtiderna överensstämde

med detta värde. På så sätt kunde kanalberoende variationer minimeras och inneboende skillnader mellan modulerna undersökas. En liknande jämförelse genomfördes också för energierna vilket applicerades på fissionsdatan.



Figur 4.2: Energi-stigtid-diagram för α -datan från ΔE -sektorerna. Figuren uppvisar fyra urskiljbara strukturer motsvarande α -partiklar med energier enligt tabell 3.2. I figuren markeras de α -källor som ger upphov till respektive struktur, där det tydligt syns att ^{148}Gd är väl separerad från resterande isotoper.

Numeriska värden för μ samt σ för stigtiden respektive energin presenteras i tabell 4.1 och den kalibrerade stigtiden mot kanalnummer för ΔE -detektorn illustreras i figur 4.3. Resultaten visar att σ_{energi} är väldigt lika för båda typerna av segment och därför undersöks båda i efterföljande avsnitt om korrelation. Resultaten visar även att σ_{stigtid} , och således upplösningen, för ΔE -sektorerna är något bättre. Detta observeras även i figur 4.3 där stigtiden i ΔE -ringarna smetas ut med ökande kanalnummer, medan den hålls relativt konstant för sektorerna. Detta fenomen orsakas troligtvis av den geometriska skillnaden i ΔE -ringarna. Ringarnas area ökar med kanalnummer vilket ökar kapacitansen och i sin tur minskar förhållandet mellan signalen och bruset [22]. Upplösning blir således sämre för ringarna med ökande kanalnummer samtidigt som ringarnas omkrets, vilka också ökar med kanalnumret, förlänger stigtiden. Skillnaden i μ_{stigtid} orsakas troligtvis också av den intrinsiska skillnaden mellan drifhastigheterna hos hål och elektroner på grund av laddningsbärarnas mobilitet.

Tabell 4.1: Referensvärden för medelvärde och standardavvikelsen för stigtiden respektive energin från ^{148}Gd för ringarna och sektorerna i ΔE -detektorn. Energierna för ringarna och sektorerna stämmer väl överens med de teoretiska värdena i tabell 3.2, vilket även observeras i figur 4.2.

Modul	$\mu_{\text{stigid}} [\text{ns}]$	$\sigma_{\text{stigid}} [\text{ns}]$	$\mu_{\text{energi}} [\text{keV}]$	$\sigma_{\text{energi}} [\text{keV}]$
ΔE -ringar	41,238	14,312	3171,123	73,356
ΔE -sektorer	36,393	12,171	3170,556	75,842

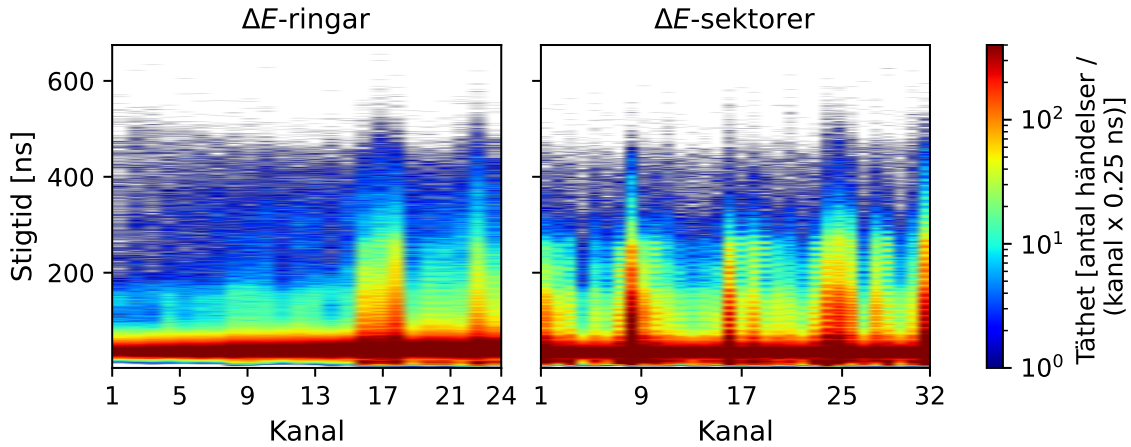
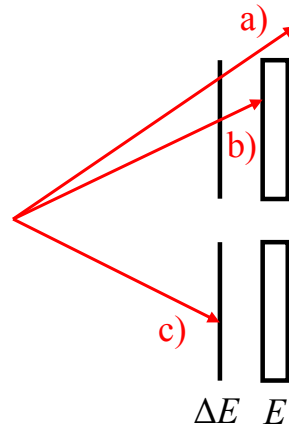


Figure 4.3: Stigtidens kanalberoende för ΔE -ringarna respektive ΔE -sektorerna efter kalibrering. För ringarna smetas stigtiden ut med ökande kanalnummer, medan stigtiden hålls relativt konstant för sektorerna.

4.3 Korrelation mellan ΔE - E -detektorerna

För att möjliggöra ΔE - E -analys utvecklades en metod för att korrelera signaler mellan de olika detektorsegmenten. Figur 4.4 illustrerar hur partiklarna kan träffa detektorn, varav signalerna som korrelerades utgör situation b). ΔE -sektorerna valdes som referens i ΔE -detektorn tack vare dess bättre upplösning, se tabell 4.1. Genom att matcha händelser baserat på tillgängliga tidsstämplar, kunde signaler i ΔE -sektorer kopplas till motsvarande signaler i E -ringar och E -sektorer. Detta utfördes genom att för varje händelse i ΔE -sektorer hitta den motsvarande händelsen i E -ring respektive E -sektor som har minst absolut skillnad i tidsstämpel, och som därmed skedde intill varandra. Det visade sig att korrelationer mellan ΔE -sektorer och E -sektorer var den enda kombination som lyckas ge bandstrukturerna i ΔE - E -diagrammen för fissionsdatan, och denna kombination användes därför i den fortsatta analysen som ΔE - E -uppsättning. Dessutom applicerades en begränsning som förkastar de händelser som korrelerats vars skillnad i tidsstämplar är utanför ett visst tidsintervall. Olika tidsintervall testades för att bestämma det optimala intervallet för ΔE - E -mätning. Det optimala tidsintervallet ansågs vara 200 ns, då detta intervall ger den tydligaste separationen av bandstrukturerna i ΔE - E -diagrammet.



Figur 4.4: Schematisk illustration av ΔE - E -detektorn sedd från sidan, med olika sätt som partiklarna kan träffa detektorn beroende på emissionsvinkel och partikeltyp. Fall a) visar situationen där partikeln penetrerar ΔE -detektorn, men infaller med en vinkel så att den inte kan detekteras i E -detektorn. Fall b) visar situationen där partikeln penetrerar ΔE -detektorn och därefter detekteras i E -detektorn, och det är endast dessa händelser som kan korreleras. I fall c) stoppas partikeln redan i ΔE -detektorn.

4.4 Partikelidentifiering

Efter kalibreringen hade applicerats på all tillgänglig data och händelser i ΔE - E -sektorerna korrelerats var det möjligt att konstruera ΔE - E -diagram för den tillgängliga datan. Nedan följer, i kronologisk ordning, de steg som möjliggjorde PID, med ursprung i datan från stabil stråle utan respektive med CD_2 -mål, och hur det slutligen applicerades på fissionsdatan för att möjliggöra identifiering av fissionsfragmenten.

4.4.1 Stabil stråle utan CD_2 -mål

Partikelidentifiering baserades initialt på data från den stabila referensstrålen ($A/q = 4$) utan CD_2 -mål. ΔE - E -diagram konstruerades, där de karakteristiska banden (likt figur 2.2) som motsvarar olika partikeltyper observeras, se figur 5.2. Genom att utnyttja ΔE - E -metoden för PID kunde partiklarna och deras laddning Z identifieras genom jämförelse med energiförlustmodellen SRIM [12]. Detta genom begränsningen att identifiering gjordes bland vanligt förekommande, stabila isotoper. I beräkningsmodellen användes $70\mu m$ som effektiv tjocklek för ΔE -detektorn, istället för den verkliga tjockleken $65\mu m$, för att approximativt ta hänsyn till partiklarnas infallsvinkel och därmed längre väglängd genom ΔE -detektorn.

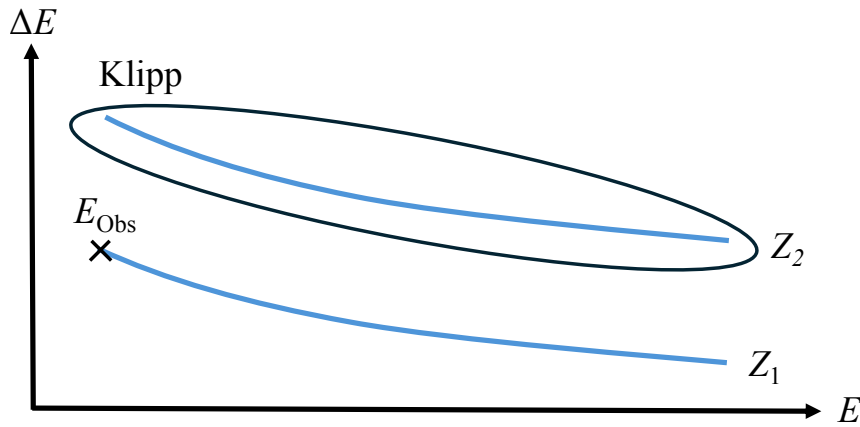
Med hjälp av de partikeltyper som identifierats i ΔE - E -grafnen kunde en relation mellan partiklarnas laddning och den totalt observerade energin konstrueras, $Z = Z(E_{Obs})$, där E_{Obs} representerar partikelns tröskelenergi för att penetrera ΔE -detektorn. Figur 4.5 illustrerar hur E_{Obs} extraherades ur banden. Det bör noteras att den uppmätta energin påverkas av pulshöjdsdefekter, vilket blir allt mer betydande för

bandstrukturer vid högre energier. De extraherade värdena E_{Obs} representerar alltså inte nödvändigtvis den sanna tröskelenergi för de olika partikeltyperna som ger upphov till de observerade bandstrukturerna. Relationen mellan E_{Obs} och Z bestämdes genom att anpassa de identifierade datapunkterna till en lämplig funktionsform. Inledningsvis testades funktionsformen $Z = a\sqrt{E_{\text{Obs}}}$, som motsvarar Bethe-Bloch-formeln, se ekvation 2.1. På grund av Bethe-Bloch-formelns komplexa struktur, med flera bidragande termer, bedömdes dock denna approximation vara allt för restriktiv. Istället valdes en mer generell potenslag som bättre kunde fånga det empiriska sambandet i datan,

$$Z = aE_{\text{Obs}}^b. \quad (4.1)$$

Denna parametrisering möjliggjorde därefter en uppskattning av Z för nya band som observeras i övriga dataset.

För att överföra informationen från ΔE - E -grafnen till energi-stigtid-diagrammen användes en etablerad PID-teknik baserad på så kallade klipp i ΔE - E -planet. Dessa klipp definierades utifrån de separerade partiklarna, det vill säga banden, i grafen. Genom att överföra händelserna till ett energi-stigtid-diagram och jämföra med det fullständiga energi-stigtid-diagrammet, var det möjligt att urskilja vilka band som gav upphov till de olika strukturerna i diagrammet. Denna analys visade även på den praktiska användbarheten av energi-stigtid-diagram som ett komplement, och i vissa fall ett alternativ, till ΔE - E -metoden för partikelidentifiering.



Figur 4.5: Schematisk illustration av bandstrukturer som förekommer i ΔE - E -diagram. Det övre bandet illustrerar ett exempel på klipp i planet som används för att separera händelser inför separat analys. Det nedre bandet illustrerar var E_{Obs} extraheras från bandstrukturerna.

4.4.2 Stabil stråle med CD₂-mål

Liknande metodik applicerades därefter på data från den stabila strålen med CD₂-mål. Interaktionen mellan strålen och målet resulterade i ett betydligt rikare spektrum av partiklar, vilket gav upphov till fler band i ΔE - E -graf, se figur 5.3. Genom att använda kurvanpassningen så kunde laddningen för dessa nya partikeltyper identifieras. De uppskattade laddningarna avrundades därefter till närmaste heltal, vilket möjliggjorde en förnyad kurvanpassning baserad på ett utökat dataset. Detta resulterade i en mer tillförlitlig relation, se figur 5.5, som kunde appliceras på fissionsdatan.

4.4.3 Tillämpning på fissionsdata

Slutligen konstruerades ΔE - E -diagrammet för fissionsdatan, se figur 5.1. Den förnyade kurvanpassningen applicerades på datan för att estimeras Z för de lättare fissionsfragmenten, varvid de tyngre fragmentens laddning kunde beräknas. Vidare undersöktes energi-stigtid-diagrammet på två sätt: alla händelser i ΔE -detektorn respektive korrelerade händelser, det vill säga de händelser som observeras i ΔE - E -graf. Genom att jämföra dessa kunde händelser som endast registrerades i ΔE -detektorn identifieras och på sått blev det möjligt att urskilja de lättare respektive tyngre fragmenten, eftersom de tyngre fragmenten troligtvis stannar i ΔE -detektorn.

5

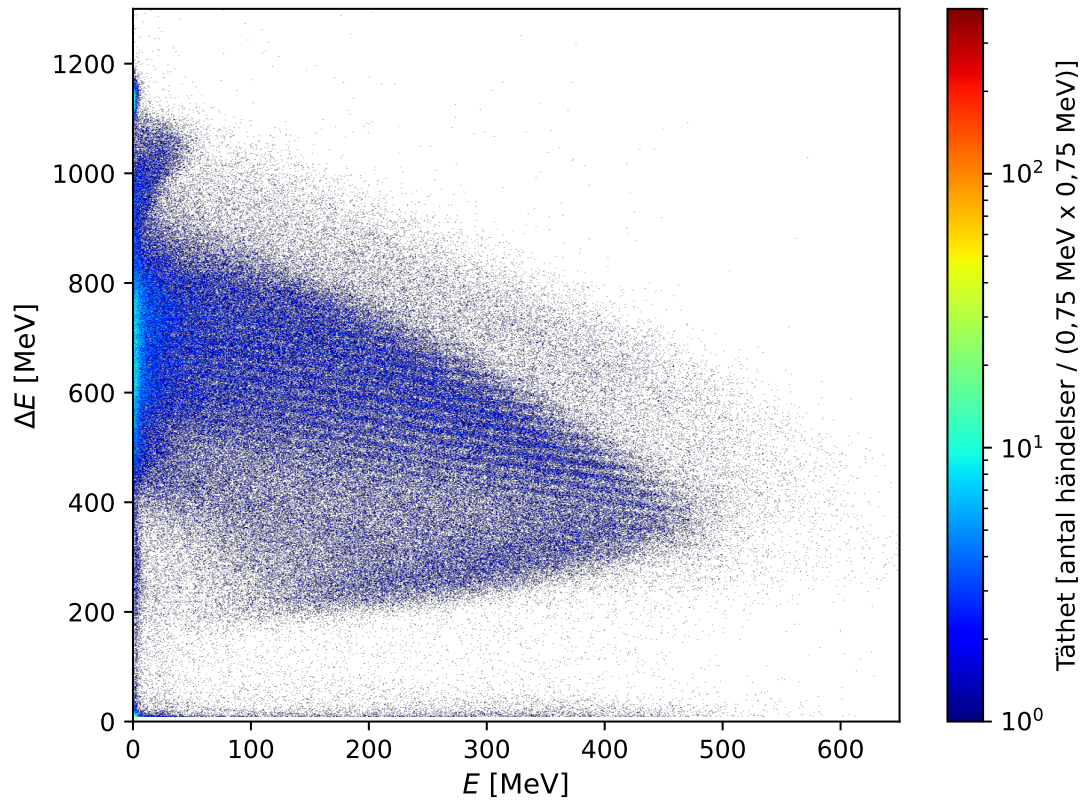
Resultat och diskussion

I detta avsnitt presenteras och analyseras de resultat som erhållits med de metoder som beskrevs i förgående kapitel. Inledningsvis behandlas ΔE - E -analys av fissionsdata. Ett första försök att identifiera fissionspartiklarna görs därefter med ΔE - E -metoden genom att använda en kurvanpassning som utvecklas med hjälp av den stabila strålen. Slutligen diskuteras energi-stigtid-diagrammen för fissionsdatan samt stabila strålen och pulsformsanalys som en hållbar metod för PID undersöks.

5.1 ΔE - E -analys

ΔE - E -diagrammet med applicerad kalibrering visas i figur 5.1. I denna figur visas de karakteristiska bandstrukturerna, i enlighet med vad som förväntas enligt avsnitt 2.3.1. Varje band i figur 5.1 representerar en specifik partikel som ska identifieras. Diagrammet visar också en betydande mängd bakgrund, det vill säga oönskade fysikaliska händelser, omkring dessa bandstrukturer. Bakgrunden uppstår särskilt mycket vid vänstra kanten av banden, vilket försvårar extraktionen av E_{Obs} . Den stora mängden bakgrund som uppstår är troligtvis en konsekvens av att ingen så kallad *add-back*-rutin har applicerats på datan. En *add-back*-rutin tar hänsyn till att individuella partiklar kan ge utslag i närliggande kanaler i kiseldetektorn genom att behandla dessa utslag som en enda händelse. På grund av denna bakgrund var det inte möjligt att extrahera E_{Obs} från varje enskilt band, så istället bestämdes ett intervall $E_{\text{Obs}} \in [551, 810]$ MeV. Med dessa energier kan Z uppskattas med analys av datan från den stabila referensstrålen samt utveckling av kurvanpassningen i ekvation 4.1 baserat på de identifierade partikeltyperna.

ΔE - E -grafen för stabil stråle utan CD_2 -mål presenteras i figur 5.2 och uppvisar också tydliga, karakteristiska bandstrukturer. De observerade energierna vid bandens vänstra kant sammanställs i tabell 5.1. Eftersom strålen endast innehåller stabila isotoper som uppfyller relationen $A/q = 4$, samt att isotoper som exempelvis ^{36}Ar har för låg naturlig uppkomst för att uppstå i datan [8], kan möjliga partikeltyper begränsas avsevärt. Resterande kandidater jämfördes med simulerade energier från SRIM [12] och kunde slutligen identifieras som ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne och ^{40}Ar under antagandet att PHD har en begränsad påverkan vid låg energi. Dessa isotoper, tillsammans med motsvarande simulerade energier E_{SRIM} , återfinns också i tabell 5.1, där även skillnaden $E_{\text{SRIM}} - E_{\text{Obs}}$ redovisas. Skillnaden mellan E_{SRIM} och E_{Obs} ökar systematiskt med ökande energi, vilket tyder på att effekter såsom PHD, samt bidrag från detektorns döda lager leder till en ökande energiunderskattning i datan.

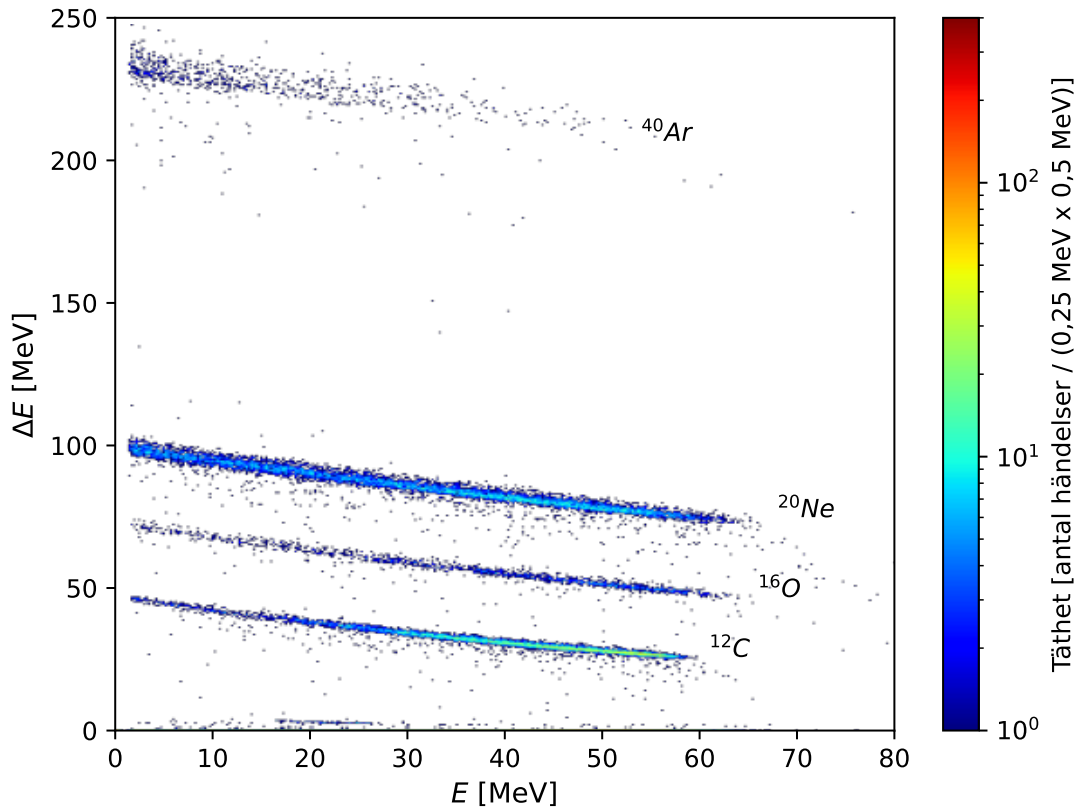


Figur 5.1: ΔE - E -diagram för fissionsdatan från ΔE - E -sektorerna. Den förväntade bandstrukturen kan observeras tillsammans med mycket bakgrund. Notera att figuren endast uppvisar de händelser som kan beskrivas av situation b) i figur 4.4. Alla händelser under 10 MeV har tagits bort på grund av elektroniskt brus.

Tabell 5.1: Identifierade isotoper från stabil stråle utan CD_2 -mål, med respektive observerad energi, E_{Obs} , och simulerad energi, E_{SRIM} , för 70 μm tjock kiseldetektor [12]. Dessutom presenteras skillnaden $E_{\text{SRIM}} - E_{\text{Obs}}$, vilket visar en ökande avvikelse vid högre energier.

Isotop	E_{Obs} [MeV]	E_{SRIM} [MeV]	$E_{\text{SRIM}} - E_{\text{Obs}}$ [MeV]
^{12}C	46,5	53,9	7,4
^{16}O	72,0	80,7	8,7
^{20}Ne	99,5	111,5	12,0
^{40}Ar	233,0	248,1	15,1

Med de identifierade partikeltyperna i tabell 5.1 kan kalibreringsrelationen mellan observerad energi och protontal etableras. En anpassning av ekvation 4.1 gav parametrarna $a_1 = 0,426$ och $b_1 = 0,687$ baserat på E_{Obs} från tabell 5.1. Figur 5.5 visar anpassningen med de erhållna värdena a_1 och b_1 , samt kurvan som erhålls med $b = 0,5$.



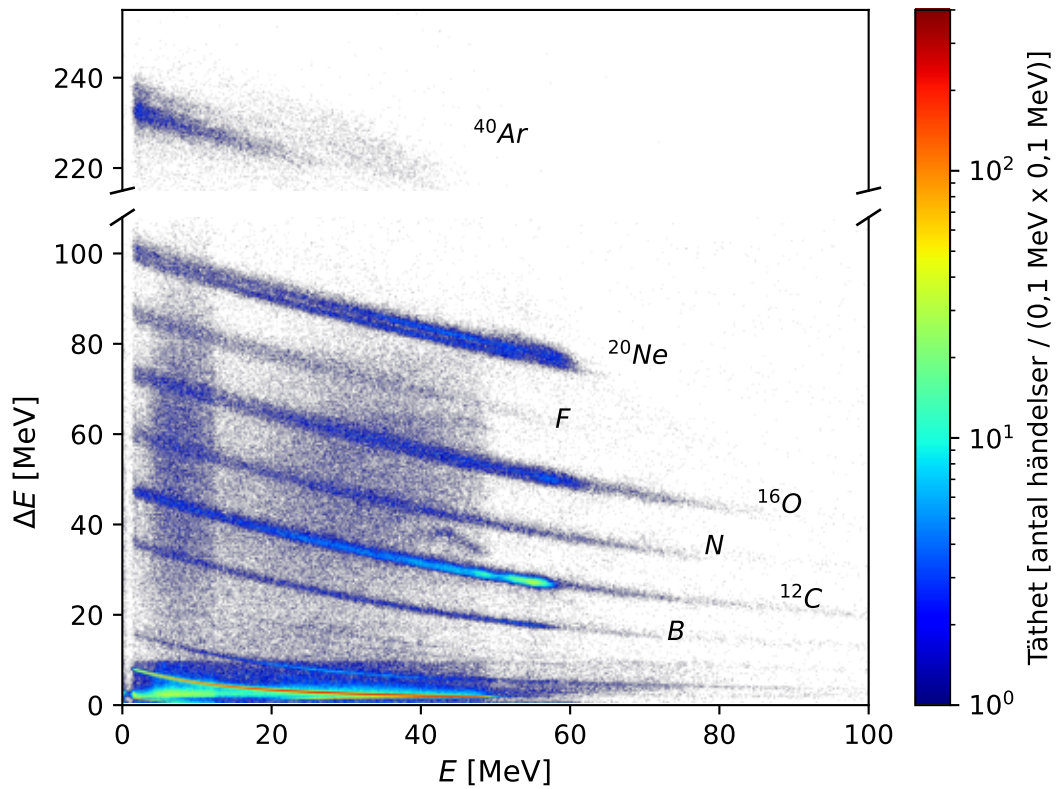
Figur 5.2: ΔE - E -diagram för stabil stråle utan CD_2 -mål från ΔE - E -sektorerna. De identifierade isotoperna är markerade vid respektive band, och redovisas tillsammans med de observerade energierna definierade vid bandens vänstra kant, i tabell 5.1.

Vidare presenteras ΔE - E -grafen för den stabila strålen med CD_2 -mål i figur 5.3. Där framträder ett större antal bandstrukturer, vilket är ett resultat av reaktioner med CD_2 -målet. Figur 5.4 visar dessutom en förstord bild av figur 5.3 för att kunna urskilja de band som befinner sig vid mycket låga energier relativt resterande band. De observerade energierna i ΔE - E -grafan används tillsammans med de erhållna parametervärdena på a_1 och b_1 för att identifiera de nya banden, vilka båda sammanställs i tabell 5.2.

Tabell 5.2: Identifierade isotoper från stabil stråle med CD_2 -mål, med respektive protontal Z och observerad energi E_{Obs} .

Partikel	^1H	^2H	He	Li	B	^{12}C	N	^{16}O	F	^{20}Ne	^{40}Ar
Protontal Z	0,61	0,91	1,79	2,83	4,66	6,01	7,08	8,11	9,10	10,03	17,99
E_{Obs} [MeV]	1,7	3,0	8,1	15,8	35,7	47,2	60,0	73,0	86,4	99,5	233,0

Banden i figur 5.4 som har $E_{\text{Obs}} = 1,7$ MeV och $E_{\text{Obs}} = 3,0$ MeV ger protontalen $Z = 1$ efter avrundning till närmaste heltal. Dessa band motsvarar med stor san-



Figur 5.3: ΔE - E -graf för stabil stråle med CD_2 -mål från ΔE - E -sektorerna. De identifierade partiklarna, med $E_{\text{Obs}} > 20$ MeV, är markerade bredvid motsvarande band. På grund av elektroniskt brus har alla händelser under 500 keV i ΔE -detektorn tagits bort

nolikhet protoner, ^1H , respektive deutroner, ^2H , vilket är partiklar som förväntas vid kollision av den stabila strålen med CD_2 -målet. I figur 5.4 så observeras även att bandet som representerar helium (He) när omkring 50 MeV i E -detektorn innan bandet svänger och börjar minska i energi. Detta fenomen visas även i figur 2.2 och uppstår när partiklar har tillräckligt hög initial kinetisk energi för att både penetrera ΔE -detektorn och E -detektorn.

Med de nya partikeltyperna som identifierats kan ytterligare en relation mellan de observerade energierna och avrundade protontalen från tabell 5.2 etableras. Genom en anpassning av ekvation 4.1 erhålls nya parametrar $a_2 = 0,438$ och $b_2 = 0,680$ baserat på E_{Obs} från tabell 5.2. Kurvanpassningen utan respektive med CD_2 -målet presenteras i figur 5.5. Som diskuterats i avsnitt 4.4.1 avviker värdena på b_1 samt b_2 från det initiala värdet $b = 0,5$, som fås från den förenklade Bethe-Bloch-formeln. Därmed motiveras användningen av den alternativa potenslagen i ekvation 4.1, vilken i en större utsträckning tar hänsyn till Bethe-Bloch-formelns komplexa form. Detta kan även observeras i vänstra panelen i figur 5.5 som inkluderar kurvanpassningen med $b = 0,5$. Denna anpassning lyckas inte särskilt väl med att återskapa laddningen för de kända isotoperna utifrån den observerade energin, då modellen exempelvis ger $Z = 16$ för ^{40}Ar då $E_{\text{Obs}} = 233,0$ MeV.

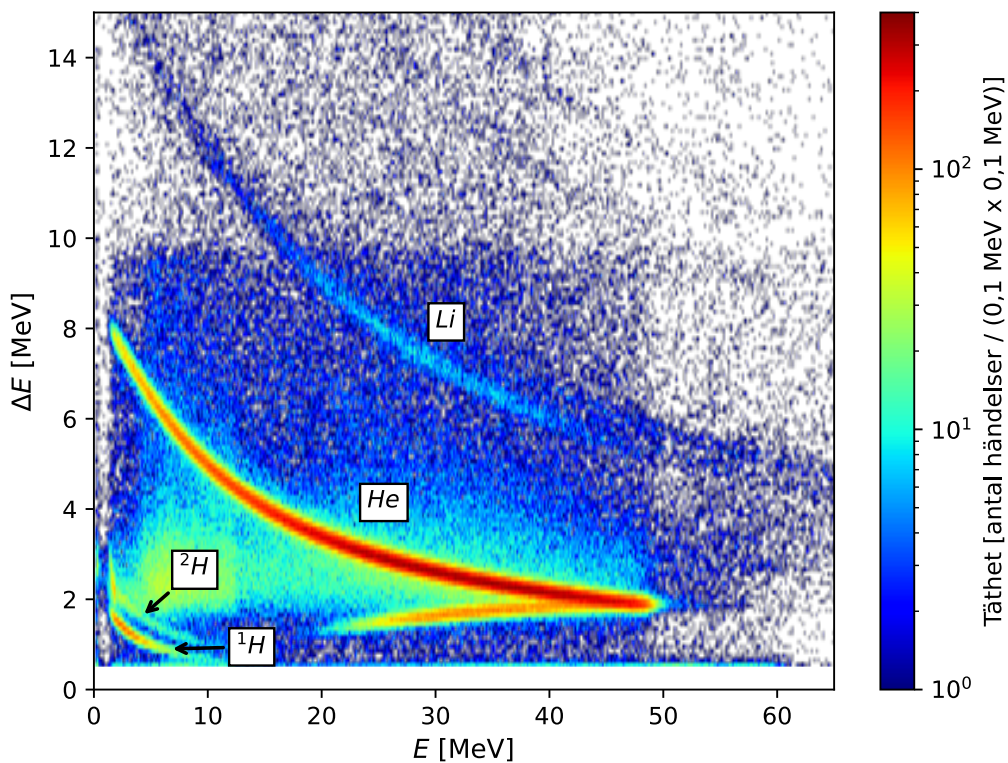
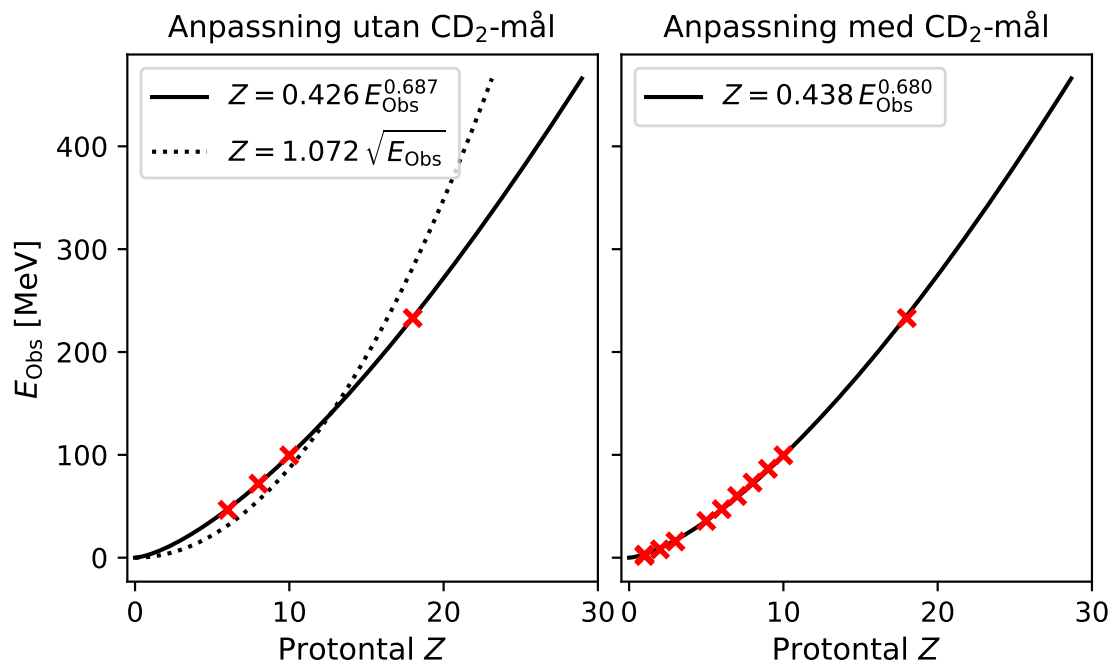


Figure 5.4: Förstorad bild av figur 5.3. Identifierade partiklar, med $E_{\text{Obs}} < 20$ MeV, är markerade bredvid motsvarande band eller med pil. Bandet motsvarande helium (He) svänger tillbaka då den når ≈ 50 MeV i E -detektorn.

Vid applicering av kurvanpassningen på fissionsdatan från figur 5.1, med $E_{\text{Obs}} \in [551, 810]$ MeV, erhålls ett intervall för Z hos de lättare fissionsfragmenten. Intervallet uppskattas till $Z \in [32, 42]$, vilket motsvarar alla grundämnen från germanium till molybden. Under antagandet att de observerade banden i ΔE - E -diagrammet enbart representerar de lättare fissionsfragment, samt att protontalet bevaras vid fission, följer att de tyngre fissionsfragment bör ligga inom intervallet $Z \in [50, 60]$. Detta motsvarar alla grundämnen från tenn till neodym.

Vid låga energier kan kurvanpassningarna i vänstra respektive högra panel i figur 5.5 uppskatta protontalet för en given observerad energi E_{Obs} med hög effektivitet. Detta sker eftersom att kurvanpassningarna exempelvis återger protontalen $Z = 18$ efter avrundning för ^{40}Ar vid $E_{\text{Obs}} = 233,0$ MeV vilket visas i figur 5.2. Vid högre laddning förväntas däremot PHD och energiförluster i döda lagret att ha en större påverkan på den extraherade energiförlusten hos partiklarna. Eftersom att PHD och döda lagret med stor sannolikhet inte kan uttryckas med samma kurvanpassning aE_{Obs}^b , på grund av effekternas fysikaliska ursprung, så kan man inte med säkerhet säga att extrapoleringen till högre energier erhåller korrekta protontal. Därför finns det en stor osäkerhet i det erhållna intervallet av det lättare och således tyngre fissionsfragmentens laddning.

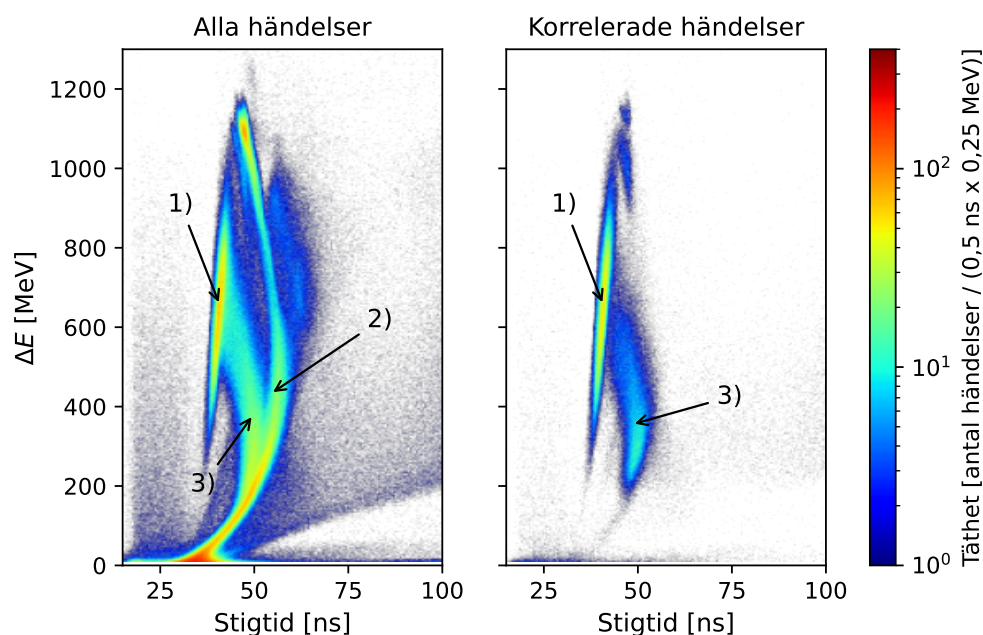


Figur 5.5: Resultat för kurvanpassningen i ekvation 4.1 för stabil stråle utan respektive med CD_2 -mål. För anpassningen utan CD_2 -mål inkluderas även kurvanpassningen med parametern $b = 0,5$, vilken uppenbart blir för restriktiv och inte tar hänsyn till Bethe-Bloch-formelns komplexa struktur.

5.2 Energi-stigtid-analys

Energi-stigtid-diagrammet för fissionsdatan, erhållen från ΔE -sektorerna, visas i den vänstra panelen i figur 5.6. Figuren visar samtliga händelser där partikeln träffar ΔE -detektorn, oavsett vad som sker efteråt, det vill säga alla situationer a), b) och c) från figur 4.4. I figuren observeras främst tre relevanta former: den vänstra spiken, markerad med 1), den högra bågen, markerad med 2), och slutligen molnet mellan dem, markerad med 3). För att med större säkerhet säga vad dessa tre former motsvarar, jämförs dem med händelserna från figur 5.1, motsvarande situation b) i figur 4.4. Dessa korrelerade träffar presenteras i den högra panelen i figur 5.6.

Form 1) återfinns i båda panelerna i figur 5.6, och representerar troligtvis de lättare fissionsfragmenten, vilka har tillräckligt låg laddning för att penetrera ΔE -detektorn. En liten men tydlig lutning observeras i denna form, vilket överensstämmer med den teoretiska förväntningen att partiklar med hög laddning har längre stigtider. Stigtiderna i denna form sträcker sig ungefär från 37 ns till 43 ns. Vidare noteras att form 2) endast är synlig i den vänstra panelen i figur 5.6, vilket tyder på att de troligtvis utgör de tyngre fissionsfragmenten, eftersom de har stoppats av ΔE -detektorn och därför inte erhåller någon ΔE - E -information. Formen på denna bågen är inte lika självklar, och har inte samma förväntade lutning som form 1). Samtidigt befinner sig bågen generellt vid högre stigtider än spiken, varav den högsta stigtiden utläses till ungefär 59 ns, vilket stärker argumentet att form 2) utgör de tyngre fis-



Figur 5.6: Energi-stigtid-diagram för fissionsdaten från ΔE -sektorerna. Den vänstra panelen uppvisar alla händelser a), b) och c) från figur 4.4, medan den högra panelen endast uppvisar de händelser som kan beskrivas med situation b) i samma figur. Den vänstra spiken är markerad med 1) och återfinns i båda panelerna. Den högra bågen är markerad med 2) och observeras endast för alla händelser. Molnet mellan dessa former är markerad med 3) och observeras också i båda panelerna.

sionsfragmenten. Formen på bågen kan vara ett resultat av att de tyngre fragmenten fastnar i ΔE -detektorn. När dessa bromsas i ΔE -detektorn deponeras mycket energi precis innan de stannar på grund av Bragg-toppen i Bethe-Bloch-formeln. Den höga energidepositionen vid Bragg-toppen orsakar i sin tur stora plasmaeffekter på grund av den höga jonisationstätheten, som har en betydande påverkan på de extraherade stigtiderna. Formen kan även vara en konsekvens av fissionsfragmenten träffar detektorn med olika infallsvinklar. Eftersom rörelsemängden bevaras vid fission får de lättare respektive tyngre fragmenten olika hastigheter och emissionsvinklar. Detta leder till variationer i deras effektiva väg genom ΔE -detektorn. För vissa fragment innebär den längre vägsträcka att de förlorar tillräckligt mycket energi för att stanna i ΔE -detektorn, vilket ytterligare kan bidra till den observerade bågformen. Slutligen observeras även form 3) i båda panelerna i figur 5.6. Uppkomsten av detta moln beror troligtvis på avsaknaden av en add-back-rutin, vilket även uppstod och diskuterades i samband med figur 5.1. Fler strukturer än de som nämns ovan kan ses i figur 5.6 samt på titelsidan, men på grund av projektets begränsade tidsram har inte dessa strukturer utforskats vidare.

Trots att en distinktion kan göras mellan de former som representerar de lättare respektive tyngre fissionsfragment som observerats i figur 5.6, tillåter energi-stigtid-diagrammet för fissionsdaten inte någon identifiering av individuella partikeltyper. För att kunna dra någon ytterligare slutsats presenteras även energi-

stigtid-diagrammet för den stabila referensstrålen utan respektive med CD_2 -mål i figur 5.7. Diagrammen visar endast korrelerade händelser, det vill säga de som har ett motsvarande ΔE - E -diagram (figur 5.2 och 5.3).

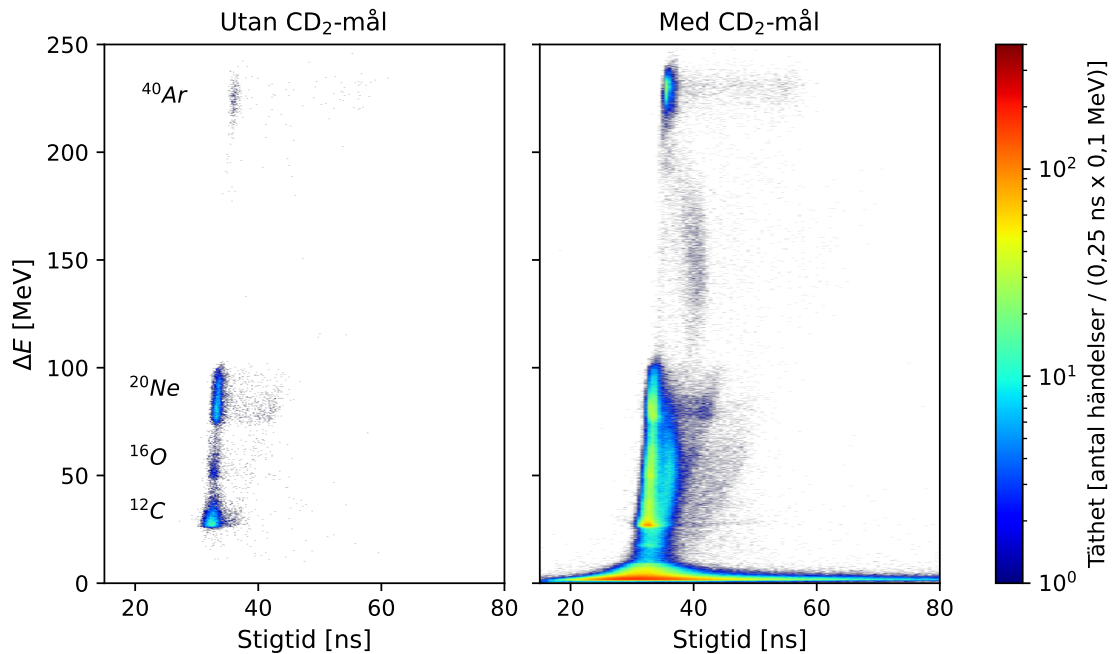


Figure 5.7: Energi-stigtid-diagrammen från ΔE -sektorerna för den stabila referensstrålen. Den vänstra panelen visar diagrammet som fås utan CD_2 -mål och högra panelen visar diagrammet som fås med CD_2 -mål. Samtliga händelser som visas här är korrelerade.

I den vänstra panelen i figur 5.7 observeras tydligt 4 distinkta områden, vilka representerar de fyra isotoperna ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne och ^{40}Ar identifierade i figur 5.2. Detta har bekräftats genom att utnyttja klipp på banden som uppstår i ΔE - E -diagrammet. Det område som representerar ^{40}Ar har en stigtid som är ungefär 3 till 4 ns längre än de nedre formerna, vilket återigen bekräftar beteendet att stigtiden ökar med ökande laddning. Av den högra panelen i figur 5.7 framgår tydligt ett rikare spektrum av partiklar, men svårigheter uppstår i försök att identifiera individuella partikeltyper i energi-stigtid-diagrammet. Detta är främst ett resultat av att närliggande partikeltyper har en liten skillnad i stigtid vilket leder till att separationen är beroende av energierna i ΔE -axeln. Eftersom bandens energier i ΔE -axeln överlappar kommer de former som representerar individuella partikeltyper också överlappa. Det går således inte att identifiera vilka händelser som hör till vilken partikeltyp förutom ^{40}Ar vid ≈ 230 MeV, som separeras tydligt på grund av isotopens höga laddning i jämförelse med resterande partiklar.

Slutligen kan de energi-stigtid-diagrammen som undersökts i detta arbete jämföras med diagrammet från FAZIA-projektet, presenterad i figur 2.3 [5]. I figur 5.6 och 5.7 uppstår inte de bandstrukturer som observeras i FAZIA-projektet, och vilket troligtvis följer från skillnaden i experimentell uppställning. FAZIA-projektet använde en

betydligt högre strålenergi, 35 MeV/nukleon, jämfört med 7,34 MeV/nukleon som användes i detta arbete. Dessutom användes en kiseldetektor med tjocklek 300 μm . Den högre energin medför att partiklarna inte stannar i ΔE -detektorn samtidigt som infallsvinkeln blir mycket liten. Detta ger en avsevärt bättre upplösning i FAZIA-projektet, vilket sannolikt är anledningen till att de observerade bandstrukturerna framträder tydligt där, men inte i resultaten från detta arbete.

6

Slutsats

Detta arbete har undersökt möjligheten att tillämpa pulsformsanalys för identifiering av fissionsfragment med data tillhandahållen från ett fissionsexperiment med ^{233}U , genomfört vid Isolde Solenoidal Spectrometer, CERN. Specifikt har en kombination mellan ΔE - E -analys och PSA, i form av stigtid, utnyttjats för att se huruvida PSA kan användas som en alternativ metod för partikelidentifiering.

Resultaten visar att det är möjligt att extrahera stigtiden ur den insamlade pulsformsdatan. Vidare framkommer att PSA, baserad enbart på stigtid och för den aktuella datan, inte är tillräcklig för att entydigt identifiera enskilda partiklar. Däremot indikerar energi-stigtid-representation att en uppdelning mellan lättare och tyngre fissionsfragment är möjlig. För mätningar med en stabil stråle har PSA, i kombination med ΔE - E -metoden, SRIM-beräkningar och kurvanpassning, möjliggjort identifiering av specifika partikelgrupper. Det observerades dock att dessa grupper behöver vara tydligt separerade för att en säker partikelidentifiering med PSA ska kunna uppnås. Problemet med separation uppstår inte på samma sätt i ΔE - E -diagram på grund av de unika bandstrukturer som tillåter en säkrare extraktion av E_{Obs} . Med ΔE - E -metoden kunde därför laddningsintervallen för fissionsfragmenten uppskattas. Det lättare fragmentet beräknades ha en laddning inom intervallet $Z \in [32, 42]$. Under antagandet att Z bevaras i reaktionen följer att det tyngre fragmentet har laddning inom intervallet $Z \in [50, 60]$. Dessa resultat har dock betydande osäkerheter, då effekter såsom PHD och det döda lagret inte har beaktats.

Sammantaget tyder resultaten på att PSA baserad på stigtid i nuläget bör betraktas som ett komplement till ΔE - E -metoden snarare än ett självständigt alternativ. PSA erbjuder exempelvis ett värdefullt verktyg för att analysera samtliga registrerade händelser och möjliggör jämförelser med de händelser som identifieras via ΔE - E -analys. De resultat som erhållits inom projektets tidsram öppnar även upp för ett omfattande framtida arbete.

6.1 Framtida arbeten

Trots att PSA i detta arbete främst visat sig fungera som ett komplement till ΔE - E -analys, indikerar resultaten att metoden, med vidare utveckling, potentiellt kan utgöra ett mer självständigt verktyg för PID. De begränsningar som identifierats pekar tydligt ut flera områden där förbättringar kan genomföras.

En faktor som observerades tidigt i analysen var förekomsten av elektroniskt brus i pulsformerna. Bruset uppvisade i många fall en periodisk struktur, och kunde även noteras i vissa pulser i form av oscillationer efter primära toppen. Eftersom stigtiden extraherades från den primära pulstoppen, oberoende av eventuell oscillation, är det sannolikt att brus har påverkat noggrannheten i dessa mätningar. Vidare definierades stigtiden utifrån intervallet 10–90 % av pulsamplituden. Detta innebär att delar av signalen med relativt låg amplitud inkluderades och därmed blev mer känsliga för elektroniskt brus, vilket i sin tur kan ha påverkat upplösningen. I framtida studier hade det därför varit relevant att undersöka alternativa intervall för stigtidsextraktion för att minska brusets inverkan, exempelvis 20–70 %. Därav bör studien även inkludera mer robusta brusfiltreringsmetoder, exempelvis frekvensbaserad filtrering med *fast fourier transform*, för att förbättra extraktionen av pulsformsparametrar.

En annan central aspekt som inte har beaktats är effekten av PHD och döda lagret. I detta arbete har det implicit antagits att kurvanpassningen tar hänsyn till sådana effekter, men detta utgör en förenkling och framtida analyser bör inkludera explicita korrektioner för dessa. En mer fysikaliskt motiverad modell, där sådana effekter behandlas separat, förväntas ge mer tillförlitliga resultat, särskilt vid högre energier. Med hänsyn till den begränsade mängd datapunkter, ansågs det mer lämpligt att använda en mer generell kurvanpassning. För framtida vidareutveckling bör datapunkter från fissionsdatan inkluderas i kurvanpassningen, samtidigt som bayesiansk inferens kan undersökas som metod för att kombinera information från samtliga experiment. En sådan ansats möjliggör att tidigare kunskap och osäkerheter successivt kan uppdateras när ny experimentell data undersöks, vilket kan bidra till förbättrad precision vid högre energier. Dessutom kan en kurvanpassning som utnyttjar stigtiden utvecklas med hjälp av de tillgängliga energi-stigtid-diagrammen. En sådan anpassning antas beskrivas av ett linjärt samband mellan laddningen och stigtiden, med tanke på att form 1) i figur 5.6 och alla former i figur 5.7 som representerar identifierade partikeltyper i huvudsak uppvisar ett linjärt beteende. Noggrannheten hos denna kurvanpassning måste däremot undersökas tydligare.

Slutligen finns flera operationer som kan utföras på fissionsdatan för att möjliggöra PID. En sådan är exempelvis add-back-rutinen som kan utvecklas genom att korrelera händelser i närliggande kanaler med varandra inom ΔE - och E -detektorerna och därefter summera de uppmätta energidepositionerna samt pulsformerna för de korrelerade händelserna. Implementation av rutinen kommer troligtvis att minska mängden bakgrund som uppstår i datan och förenkla analys av både ΔE - E - och energi-stigtid-diagram. Metodens effektivitet är dock okänd och behöver undersökas. Vidare kan banden i ΔE - E -diagrammet linjäriseras för att göra alla band horisontella och genom projektion av dessa på ΔE -axeln kan ett histogram konstrueras. Med denna metod kan E_{Obs} extraheras med större säkerhet, samtidigt som osäkerheten kan uppskattas i form av standardavvikelsen. Slutligen kan även klipp appliceras på banden som observeras i ΔE - E -grafen, figur 5.1. På så sätt kan ett energi-stigtid-diagram konstrueras utifrån dessa händelser, vilket möjliggör verifiering av vilka strukturer i figur 5.6 som motsvarar de individuella banden.

Litteratur

- [1] A. Bandyopadhyay och T. C. Beers, “Recent Advances in Understanding R-Process Nucleosynthesis in Metal-Poor Stars and Stellar Systems,” *Universe*, årg. 11, nr 7, s. 229, Jul. 2025, doi: <https://doi.org/10.3390/universe11070229>.
- [2] A. Kawecka, *To fission or not to fission: ^{230}Ac* , licentiatavhandling, Institutionen för fysik, Chalmers Tekniska Högskola, Göteborg, Sverige, 2024.
- [3] M. V. Managlia, “Fission: Impossible? Search for Fission of ^{230}Ac ,” licentiatavhandling, Institutionen för fysik, Chalmers Tekniska Högskola, Göteborg, Sverige, 2025.
- [4] CERN. “Welcome | ISOLDE Solenoidal Spectrometer.” 2026. [Online]. Tillgänglig: <https://isolde-solenoidal-spectrometer.web.cern.ch/welcome> (hämtad: 2026-05-07).
- [5] S. Carboni m. fl., “Particle identification using the $\Delta E-E$ technique and pulse shape discrimination with the silicon detectors of the FAZIA project,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, årg. 664, nr 1, s. 251–263, Feb. 2012, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.10.061>.
- [6] B. R. Martin och G. Shaw, *Nuclear and Particle Physics: An Introduction*, 3. utg. Chichester, Storbritannien: John Wiley & Sons, Incorporated, 2019.
- [7] World Nuclear Association. “Physics of Uranium and Nuclear Energy.” 2026. [Online]. Tillgänglig <https://world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/introduction/physics-of-nuclear-energy> (hämtad: 2026-05-15).
- [8] National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. “NuDat 3.0.” u.d. [Online]. Tillgänglig: <https://www.nndc.bnl.gov/chart/> (hämtad: 2026-04-22).
- [9] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 4. utg. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, 2010.
- [10] E. A. M. Jensen, “Decays At The Edge: Probing Light Proton-Rich Nuclei at State-Of-The-Art Rare Ion Beam Facilities,” doktorsavhandling, Institutionen för fysik och astronomi, Aarhus Universitet, Aarhus, Danmark, 2024.
- [11] J. F. Ziegler m. fl., “SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010),” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, årg. 268, nr 11, s. 1818–1823, Jun. 2010, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>.
- [12] Aarhus Subatomic Group. “Energy Loss Calculator.” u.d. [Online]. Tillgänglig: <https://eloss.kern.phys.au.dk/> (hämtad: 2026-04-15).

- [13] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*, 2. utg. Berling, Heidelberg, Tyskland: Springer Science & Business Media, 1994.
- [14] "Pulse-height defect in the passivated ion-implanted Si detectors of the INDRA array," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, årg. 428, nr 2, s. 379–390, 1999, doi: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00168-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00168-0).
- [15] J. Han m. fl., "Nuclear linear-chain structure arises in carbon-14," *Communications Physics*, årg. 6, nr 1, s. 220, 2023, doi: <https://doi.org/10.1038/s42005-023-01342-6>.
- [16] G. Pausch m. fl., "Identification of light charged particles and heavy ions in silicon detectors by means of pulse-shape discrimination," i *1995 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*, San Francisco, CA, USA, 1995, s. 23–27, doi: <https://doi.org/10.1109/NSSMIC.1995.504169>.
- [17] University of Liverpool, Department of Physics. "ISOLDE Solenoidal Spectrometer." u.d. [Online]. Tillgänglig: <https://www.liverpool.ac.uk/physics/research/nuclear-physics/projects/isolde-solenoidal-spectrometer/> (hämtad: 2026-03-04).
- [18] A. Wuosmaa m. fl., "A solenoidal spectrometer for reactions in inverse kinematics," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, årg. 580, nr 3, s. 1290–1300, 2007, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.07.029>.
- [19] H. T. Törnqvist, privat kommunikation, Maj 2026.
- [20] S3, Lancing, Storbritannien: Micron Semiconductor Ltd, u.d. [Online]. Tillgänglig: <https://www.micronsemiconductor.co.uk/product/s3/> (hämtad: 2026-04-08).
- [21] *MDPP-32 SCP*, Putzbrunn, Tyskland: esytec GmbH & Co. KG, u.d. [Online]. Tillgänglig: https://www.mesytec.com/products/datasheets/MDPP-32_SCP.pdf (hämtad: 2026-03-18).
- [22] H. Spieler, *Semiconductor detector systems*, 12. utg. Oxford, Storbritannien: Oxford Univ. Press, 2005.

Användning av AI-verktyg

I detta projekt har AI-verktyg, i form av Claude och ChatGPT, utnyttjats för att effektivisera och få stöd i arbetet. AI-verktygen har främst utnyttjats som ett läroverktyg, exempelvis för att förklara hur interpolering kan utnyttjas för att extrahera viktiga parametrar eller för förståelse av vissa fysikaliska begrepp. De har också använts för felsökning av koden, där alla resultat av felsökningen undersöks noggrant innan applicering. AI-verktyg har också använts som hjälpmedel till enskilda grafer, exempelvis i form av kod till den brutna axeln i figur 5.3. För rapporten har AI nyttjats vid korrekturläsning samt för att tidseffektivt föra in data i tabeller. All användning har granskats kritiskt, både i kod- och textsammanhang, samt jämförts med ytterligare källor där det har varit möjligt.

INSTITUTIONEN FÖR FYSIK OCH ASTRONOMI
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
Göteborg, Sverige
www.chalmers.se



GÖTEBORGS
UNIVERSITET



CHALMERS