



Detektionseffektivitet samt effekt av skärmning för neutrondetektorer

Ett examensarbete för en magisterexamen i fysik

Utförd av

Ifeta Mesetovic

Therese Nordbeck

ht 2004, Lund

Sammanfattning

Arbetet utfördes på MAX-lab i Lund och bestod av att dels bestämma detektionseffektiviteten för en NE-213 flytande scintillator, vilken fungerar som en neutrondetektor, dels undersöka vilken effekt skärmning av neutrondetektorn har. Detta gjordes genom att använda ett ^{252}Cf preparat, som till stor del sönderfaller genom spontan fission. För att detektera fissionsfragmenten användes en PPAC-detektor, som är bra vid detektering av tunga joniserande partiklar. Koincidenser mellan fissionsfragmenten och neutronerna, som emitteras vid fission, mättes vid avstånden 1m och 3m mellan preparatet och neutrondetektorn samt med skärmad och oskärmad neutrondetektor. Skärmningen bestod av bly och paraffin. Insamlade data behandlades och resultaten jämfördes sedan med resultat från simuleringsprogrammet Geant 4. Det visade sig att de experimentella resultaten för mätningarna vid 1m överensstämde ganska väl med de simulerade, medan mätningarna vid 3m inte gav lika tillförlitliga resultat p g a experimentella svårigheter.

Effekten av skärmning är en viktig effekt att ta hänsyn till i experiment där man detekterar neutroner med energier på några få MeV. Efter korrektion av inspridningseffekten använder man detektionseffektiviteten för att få fram den absoluta träffytan. Den absoluta träffytan behövs för att t ex verifiera teoretiska modeller.

Abstract

The experiment was carried out at MAX-lab, Lund, and included a measurement of the detection efficiency of a NE-213 liquid scintillator, which functions as a neutron detector. It also included examining the effect of the detector shielding. The measurements were performed with a ^{252}Cf source, which decays to a large extent through spontaneous fission. In order to detect the fission fragments a PPAC detector, which is good for detection of heavy ionizing particles, was used. Coincidences between the fission fragments and the neutrons, emitted at fission, were measured at distances of 1m and 3m between the source and the neutron detector, for both shielded and unshielded neutron detector. The shielding consisted of lead and paraffin. Collected data were analysed and the results were then compared with results from the simulation package Geant4. The experimental results for the measurements at 1m turned out to agree well with the simulated, while the measurements at 3m differed due to experimental difficulties.

In experiments where neutrons with energies of a few MeV are detected, the effect of shielding is important to take into consideration. After correcting for the scattering effect, the detection efficiency is used to determine absolute cross-sections. Absolute cross-sections are needed for, for example, verifying theoretical models.

Innehållsförteckning

1 Inledning.....	1
2 Syfte.....	1
3 Teoretisk bakgrund.....	2
3.1 <i>Neutrondetektion.....</i>	2
3.1.1 Elastisk spridning (av neutroner).....	2
3.1.2 TOF -metod (Time - Of - Flight).....	5
3.1.3 Detektionseffektivitet.....	6
3.1.4 Allmänt om neutrondetektorn i vårt experiment.....	7
3.1.4.1 Deoxygenering.....	8
3.2 <i>Scintillatorer.....</i>	8
3.2.1 Scintillatorns storlek.....	10
3.2.2 PSD (Pulse Shape Discrimination).....	11
3.3 <i>Proportionalräknare med parallella plana elektroder (PPAC).....</i>	11
3.3.1 Utförande.....	13
3.4 <i>Preparatet: Californium-252.....</i>	14
3.4.1 Fission.....	14
3.4.2 Gamma från fission.....	16
3.4.3 Neutroner från fission.....	17
3.4.3.1 Tidsskala.....	17
3.4.3.2 Antal emitterade neutroner.....	17
3.4.4 Neutronspektrum.....	18
3.4.5 Vinkelfördelning.....	19
4 Experimentell uppställning av elektronik och datainsamlingssystem.....	20
4.1 <i>Uppställningens viktiga delar.....</i>	20
4.1.1 Fissionsfragmentens detektor.....	20
4.1.2 Neutrondetektorn.....	20
4.1.3 CFD – Constant Fraction Discriminator.....	20
4.1.4 ADC – Analog to Digital Converter.....	20
4.1.5 TDC – Time to Digital Converter.....	21
4.1.6 PSD – Pulse Shape Discriminator.....	21
4.2 <i>Hela uppställningen.....</i>	21
5 Experiment.....	22
5.1 <i>Skärmning.....</i>	25
5.2 <i>Bakgrund.....</i>	25
5.3 <i>Energikalibrering.....</i>	26
5.4 <i>Tidskalibrering.....</i>	28
5.5 <i>Förhållandet mellan MeVee och MeV.....</i>	29

6	Analys.....	31
6.1	<i>Tröskel.....</i>	33
6.2	<i>Vinkelfördelning.....</i>	34
6.3	<i>Detektionseffektivitet.....</i>	35
6.4	<i>Effekten av skärmning.....</i>	36
6.5	<i>Geant4.....</i>	36
6.6	<i>Felkällor</i>	37
7	Resultat.....	38
7.1	<i>Detektionseffektivitet.....</i>	38
7.2	<i>Effekten av skärmning.....</i>	40
8	Diskussion.....	43
8.1	<i>Detektionseffektiviteten.....</i>	43
8.2	<i>Effekten av skärmning.....</i>	44
	Tack.....	45
	Referenser.....	46
	<i>Litteratur.....</i>	46
	<i>Internet.....</i>	47
	Appendix	48
A	<i>Tillverkning av PPAC.....</i>	48
B	<i>Uppställning.....</i>	49
B.1	<i>Kopplingsschema.....</i>	49
B.2	<i>Lista över uppställningens delar.....</i>	50
B.3	<i>Foto på experimentets kopplingar.....</i>	51
C	<i>Ritning över avstånd.....</i>	52
D	<i>Felberäkning för rymdvinkeln.....</i>	53

1 Inledning

Många experiment på MAX-lab i Lund använder flygtidsteknik (TOF) för att bestämma neutronenergies. Detektorerna består av flytande scintillatorer. Neutroner detekteras i huvudsak med hjälp av elastisk spridning på vätekärnor i scintillationsmaterialet med påföljande emission av scintillationsljus orsakad av rekylprotoner. Scintillationsljuset utläses via PM-rör. En neutrondetektors effektivitet är en viktig parameter eftersom många experiment strävar efter att bestämma den absoluta träffytan. För att bestämma effektiviteten används datorsimuleringar, men dessa behöver bekräftas med en experimentell mätning av effektiviteten. ^{252}Cf är ett preparat som sönderfaller via spontan fission och i varje fissionshändelse emitteras även 3 – 4 neutroner. Om preparatets aktivitet är känd, kan neutrondetektorns effektivitet bestämmas genom att jämföra antalet detekterade neutroner med det, sedan innan, kända antalet emitterade neutroner. Mätningen kan genomföras som en TOF-mätning där fissionsfragmenten detekteras med en PPAC, vilken ger ”start”-signalen medan ”stop”-signalen kommer från neutrondetektorn.

2 Syfte

Vårt arbete syftar till att bygga en fissionsfragmentsdetektor, bygga upp ett experimentellt system som inkluderar nödvändig elektronik och datainsamlingssystem, utföra mätningar för att bestämma neutrondetektorns detektionseffektivitet samt jämföra resultaten med resultat av datorsimuleringar och även undersöka vilken effekt skärmning av neutrondetektorn har.

3 Teoretisk bakgrund

3.1 Neutrongetektion

Idén med neutrongetektion är att överföra neutronenergin till laddade, och på så vis detekterbara, partiklar. Detta kan ske på många olika sätt, men den vanligaste metoden när det gäller detektion av snabba neutroner är baserad på elastisk spridning av neutroner från lätta kärnor, bl a på grund av att när neutroner sprids mot en proton kan hela neutronens energi överföras till protonen, medan om det rör sig om en tyngre kärna så är det bara en bråkdel av neutronens energi som kan överföras. [Kno 79]

3.1.1 Elastisk spridning (av neutroner)

Som nämndes ovan är den vanligaste metoden, när det gäller detektion av snabba neutroner, baserad på elastisk spridning av neutroner från lätta kärnor. Spridningsväxelverkan överför en del av neutronens kinetiska energi till målkärnan vilket resulterar i en rekylkärna. Eftersom målkärnorna alltid är lätta kärnor, uppför sig denna rekylkärna som en proton eller en α -partikel allteftersom den förlorar sin energi i detektorn. Väte, deuterium och helium är alla intressanta som målkärnor, men väte är mest intressant. Rekylkärnorna, som är resultaten av elastisk spridning av neutroner från väte, kallas rekylprotoner. [Kno 79]

Q-värdet för elastisk spridning är noll eftersom den totala kinetiska energin efter reaktionen per definition är samma som före reaktionen. Målkärnorna är i vila och det medför att summan av de kinetiska energierna för rekylkärnan och den spridda neutronen måste vara samma som den inkommande neutronens kinetiska energi. För enkel spridning i väte kan den del av den inkommande neutronens energi som överförs till rekylprotonen, sträcka sig var som helst mellan noll och neutronens totala energi. Det innebär att en genomsnittlig rekylproton har energi som är ungefär hälften av den ursprungliga neutronens energi. Därför är det vanligtvis möjligt att detektera snabba neutroner i närvaro av α -strålar eller annan lågenergetisk bakgrund, men urskiljningen blir svårare allteftersom den inkommande neutronens energi sjunker under några hundra keV. Trots detta kan, för neutronenergier så låga som 1 keV, specialiserade protonrekyldetektorer användas genom att utnyttja t ex PSD-teknik (Pulse Shape Discrimination, avsnitt 3.2.2). [Kno 79]

För att förstå elastisk spridning av neutroner, måste vi titta på kinematiken för reaktionerna. Vi börjar med att definiera några olika beteckningar som kommer att användas i efterföljande ekvationer.

A = målkärnans massa

E_n = kinetisk energi för den inkommande neutronen (labbsystem)

E_R = kinetisk energi för reylvärnan (labbsystem)

= spridningsvinkeln för neutronen i Masscentrums koordinatsystem

= spridningsvinkeln för reylvärnan i labbkoordinatsystem

Dessa beteckningar illustreras i Fig. 3.1

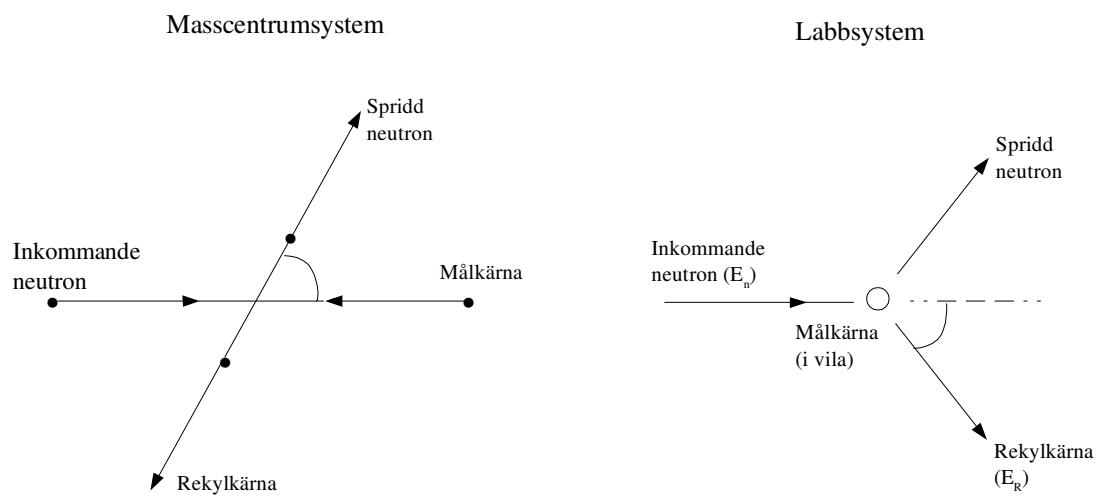


Fig. 3.1 Diagram över elastisk spridning av neutroner i masscentrum- och labb-systemet.

För inkommande neutroner med icke-relativistisk kinetisk energi ($E_n \ll 931$ MeV), ger bevarande av rörelsemängd och energi i masscentrumssystemet, följande ekvation för reylvärnans energi

$$E_R = \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos(\Theta)) E_n \quad (3.1)$$

För att byta till labbsystem, i vilket den ursprungliga målkärnan är i vila, använder vi oss av

$$\cos(\theta) = \sqrt{\frac{1 - \cos(\Theta)}{2}} \quad (3.2)$$

3.1 kombinerat med 3.2 ger följande ekvation

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2(\theta) E_n \quad (3.3)$$

I 3.3 ser vi att rekylkärnans energi bestäms av spridningsvinkeln. Om $\Theta = 0$ resulterar det i att den maximala rekylen energi blir

$$E_{R_{max}} = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \quad (3.4)$$

Vi ser att det är enbart för väte (^1H) som hela neutronenergin kan överföras till rekylkärnan. Allt eftersom kärnan blir tyngre minskar den del av neutronenergin som kan överföras. Detta förklarar varför bara lätta kärnor är av intresse vid val av målkärna, med väte som mest dominant. [Kno 79]

Man måste ta hänsyn till hur rekylenenergierna är fördelade mellan noll och den maximala kvoten av $E_{R_{max}}$ och E_n . Om vi definierar $\sigma(\Theta)$ som den differentials träffytan i masscentrumsystemet och $P(\Theta)d\Theta$ som sannolikheten att neutronen ska bli spridd inom $d\Theta$, är

$$P(\Theta)d\Theta = 2\pi \sin(\Theta)d\Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \quad (3.5)$$

där σ_s är den totala träffytan, integrerad över alla vinklar. Om vi istället tittar på sannolikheten att ha en rekylkärna med energin E_R och eftersom $P(E_R)dE_R = P(\Theta)d\Theta$ får vi

$$P(E_R) = 2\pi \sin(\Theta) \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \frac{d\Theta}{dE_R} \quad (3.6)$$

Genom att bryta ut $d\Theta/dE_R$ från 3.1 och substituera får vi

$$P(E_R) = \frac{(1+A)^2}{A} \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \frac{\pi}{E_n} \quad (3.7)$$

En viktig förenkling fås om spridningsprocessen är isotrop i masscentrumssystemet. Då kommer inte σ att ändras med θ utan den är en konstant ($\sigma_s/4$). Detta gäller för väte, då $E_n < 10$ MeV. Denna förenkling är av stor betydelse, eftersom väte är den viktigaste målkärnan. Därför har den förväntade protonrekylen energifördelningen form av en rektangel, som breder ut sig från 0 till den totala kinetiska energin för den inkommande neutronen (E_n). Se Fig. 3.2. [Kno 79]

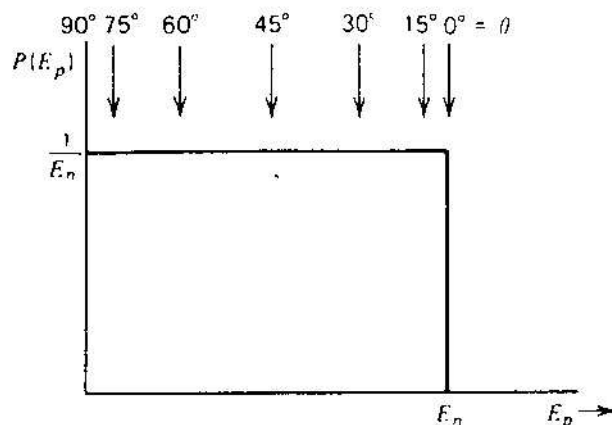


Fig. 3.2 Energifördelningen av rekyprotoner från ett monoenergetisk neutronpreparat. Rekylen energierna indikeras för olika värden på rekyemissionsvinkeln θ . [Kno 79]

3.1.2 TOF -metod (Time - Of - Flight)

TOF är den mest använda metoden när det gäller snabb neutronspektroskopi. Det beror på att metoden bygger på snabba och exakta tidsmätningar och den elektronik som behövs för att utföra detta är lätt tillgänglig. Om man vet flygtiden för neutronen när den färdas en viss flygsträcka, kan man beräkna neutronens kinetiska energi, enligt följande: [Ing 99]

m_0 = neutronens vilomassa, (939,5656 MeV/c²)

m = neutronens massa [MeV/c²]

c = 2,99792 · 10⁸ m/s

E_n = neutronens kinetiska energi [MeV]

s_n = flygsträckan för neutronen [m]

t_n = flygtiden för neutronen [s]

v_n = neutronens hastighet [m/s], ($v_n = s_n/t_n$)

Neutronens kinetiska energi fås genom

$$E_n = mc^2 - m_0c^2, \text{ där } m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_n}{c}\right)^2}} \quad (3.8)$$

$$E_n = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{s_n}{t_n c}\right)^2}} - 1 \right) \quad (3.9)$$

För att kunna mäta flygtiden behövs en startpuls, en stoppuls samt en TDC (Time to Digital Converter). I vårt experiment ges startpulsen av fissionsfragmentsdetektorn medan stoppulsens kommer från neutrondetektorn.

Det finns dock en nackdel med TOF -metoden när det gäller lågenergetiska neutroner. På grund av neutronernas energi blir det skillnad i hastighet mellan neutronerna och scintillationsljuset. Till exempel har en neutron med energi 5 MeV, en hastighet som är 31 mm/ns medan ljusets hastighet i NE-213 är 200 mm/ns. Tiden det tar för en 5 MeV neutron och en foton att tränga igenom vår detektor, som är 10 cm tjock, är 3,2 ns respektive 0,5 ns. Det betyder att flygtiden skiljer 2,7 ns för en 5 MeV neutron beroende på var i detektorn den växelverkar (antingen vid detektorns framsida eller där PM-röret börjar). I en tjock detektor får neutroner, med samma energi, olika flygtid beroende på var i detektorn spridningen inträffar. [Kar 97]

3.1.3 Detektionseffektivitet

Alla detektorer som detekterar strålning ger upphov till en utgående puls för varje strålningskvantum som växelverkar inom detektorns aktiva del. Oladdad strålning, till exempel α -strålning eller neutroner, måste lämna en del av sin energi till en laddad partikel som i sin tur kan växelverka med molekyler och atomer i detektorn innan detektion är möjlig. Eftersom dessa strålningstyper kan färdas långa sträckor innan de växelverkar, är detektorernas effektivitet ofta mindre än 100 %. Därför är det nödvändigt att känna detektorns effektivitet för att kunna relatera antalet räknade pulser till antalet inkommande neutroner eller fotoner i detektorn. Man brukar dela upp effektiviteten i absolut och intrinsisk effektivitet. Absolut effektivitet definieras som

$$\epsilon_{abs.} = \frac{\text{antal registrerade pulser}}{\text{antal neutroner som emitteras från källan}} \quad (3.10)$$

och beror inte bara på detektorns egenskaper utan även på uppställningens geometri, till exempel avståndet mellan preparatet och detektorn. Intrinsisk effektivitet definieras som

$$\epsilon_{int.} = \frac{\text{antal registrerade pulser}}{\text{antal neutroner som träffar detektorn}} \quad (3.11)$$

och inkluderar inte längre detektorns rymdvinkel. För ett isotropt preparat gäller $\epsilon_{int.} = \epsilon_{abs.} 4\pi/\Omega$, där Ω är detektorns rymdvinkel sedd från preparatet. [Kno 79]

för en rektangulär detektor fås från

$$\Omega = \arctan \frac{ab}{h(a^2 + b^2 + h^2)^{1/2}} \quad (3.12)$$

där a och b är detektorytans dimensioner (bredd och höjd) medan h är avståndet mellan preparat och detektor [Isa 96].

3.1.4 Allmänt om neutrondetektorn i vårt experiment

Som neutrondetektor användes en NE-213 flytande scintillator (se avsnitt 3.2). Anledningen till att vi använde just NE-213 är att den har utmärkt PSD-egenskaper (se avsnitt 3.2.2) och goda tidsegenskaper. Det första för diskrimination mellan neutroner och fotoner, medan det senare är nödvändigt för TOF-mätningar.

Neutrondetektorn består av en behållare, som har dimensionerna 20x20x10 cm, i vilken scintillatorvätskan är inkapslad. Från denna behållare går ett tunt rör fram till ett expansionskärl. Behållaren är även ihopsatt med ett PM-rör, se Fig. 3.3 och 3.4. Denna detektor är en exakt kopia av en av nio celler, i en av två neutrondetektorer som används vid MAX-lab [Nil 03]. Se Fig. 3.4.



Fig. 3.3 Foto på den neutrondetektor som användes i vårt arbete.

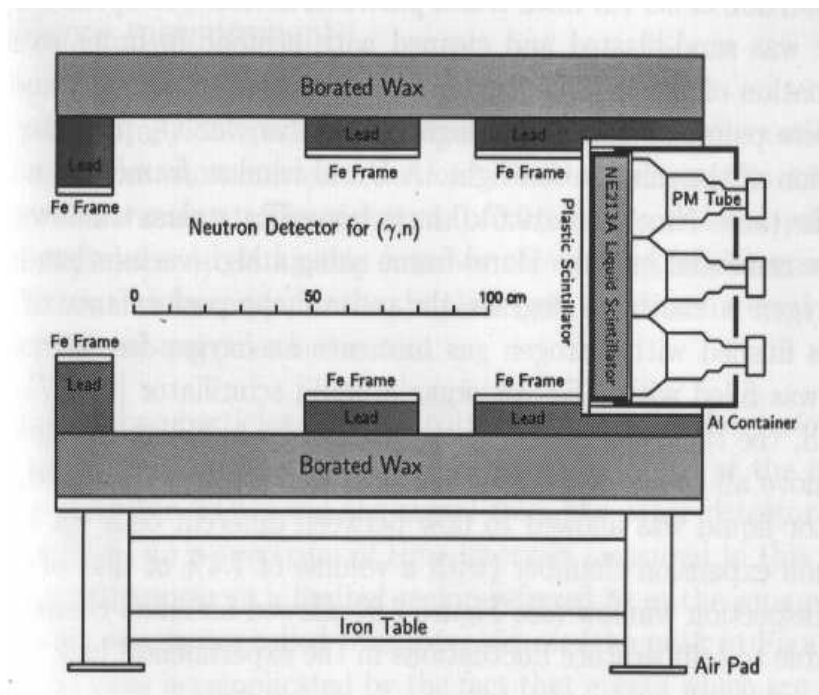


Fig. 3.4 Tvärsnitt av neutrondetektorn, bestående av skärmning, NE213A flytande scintillator tank, ljusledare och PM-rör. [Nil 03]

3.1.4.1 Deoxygenering

Det var länge sedan neutrondetektorn, som vi använde i experimentet, användes senast. Därför skakade vi lite lätt på detektorn och fann att den inte var helt fylld. Detta är inte bra eftersom då detektorn inte är helt fylld, vet vi inte hur stor den aktiva delen av detektorn är. Vi fyllde därför på detektorn med scintillatorvätska, via expansionskärlet och det tunna röret in till behållaren. När detta var gjort bubblades N_2 genom detektorn för att eliminera alla spår av syre som kan tänkas ha lösts i scintillatorvätskan. Anledningen till detta är att syre är känt för att försämra PSD-prestationerna hos NE-213 [And 94].

3.2 Scintillatorer

Detektion av joniserande strålning med scintillationsljus, producerad i specifika material, är en av de äldsta registrerande teknikerna. Scintillationsprocessen är fortfarande en av de mest användbara metoderna för detektion och spektroskopi av ett stort sortiment strålningstyper. Scintillatorerna brukar delas upp i organiska och oorganiska. De oorganiska scintillatorerna har bäst ljusavkastning och linearitet, men är relativt långsamma i deras responstid. Organiska scintillatorer är betydligt snabbare, men producerar mindre ljus och har lågt Z -värde jämfört med de oorganiska. Det höga Z -värdet hos oorganiska scintillatorer är en anledning till varför man använder just dessa vid γ -strålningsspektroskopi, eftersom alla tvärsnitt ökar med Z , medan organiska ofta är att föredra vid β -spektroskopi och detektion av snabba neutroner. De organiska scintillatorerna delas i sin tur upp i olika kategorier: rena organiska kristaller, flytande organiska lösningar, plastscintillatorer m fl. En flytande scintillator består i princip av en organisk scintillator löst i ett lämpligt lösningsmedel. Ofta är även ^{40}K aktiverare och våglängdskiftare inkluderade. [Kno 79]

För att förstå de viktiga PSD egenskaperna hos scintillatorer måste vi titta närmare på scintillationsmekanismerna. (För mer information om PSD se avsnitt 3.2.2.) Till skillnad från oorganiska scintillatorer, som $NaI(Tl)$, uppstår scintillationsprocessen i en organisk scintillator från övergångar i energinivåstrukturen hos en molekyl, oberoende av dess fysikaliska tillstånd. Många av de praktiska organiska scintillatorerna är baserade på organiska molekyler med specifika symmetriegenskaper, vilka ger upphov till $s-k$ elektronstruktur. p -elektron-energinivåerna för en sådan molekyl illustreras i Fig. 3.5. [Bir 64]

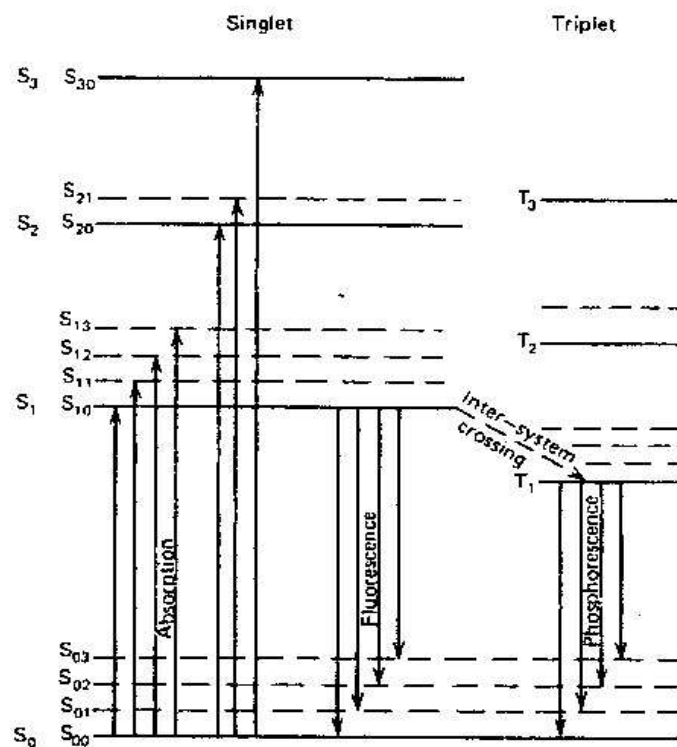


Fig. 3.5 Energinivåer av en organisk molekyl med π -elektronstruktur. S_0 grundtillstånd, S_1, S_2, S_3 exciterade singlettillstånd. T_1, T_2, T_3 exciterade triplettillstånd. $S_{00}, S_{01} \dots S_{10}, S_{11} \dots$ osv vibrations undernivåer. [Bir 64]

π -elektronstrukturens huvudindelning är i singlett (S_0, S_1, S_2, \dots) och triplett (T_1, T_2, T_3, \dots). För molekyler som är av intresse som organiska scintillatorer är energiskillnaden mellan S_0 och S_1 3-4 eV, därefter minskar energiskillnaden med ökande energinivå. Var och en av nivåerna är i sin tur indelade i undernivåer, s k vibrationstillstånd, som har mycket finare struktur. Typisk energiskillnad för dessa nivåer är av storleksordningen 0,15 eV. Dessa betecknas med ytterligare ett index, där S_{00} representerar det lägsta vibrationstillståndet i grundtillståndet. Eftersom energiskillnaden mellan vibrationstillstånden är stor jämfört med genomsnittlig termisk energi (0,025 eV), kommer nästan alla molekyler vid rumstemperatur befinna sig i S_{00} -tillståndet. [Kno 79]

I Fig. 3.5 representeras absorption av energi, av pilarna som pekar uppåt och i fall med scintillatorer betyder detta absorption av kinetisk energi från en nära passerande

laddad partikel. Excitation till högre singlettillstånd (S_2, S_3, \dots) deexciteras snabbt (ps) genom strålningslös inre konversion till S_1 -tillståndet. Vidare kommer molekyler, som har överskott av vibrationsenergi, inte vara i termisk jämvikt med sina grannar och förlorar därvid snabbt sin vibrationsenergi. Därför är nettoeffekten av excitationprocessen att, efter en försumbar tid, producera exciterade molekyler i S_{10} -tillståndet. [Kno 79]

Det huvudsakliga scintillationsljuset (eller omedelbar fluorescence) emitteras i övergångar mellan S_{10} -tillståndet och något av vibrationstillstånden i grundtillståndet (S_0). Dessa övergångar indikeras med pilarna som pekar neråt i Fig. 3.5. Det är en relativt snabb process med sönderfallstider av storleksordningen ns. [Kno 79]

Livstiden för det första triplettillståndet (T_1) är mycket längre än för singlettillståndet S_1 . Genom en övergång som kallas "intersystem crossing" kan vissa exciterade singlettillstånd konvertera till triplettillstånd. Livstiden för T_1 kan vara så lång som 10^{-3} s och strålningen som emitteras i en deexcitation från T_1 till S_0 är därför en fördröjd ljusemission som kallas phosphorescence. Eftersom T_1 ligger under S_1 är våglängden hos detta phosphorescencespektrum längre än våglängden för ett fluorescencespektrum. I T_1 -tillståndet kan några molekyler exciteras tillbaka till S_1 -tillståndet och därifrån sönderfalla via fluorescence. Denna process representerar fördröjd fluorescence. Det är fördröjd fluorescence som utgör den långsamma delen av scintillationsljuset. [Kno 79]

Det finns deexcitationer som är strålningslösa, där excitationens energi istället övergår till värme. Sådana strålningslösa deexcitationer grupperas under termen quenching. Skillnaden i scintillationseffektivitet (som definieras av den del av hela partikelenergin som övergår till synligt ljus) mellan olika strålningstyper beror på mängden quenching. I produktionen och användandet av organiska scintillatorer är det ofta viktigt att eliminera orenheter, så som löst syre i flytande scintillatorer, vilka försämrar ljusavkastningen. Detta görs genom att använda olika quenchingmekanismer för excitationens energi. [Kno 79]

3.2.1 Scintillatorns storlek

Vid val av scintillator bör man tänka på de olika effekter som scintillatorns storlek medför. Eftersom detektionseffektiviteten ökar ju större detektorn är, är motiveringen stor för en större scintillator. Det är dock svårare att uppnå likformig ljusinsamling med en stor scintillator. En annan faktor som ofta begränsar scintillatorns storlek är räknehastigheten för bakgrundsstrålning som växelverkar inuti detektorn. Vid många tillfällen överskrider denna hastighet de snabba neutronernas hastighet, och därför bör scintillatoren vara tillräckligt liten så att inte bakgrundsstrålningen medför några problem. [Kno 79] I avsnitt 3.1.2 nämndes att flygtiden varierar beroende på var i

detektorn neutronen växelverkar. I en tjock detektor får neutroner med samma energi, olika flygtid beroende på var i detektorn spridningen inträffar.

Om scintillatorn används som spektrometer för snabba neutroner, tillkommer ytterligare faktorer vid val av scintillatorstorlek. I små kristaller är det sannolikt att en neutron endast sprids en gång, och energispektra för protonrekylor kan approximeras till den rektangulära fördelning som diskuterades tidigare. Så länge som scintillatorns dimensioner är större än några millimeter, är det osannolikt att protoner emitteras från ytan. Allt eftersom detektorns dimensioner ökar, blir multipla spridningar mer sannolika och det medför mer komplicerade beräkningar, vilka blir svårare att förutse. För att dessa komplicerade effekter inte ska medföra stora osäkerheter, vill man ha liten scintillator. [Kno 79]

3.2.2 PSD (Pulse Shape Discrimination)

Den vanligaste informationen som man får ut av en linjär puls är dess amplitud, dock finns det tillfällen i kärnfysik där pulsens form är viktig. Det finns scintillatorer som är kapabla att diskriminera olika strålningstyper genom formen på den emitterade ljuspulsen, dvs de har förmåga att utföra PSD. Som nämntes tidigare representeras scintillationsljus med omedelbar fluorescence, vilken karakteriseras av sönderfallstider i storleksordningen ns. Utöver denna snabba del finns det även en långsam del som motsvaras av fördröjd fluorescence, vilken har sönderfallstider i storleksordningen 100 ns. PSD-tekniken använder sig av det faktum att den del av ljuset, som uppstår i den långsamma delen, beror på vilken sorts partikel som har orsakat jonisationen. Det fungerar enligt följande: den långsamma delen bildas vid excitation från T_1 till S_1 (se Fig 3.5) och påföljande fluorescence. Men två T_1 -molekyler kan växelverka med varandra och bilda en större molekyl, i vilken en av T_1 -molekylerna kan befinna sig i S_1 -tillståndet och den andra i grundtillståndet. Detta kommer att öka den långsamma delens ljusavkastning, och hastigheten vid vilken dessa bimolekylära reaktioner inträffar beror på kvadraten av antalet T_1 -molekyler. Högre jonisationsdensitet kommer därför att leda till större andel av den långsamma delen av ljuset. När en neutron växelverkar i en scintillator producerar den protoner, medan en α producerar elektroner. Denna skillnad när det gäller reaktionsprodukter gör det möjligt att separera neutroner och α . [Kno 79]

Ett problem som kan uppstå med flytande scintillatorer är effekten av löst syre, vilket inte bara minskar scintillationseffektiviteten p g a den strålningslösa deexcitationen detta medför, utan även hindrar den långsamma delen av ljuset mer än den snabba. Om en flytande scintillator ska användas i ett experiment, i vilket PSD-teknik ska utföras, bör den bubblas med t ex N_2 före användning. [Kar 97]

3.3 Proportionalräknare med parallella plana elektroder (PPAC)

En PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) detektor används för detektering av tunga joniserande partiklar. Den är billig och enkel att tillverka, se Appendix A, ger pulser med ganska kort stigtid samt klarar mycket höga räknehastigheter ($10 \cdot 10^6$ c/s och mm^2 detektoryta), men den har en dålig energiupplösning.

Denna detektor fungerar så att den sätts in i en vakuumkammare, se Fig. 3.6, som fylls med isobutangas med ett tryck av (i vårt fall) 6 torr, varvid urladdning uppstår om en joniserande partikel passerar detektorn. Urladdningen i räknargasen händer när en elektron frigörs i ett elektriskt fält. Efter att de har drivit en sträcka, motsvarande fria medelväglängden för jonisation a^{-1} , kolliderar den med en gasmolekyl och ger upphov till ett nytt elektron-jon par. Om n är antalet elektroner vid en given position och tid, så sker en ökning dn av antalet elektroner under passagen dx i det elektriska fältet.

$$dn = na dx$$

Integreringen ger $n(x) = n(x_0)exp(ax)$,

där a är en funktion av räknargas, elektrisk fältstyrka och gastryck. [Åke 78]

För att undvika överslag i detektorn, får laddningslavinerna inte bli för stora. Om de överstiger en viss storlek som ges av det så kallade Raether villkoret, får man rekombination i lavinen på grund av att laddningen i lavinen kompenserar ut den yttre pålagda fältstyrkan. Rekombination i lavinen ger fotoner, som i sin tur ger spridning av jonisation, vilket slutligen ger överslag i detektorn.

Raether villkoret $exp\left(\int_{x_1}^{x_2} a(x) dx\right) \sim 10^8$

Dvs med en given fältstyrka, ökar risken för överslag med ökande detektorgap. Hög stabilitet vid urladdningen i PPAC:n kan fås om man har ett detektorgap på ca 1mm och räknargas med goda släckningsegenskaper (isobutan). [Åke 78]



Fig. 3.6 PPAC och preparat i vakuumkanmare.

3.3.1 Utförande

Vi tillverkade en PPAC-detektor, enligt Appendix A, vilken användes som trigger i vårt experiment. Eftersom pulsens stigtid varierar med gastrycket hos PPAC:n, gjorde vi ett visst antal mätningar för att se när stigtiden är som bäst. Stigtiderna, som har undersökts, visas i Tabell 3.1. Bästa stigtid fås när trycket är 6 – 7 torr och pulsen blir som tydligast när spänningen är -500 V. (Se Fig. 3.7)

Tryck (torr)	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Stigtid (ns)	3	3	4	5	5	5	6	6	6	6	6

Tabell 3.1 Stigtider beroende på trycket.

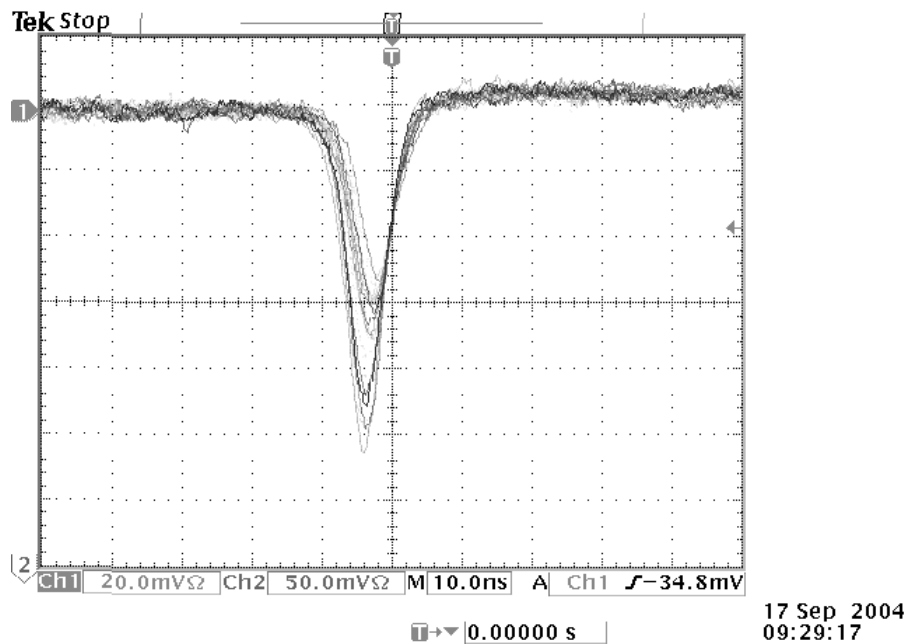
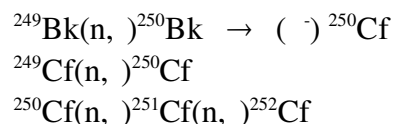


Fig. 3.7 Spektrum från fissionsfragment vid trycket 10 torr.

Pulsstorleken ger upplysning om dE / dx , därför brukar PPAC:n kallas för en ΔE -detektor. Då detektorn arbetar i t ex en 6 torrers isobutan-atmosfär, förlorar den joniserande partikeln energi innan den träffar detektorn och även då den passerar genom foliet på väg in i detektorn. Denna energiförlust är speciellt märkbar för fissionsfragment.

3.4 Preparatet: Californium-252

Californium var det sjätte transurium-ämnet som upptäcktes och producerades för första gången av Glenn Seaborg och hans medarbetare på University of California i Berkeley år 1950 [bri]. Isotopen ^{249}Cf fås från α -sönderfall av ^{249}Bk , medan tyngre isotoper produceras genom reaktionerna



^{252}Cf är en intressant isotop p g a dess höga (3,09 %) spontana fission kombinerat med

en hög aktivitet, som är ett resultat av en halveringstid på 2,65 år samt hög neutronavkastning ($\bar{\nu}_p = 3,757$, se avsnitt 3.4.3.2). Hastigheten av neutronproduktionen är $2,3 \cdot 10^{12}$ neutroner/s per gram ^{252}Cf eller $4,3 \cdot 10^9$ n/s per Ci ^{252}Cf . För fission är neutronenergierna en kontinuerlig fördelning med medelenergi 1-3 MeV. [Kra 88] Alla dessa egenskaper gör nukliden unik för undersökningar av de fysikaliska och kemiska egenskaperna vid fission samt som ett preparat för fissionsfragment.

En intressant, men oväsentlig för vårt experiment, detalj om ^{252}Cf är dess pris. Enligt Guinness Rekordbok [Gui 97] är Californium det dyraste ämnet i världen relaterat till dess vikt ($\$ 1000/\mu\text{g}$).

Vårt ^{252}Cf -preparat kommer från Isotopes Products Laboratories och bestod den 31 mars 1997 av 370 kBq , vilket motsvarar $0,02 \mu\text{g}$ och bestod av californiumoxid (Cf_2O_3) på en platinaförfylld nickelfolie. Den är täckt med $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ guld för att förhindra förluster av de ^{252}Cf atomer som träffas av fissionsfragmenten och därmed slås ut från preparatet. Aktivitetsytan är $0,2 \text{ cm}^2$ vilket betyder att preparatets tjocklek är $0,1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

3.4.1 Fission

Fission resulterar i huvudsak från konkurrens mellan kärn- och Coulombkraft i tunga kärnor. Kärnans totala bindningsenergi ökar approximativt med A , medan Coulombs repulsionsenergi för protoner ökar snabbare, som Z^2 . Fission kan inträffa spontant som en naturlig sönderfallsprocess eller inducerad genom absorption av relativt lågenergetiska partiklar, t ex en neutron eller en proton. För att få en snabb och lättförståelig bild av fission kan man titta på bindningsenergin per nukleon, se Fig. 3.8. En tung kärna i området runt Uran har en bindningsenergi på ungefär $7,6 \text{ MeV}/\text{nukleon}$. Om man skulle dela ^{238}U i två likadana fragment med $A = 119$, blir bindningsenergin per nukleon ungefär $8,5 \text{ MeV}$. Eftersom detta är ett mer tätt bundet system, innebär det att energi måste avges och resultatet blir att energin ändras från en ^{238}U vid $-238 \cdot 7,6 \text{ MeV} = -1809 \text{ MeV}$ till två ^{119}Pd -kärnor vid $-2 \cdot 119 \cdot 8,5 \text{ MeV} = -2033 \text{ MeV}$. För att energin ska bevaras, måste sluttillståndet innehålla 214 MeV extra, där energin i huvudsak ($\approx 80 \%$) förekommer som kinetisk energi av de två fragmenten. Resten av energin förekommer som n -, α - och γ -emission från fragmenten. Observera att exemplet ovan inte är ett standardexempel, det är mer sannolikt att en kärna delas i två fragment med olika massor. [Kra 88]

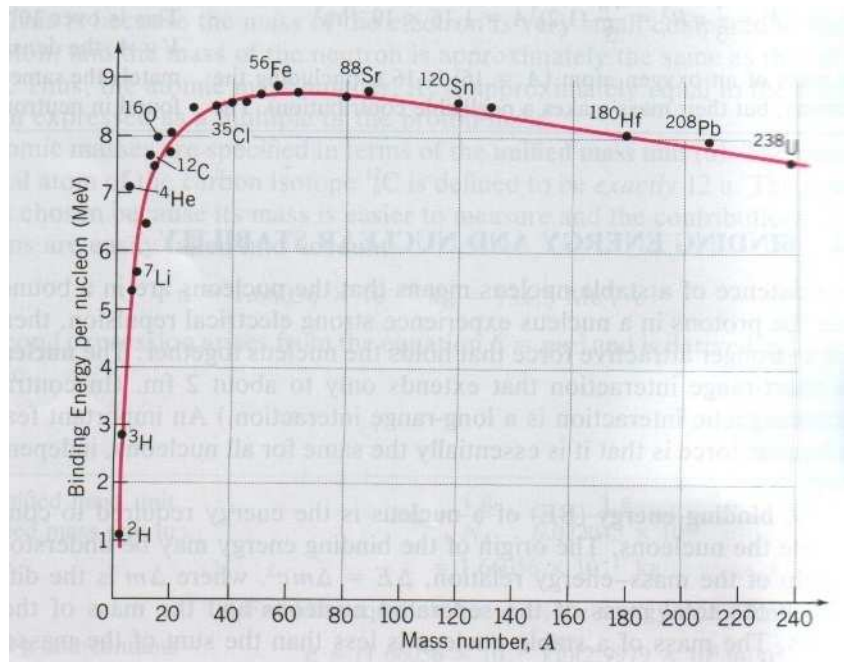


Fig. 3.8 Bindningsenergi per nukleon som funktion av masstal. [Ben 96]

Trots att fission är ett effektivt sätt att minska en kärnas energi, är det en ganska sällsynt process jämfört med andra sönderfallsprocesser. Ett exempel är spontant α -sönderfall av ^{238}U som har halveringstiden $4,5 \cdot 10^9$ år, medan halveringstiden för fission är 10^{16} år. Fission blir en viktig sönderfallsprocess först när man når kärnor med masstal 250 eller högre. [Kra 88]

I likhet med α -sönderfall, hämmar Coulomb-barriären även fissionsprocessen. Om man delar ^{238}U i två identiska delar, som precis nuddar varandra, är Coulomb-barriären 250 MeV. Detta representeras i Fig. 3.9. Inuti potentialen kan man se ^{238}U som bestående av två fragment, t ex två ^{119}Pd -kärnor. Coulomb-barriären hindrar dock separation av de två fragmenten och sannolikheten för sönderfall är liten, eftersom sannolikheten att fragmenten ska tunnla är låg. Detta är en grov uppskattning på att de värden som har använts ovan (250 MeV för barriären och 214 MeV för den frigjorda energin) är ungefärliga, åter igen beroende på att det är mer sannolikt att en kärna delas i två fragment med olika massor. Vad som dock är sant, är att Coulomb-barriärens höjd är ungefär lika med den energi som frigörs vid fission av tunga kärnor. För många kombinationer av fragment ligger den frigjorda energin precis under Coulomb-barriären, vilket ger möjlighet för fragmenten att tunnla. [Kra 88]

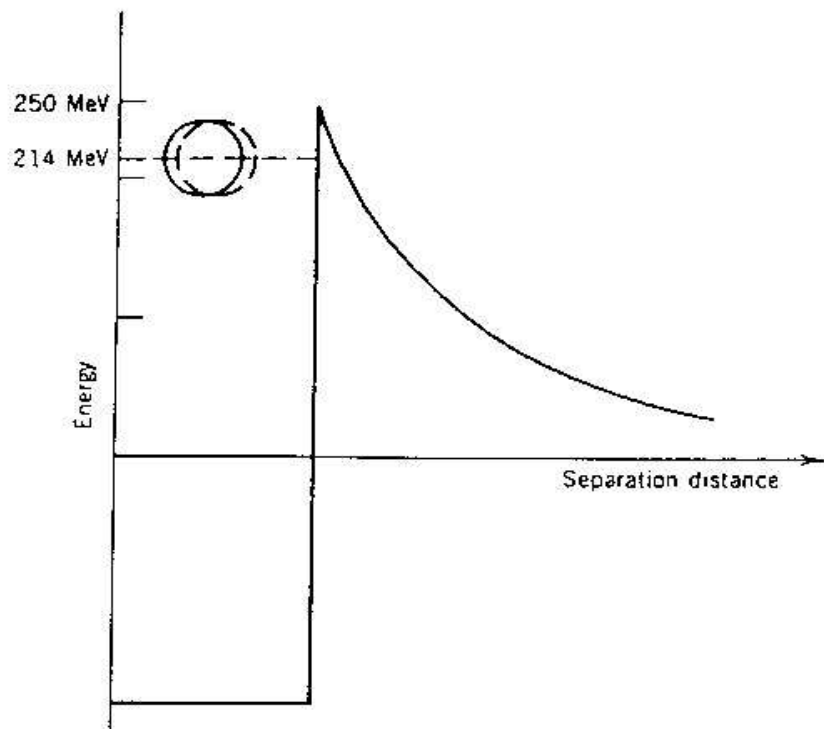


Fig. 3.9 En förenklad bild av kärnpotentialväggen. Inuti väggen kan de två ^{119}Pd fragmenten möjligtvis existera, men Coulomb-barriären hindrar dem från att separeras. [Kra 88]

3.4.2 Gamma från fission

Det är de γ som emitteras i fissionsprocessen som gör det möjligt att bestämma tidsskalan hos en TDC i ett TOF-experiment. I en ^{252}Cf fissionshändelse är medelantalet omedelbara γ som emitteras ungefär 10. Detta är det totala antalet γ , men om man bara tittar på de γ som har energier högre än 1 MeV så har de minskat till ungefär 2 [Bru 82]. γ ger en viktig upplysning när det gäller var på tidsaxeln de har emitterats, vilket är viktigt för vårt arbete. Alla γ har samma hastighet och avståndet de har färdats, flygsträckan, är känt. Detta medför att tidpunkten då γ emitterades kan beräknas.

3.4.3 Neutroner från fission

Det mesta av de 20 % av den totala energin, som frigörs vid fission, som förekommer som n-, α - och γ - emission från fragmenten ges till neutronerna. Emission av neutroner i fission är en komplex process med många olika parametrar och mycket har skrivits om det, eftersom man kan få ut mycket information om fissionsprocesser genom att studera neutronerna. Vi kommer däremot bara att ta upp de områden som är kopplade till vårt arbete.

3.4.3.1 Tidsskala

Ett sätt att kategorisera neutronerna är på vilken tidsskala de har emitterats. Det första man delar upp neutronerna i, är direkta och fördröjda neutroner. De fördröjda neutronerna emitteras först efter att man har fått ett α -sönderfall hos det ursprungliga fissionsfragmentet. Därför är tidsskalan indelad i sekunder efter fissionshändelsen. Bråkdelen av fördröjda neutroner mot totala antalet neutroner är oftast väldigt liten. Exempelvis är den 0,002 för ^{252}Cf , därför spelar fördröjda neutroner ingen större roll för vårt experiment. [Kar 97]

3.4.3.2 Antal emitterade neutroner

$\bar{\nu}$ (nybar) är en beteckning av medelantalet emitterade neutroner vid en fissionshändelse och i vårt experiment är det en väldigt viktig parameter. I Fig. 3.10 är $\bar{\nu}$ plottad för några olika fissionskällor. För ^{252}Cf är $\bar{\nu} = 3,766$ men detta inkluderar en fördröjd del på 0,009, därför är det totala antalet emitterade omedelbara neutroner $\bar{\nu}_p$ för ^{252}Cf

$$\bar{\nu}_p = 3,757 \quad (3.13)$$

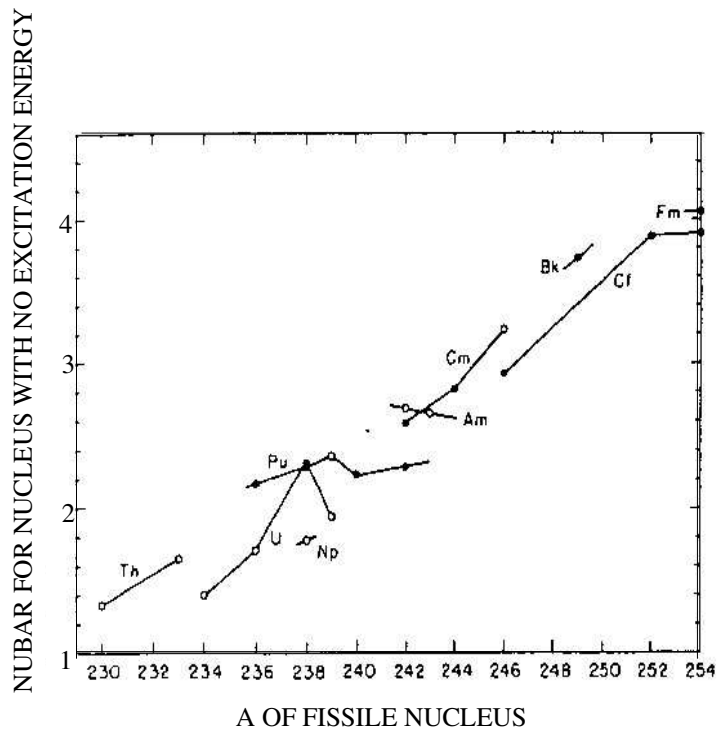


Fig. 3.10 $\bar{\nu}$ för några olika fissionskällor [Van 73].

3.4.4 Neutronspektrum

En god teoretisk approximation för neutronspektra fås från Maxwells energispektrum (ekvation 3.14) och Watts energispektrum (ekvation 3.15)

$$N_M(E') dE' = \frac{2\sqrt{E'}}{\sqrt{\pi} T_M^{3/2}} e^{-E'/T_M} dE' \quad (3.14)$$

$$N_W(E) dE = e^{-E_w/T_w} \frac{\sinh(\sqrt{4 E E_w / T_w^2})}{\sqrt{4 E E_w / T_w^2}} N_M(E) dE \quad (3.15)$$

där $N_M(E') dE'$ är andelen neutroner med energi i intervallet $(E, E+dE)$, T_M och T_w är de sk temperaturparametrarna. [Kar 97]

Neutronspektrumet som används i detta arbete kommer inte från dessa ekvationer utan från en sammanställning av mätdata, se Fig. 3.11 [iaea].

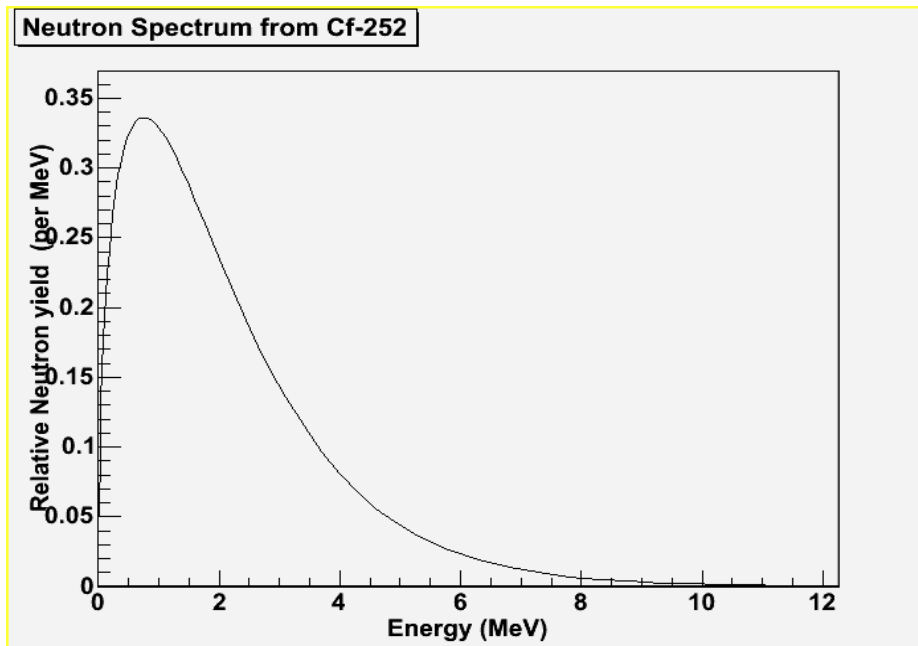


Fig. 3.11 Neutronspektrum för ^{252}Cf . [iaea]

3.4.5 Vinkelfördelning

Emissionen av neutroner från preparatet sker isotropt, men eftersom vår fissionsfragmentdetektor har en rymdvinkel som är mindre än 2π detekterar vi enbart händelser där neutronerna emitteras företrädesvis i neutrondetektorns riktning (neutronemissionen från ett fragment sker företrädesvis i fragmentets riktning i labbsystemet). Alltså ser vi i mätningen endast neutroner som följer en viss vinkelfördelning.

I experiment som innefattar vinkelberoende är det vanligt att den uppmätta vinkelfördelningen, $W(\theta)$, anpassas till en serie av jämna Legendre polynom (om man hade använt udda skulle funktionen inte vara symmetrisk i hänsyn till 90°)

$$W(\theta) = \text{const} (1 + K_2 P_2(\cos \theta) + K_4 P_4(\cos \theta) + \dots) \quad (3.16)$$

Notera att allt vinkelberoende är inom parentesen och om inget vinkelberoende finns, skulle man ha mätt const koincidenser för alla vinklar. $P_l(\cos \theta) = 1$ för alla $l > 1$ och det medför att den geometriska faktorn $GEO = (1 + K_2 + K_4 + \dots)$ är ett värde på hur oftare koincidenser detekteras vid vinkeln $\theta = 0^\circ$ på vinkelfördelningen. [Kar 97] För mer information se avsnitt 6.2.

4 Experimentell uppställning av elektronik och datainsamlingsystem

Experimentet utfördes på MAX-lab i Lund. Kopplingsschema för experimentets uppställning finns i Appendix B.1. I Appendix B.2 återfinns en lista över uppställningens delar. Här följer en förklaring av några av systemets viktiga delar.

4.1 Uppställningens viktiga delar

4.1.1 Fissionsfragmentens detektor

Som fissionsfragmentsdetektor använde vi PPAC-detektorn, vilken används för detektering av tunga joniserande partiklar. Detektorn och preparatet var placerade i en vakuumkammare. Kammaren arbetade vid ett tryck av 6 torr isobutangas och en spänning på -500 V, då vår tidigare undersökning visade som bäst resultat när dessa värden kombinerades (se avsnitt 3.3.1). Preparatet centrerades framför detektorn och avståndet mellan dem båda sattes till 1cm. Detta avstånd är kritiskt eftersom ju kortare avstånd desto bättre rymdvinkel men sämre vinkelupplösning. Vid långa avstånd försämras dock tidsupplösningen p g a att lätta och tunga fissionsfragment har olika hastighet, men i vårt fall har vi inga möjligheter att skilja dem åt. I vårt experiment vill vi att rymdvinkeln ska vara så stor som möjligt medan vinkelupplösningen inte är av betydelse. PPAC:n var kopplad till en förstärkare som resulterade i att man kan se bättre pulser. För mer information om PPAC:n se avsnitt 3.3.

4.1.2 Neutrongetektorn

Som neutrongetektor använde vi den 20x20x10 cm NE-213 flytande scintillatorn. Avståndet mellan preparatet och neutrongetektorn varierades mellan 1 och 3m, och en spänning på -2400 V lades över detektorn. För mer information om neutrongetektorn se avsnitt 3.1.4.

4.1.3 CFD – Constant Fraction Discriminator

En viktig del av uppställningen är CFD:n, vars uppgift är att omvandla en analog puls till en digital puls, utan att förlora någon viktig tidsinformation. Detta görs genom att insignalen delas upp i två signaler, varvid den ena dämpas medan den andra fördröjs och inverteras. När dessa båda signaler adderas får man en puls där tidpunkten då pulsen korsar x -axeln är oberoende av pulsens amplitud. Med CFD:n bestämmer vi vårt tröskelvärde, vilket betyder att amplituden på den inkommande pulsen i CFD:n måste vara över en viss höjd för att CFD:n ska kunna producera en utgående puls. CFD:n är därför pulshöjds känslig till skillnad från ADC:n, som används för

neutrondetektorn, vilken är laddningskänslig.

4.1.4 ADC – Analog to Digital Converter

ADC kan mäta antingen laddning eller spänning, i vårt fall laddning, och producera ett digitalt värde som är proportionellt mot den inkommande signalen. [LeCroy 88]

4.1.5 TDC – Time to Digital Converter

Elektroniska tidsintervallmätningar digitaliserar tiden mellan två pulser. Den första pulsen kallas för en START-puls, medan den senare kallas för STOP-puls. Den modell som vi använde är bra för mätningar inom ns-tidsintervall och den har åtta oberoende kanaler med gemensam START och individuella STOP. Var och en av dessa kanaler mäter tiden mellan START- och STOP-pulsen. Ingen av kanalerna tar emot en STOP-signal som kommer före en START-signal, och varje kanal accepterar bara en STOP för varje START. [LeCroy 88]

4.1.6 PSD – Pulse Shape Discriminator

I vårt experiment användes ingen PSD-modul, eftersom det är PPAC:n som triggar och p g a att vi använder en TDC-modul som separerar α och neutroner. Om bakgrundsstrålningen är låg inträffar inte så många tillfälliga koincidenser, vilket medför att α och neutronerna blir separerade i tidsspektrumet. Alla α har samma hastighet medan neutronernas hastighet varierar. Detta gör att α syns som en topp i vårt TDC-spektrum medan neutronerna får en fördelning och ser mer ut som en kulle (Se Fig. 5.1).

4.2 Hela uppställningen

Uppställningen över hela experimentet återfinns i Appendix B. PPAC:n används som trigger, d v s en puls i denna detektor som är högre än detektorns tröskelvärde, definierar en händelse. Latchen i systemet innebär att en puls i Start-ingången medför att NIM-utgången går från en logisk nolla till en logisk etta. Den stannar på en logisk etta tills en puls kommer till Stop-ingången, som återställer utgången till en logisk nolla. VME Interrupt ger en signal till processorn att CAMAC-modulerna är redo att läsas av. När avläsningen är färdig måste systemet återställas innan det kan ta emot nästa händelse. Som ett sista steg i avläsningen av VME-systemet utfärdas en signal till Out Register. En viktig del av systemet är den s k AND:n. Det är i denna AND-gaten som koincidenserna mellan PPAC:n och neutrondetektorn läses av, om PPAC:s pulser kommer lite före neutrondetektorns.

5 Experiment

I Appendix C finns en figur över vårt experiment. Det avstånd som är markerat med 100 cm (avståndet mellan preparatet och neutrondetektorn), var en parameter som varierades. Vårt experiment bestod av totalt 21 mätningar.

Nio av dessa mätningar gjordes då avståndet mellan preparatet och neutrondetektorn var 1m och varje mätning utfördes under ca 19 h. Vi undersökte dels om vinkeln mellan preparatet och neutrondetektorn har någon betydelse varvid fyra mätningar gjordes där vinklarna 0° , -45° , 45° samt 90° valdes, dels hur olika skärmningar har inverkan på mätningarna vid vinkeln 0° . Slutligen gjordes tre mätningar då bly var placerad mellan detektorerna, den s k bakgrundsmätningen. En av dessa tre mätningar var utan skärmning runt neutrondetektorn, en var med enbart paraffin och en med både paraffin och bly.

Efter dessa nio mätningar ökades avståndet mellan preparatet och neutrondetektorn till 3m, medan vinkeln 0° behölls. På grund av att avståndet var relativt långt behövde mättiderna vara längre för att få bra statistik, men vi kunde inte samla in data under längre tid än ett dygn utan att skölja PPAC:n med ny isobutangas. Därför var vi tvungna att dela upp varje mätning i tre ”mindre” mätningar á 22 h med endast en kort paus mellan för byte av isobutangas i PPAC:s vakuumkammare. Mätningarna var uppdelade i en mätning utan skärmning av neutrondetektorn och en mätning med bly plus paraffin som skärmning. För var och en av dessa mätningar gjordes även en bakgrundsmätning.

I varje mätning erhöles information om TDC-spektrum (TOF-spektrum) och ADC-spektra för varje detektor. I TOF spektrum är det den högsta toppen, den s k γ -toppen, som gör det möjligt att bestämma tidsskalan. Den lilla bulan till höger om γ -toppen motsvarar neutronerna. Fig. 5.1, 5.2 och 5.3 visar hur ett TDC-, ett neutrondetektor-ADC- och ett PPAC-ADC-spektrum kan se ut.

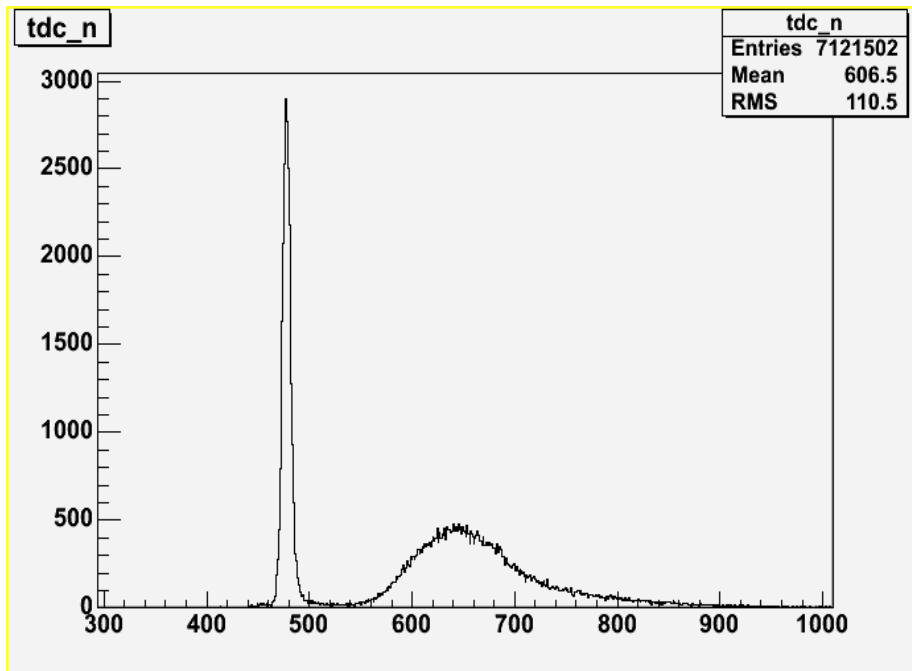


Fig. 5.1 TDC-spektrum för skärmad (Pb och paraffin) neutrontektor vid vinkeln 0° och avståndet 1m. Här visas antalet händelser som funktion av kanal.

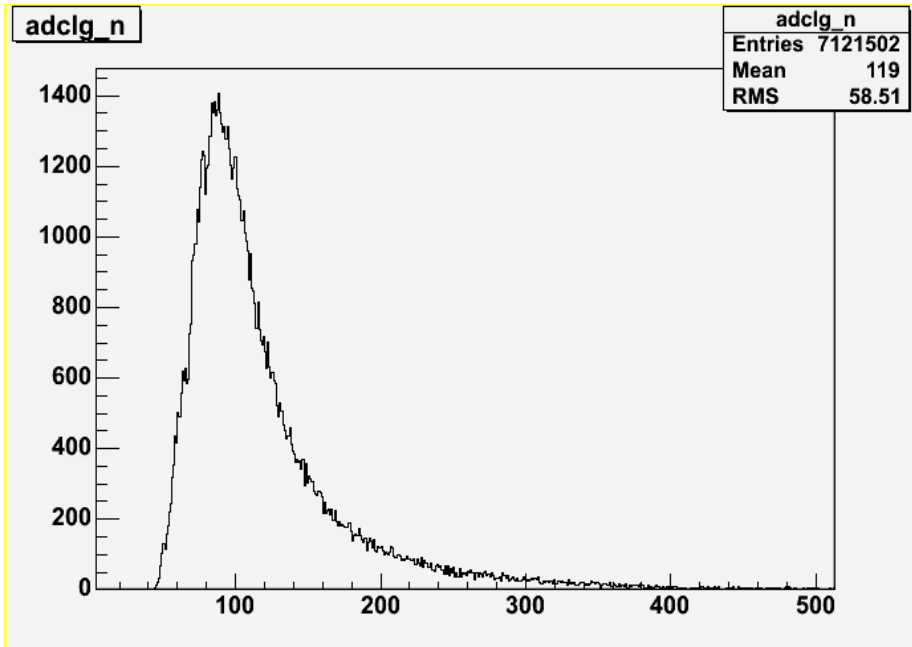


Fig. 5.2 ADC-spektrum för skärmad (Pb och paraffin) neutrontektor vid vinkeln 0° och avståndet 1m. Här visas antalet händelser som funktion av kanal.

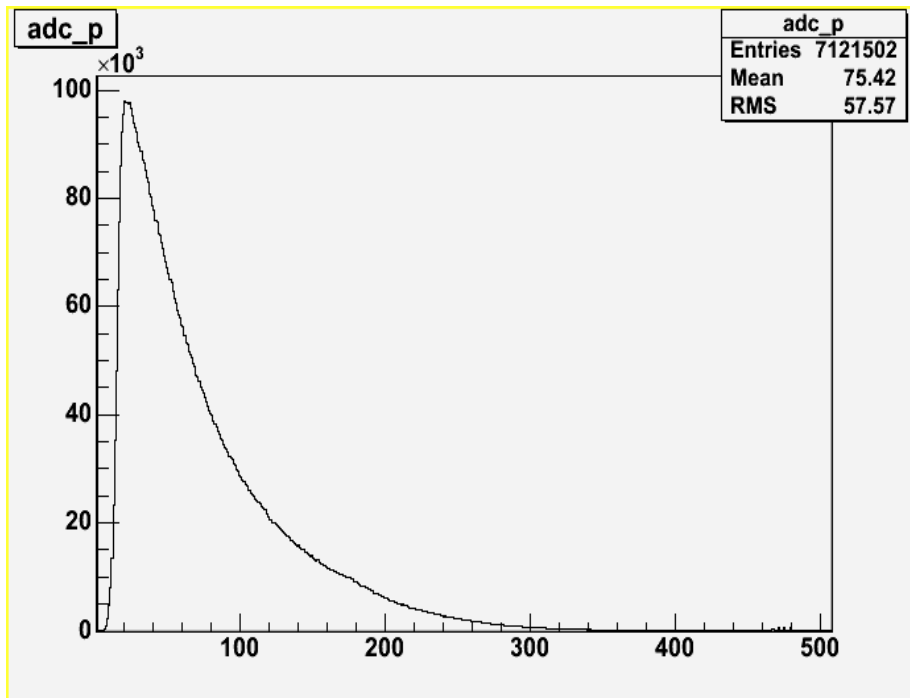


Fig. 5.3 ADC-spektrum för PPAC:n vid vinkeln 0° och avståndet 1m. Här visas antalet händelser som funktion av kanal.

5.1 Skärmning

Vid de mätningar då neutrondetektorn var skärmad, bestod skärmningen av blytackor (4x8x16 cm) samt smält paraffin inkapslad i trälådor (16x32x64cm) se Fig. 5.4.



Fig. 5.4 Skärmning av neutrondetektorn. (Blytackorna framför detektorn är till för bakgrundsmätning se även avsnitt 5.2).

En av anledningarna till skärmningen var att hindra bakgrundsstrålning, som fanns i rummet, från att träffa neutrondetektorn. Bakgrundsneutronerna fångas upp i paraffinet och de fotoner som bildas i infångningsprocessen absorberas därefter i blyet. En annan anledning till skärmningen var att vi under arbetets gång ska undersöka effekten av de neutroner, från vårt preparat, som träffar neutrondetektorn efter det att de spridits i skärmningen.

5.2 Bakgrund

Vi gör bakgrundsmätningar för att få så tillförlitligt resultat som möjligt. Denna bakgrund kommer senare att subtraheras från respektive mätning för att synliggöra enbart verkliga koincidenser. Bakgrunden består av tillfälliga koincidenser samt spridda neutroner. D v s en neutron, tillhörande det triggade fragmentet, detekteras efter att den spridits in i neutrondetektorn. För att mäta bakgrunden byggde vi en blymur (16x32x48cm) av blytackorna mellan PPAC:n och neutrondetektorn. Se Fig. 5.5.



Fig. 5.5 Uppställning vid bakgrundsmätning.

5.3 Energikalibrering

En energikalibrering utfördes för att omvandla ADC-kanaler till MeV_{ee} (elektron-ekvivalent energienhet). För att detta skulle vara möjligt att genomföra behövdes några modifieringar av vår uppkoppling utföras. Detta eftersom vår experimentuppkoppling innebär att det är PPAC:n som triggar och en energikalibrering kräver att neutrontektorn triggar. En energikalibrering innebär bl a att man samlar in ett ADC-spektrum från preparat med kända γ -energier. På grund att scintillatorn har ett lågt Z -värde syns inga fullabsorptionstoppar. Därför måste vi använda Comptonkanten.

När en foton Comptonsprids från en elektron, vid en vinkel på 180° , överförs den maximala energin från fotonen till elektronen. Detta resulterar i en sk Comptonkant. Den maximala energin för rekylelektronen ges av

$$(E_e)_{max} = \frac{2 E_\gamma^2}{0,511 + 2 E_\gamma} [\text{MeV}_{ee}] \quad (5.1)$$

där $(E_e)_{max}$ är den maximala energin som kan överföras från en foton till en rekylelektron i Comptonväxelverkan och E är den växelverkande fotonens energi. Notera att E_e är uttryckt i MeV_{ee} , medan E är uttryckt i MeV . [Nil 03]

Teorierna går isär när det gäller exakt hur man ska bestämma Comptonkantens position. De två vanligaste metoderna är Knox- och Flynn-metoden. Enligt Knox-metoden [Kno 72] befinner sig Comptonkanten ungefär vid 89 % av den totala höjden av Comptonfördelningen. Det motsvarar ungefär $(\mu + \frac{1}{2}\sigma)$, där μ är toppens läge och σ är standardavvikelsen. Flynn-metoden [Fly 64] innebär att Comptonkanten befinner sig vid ungefär 50 % av den totala höjden av Comptonfördelningen. Det motsvarar ungefär $(\mu + \sqrt{2 \ln(2)}\sigma)$. μ och σ fås genom att man anpassar en del av en Gausskurva till ADC-spektrumet (Se Fig. 5.6). Björn Nilsson [Nil 03] har undersökt dessa båda metoder och kommit fram till att Knox-metoden gav ett mer konsekvent korrekt resultat jämfört med Flynn-metoden. Detta var anledningen till att vi valde att använda Knox-metoden. Ämnena vi använde och ADC-kanalen, vid vilken respektive ämnes Comptonkant låg, framgår av Tabell 5.1. Det är från den fissionshändelse för ^{252}Cf där neutroner fångas in i fluoret i teflon som vi får E .

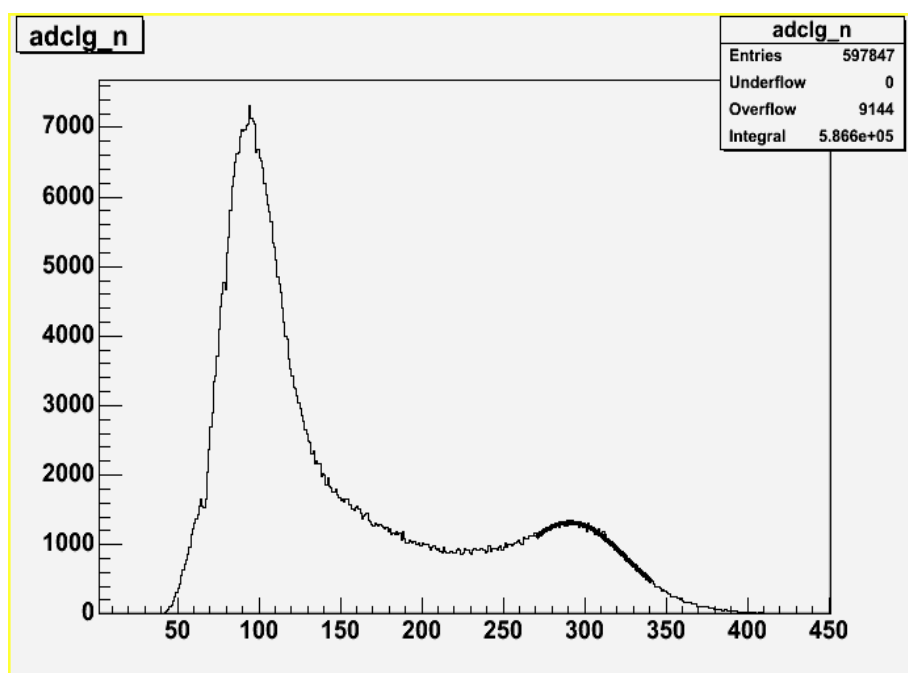


Fig. 5.6 Anpassning av en Gausskurva till ADC-spektrum för ^{228}Th . Här visas antalet händelser som funktion av kanal.

Ämne	E (MeV)	Comptonkant E_c (MeV _{ee})	ADC-kanal $(\mu + \frac{1}{2}\sigma)$
²² Na	1,2745	1,0617	162,5
¹³⁷ Cs	0,6617	0,4774	Såg ingen Comptonkant
²²⁸ Th	2,6145	2,3817	309,0
²⁵² Cf + teflon	6,1280	5,8827	748,1

Tabell 5.1 De ämnen som användes vid energikalibrering samt ADC-kanalen, vid vilken respektive ämnes Comptonkant låg. Energierna för E kommer från [tab] medan E_c beräknas med hjälp av ekvation 5.1.

För att få reda på hur stor energi varje kanal motsvarar, plottades härefter E_e som funktion av ADC-kanal och en rät linje approximerades. Resultatet återfinns i Fig. 5.7. Vi ser här att en kanal motsvarar 0,00817 MeV.

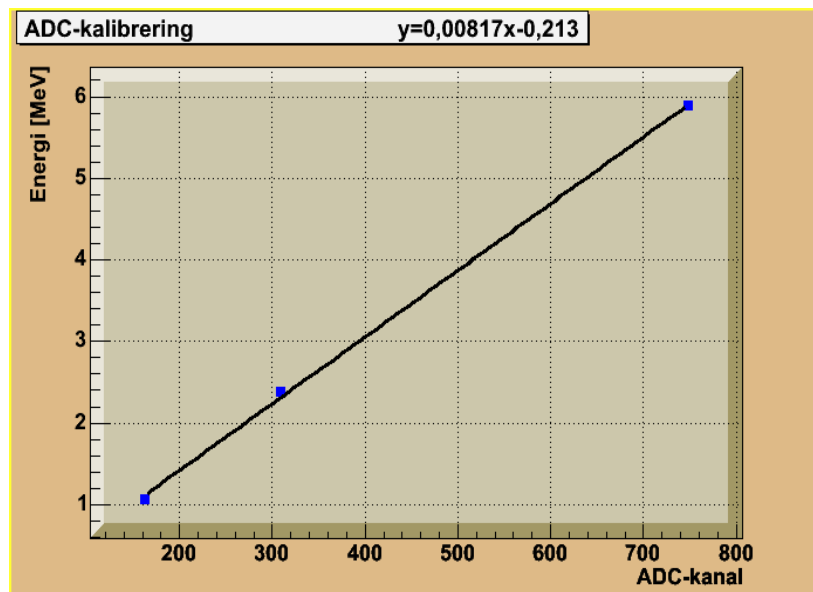


Fig. 5.7 Energikalibrering av ADC:n.

5.4 Tidskalibrering

Utöver energikalibreringen av neutrondetektorn, gjordes även en tidskalibrering av TDC:n. Vid tidskalibreringen användes en EG & G Ortec 462 Time Calibrator för att generera korrelerade t_{start} - och t_{stop} -signaler i TDC:n. Stoppsignalen kom vid heltalsmultiplar av 40 ns efter startsignalen. På detta vis fick vi ”spikar” i vårt TDC-spektrum vid var 40:e ns. De olika kanalerna vid vilka ”spikarna” låg registrerades och därefter plottades tiden som funktion av kanal och en rät linje approximerades, vilket gav oss tidsomvandlingsfaktorn 0,2465 ns/kanal, se Fig. 5.8. Alltså, en kanal motsvarar 0,2465 ns.

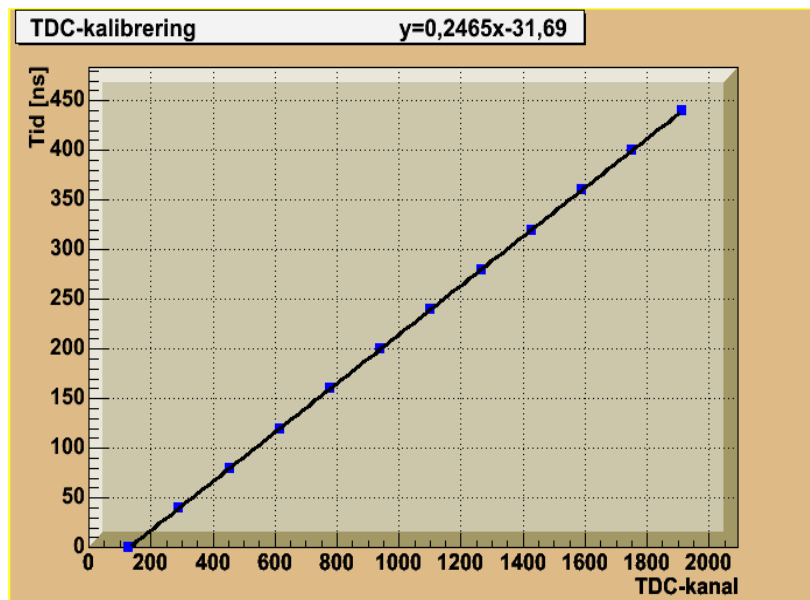


Fig. 5.8 Tidskalibrering för TDC:n.

5.5 Förhållandet mellan MeV_{ee} och MeV

En proton som växelverkar med NE-213 producerar mindre mängd ljus än en elektron med samma kinetiska energi. Lika stora mängder av ljus produceras av elektroner och neutroner med kinetiska energier T_e och T_n . Förhållandet mellan T_n [MeV] och T_e [MeV_{ee}] (elektron-ekvivalent kinetisk energi) framgår av ekvation 5.2. [Nil 03]

$$T_e = 0,83 \cdot T_n - 2,82(1 - e^{-0,25 \cdot T_n^{0,93}}) \quad (5.2)$$

Förhållandet mellan MeV och MeV_{ee} visas i Fig. 5.9.

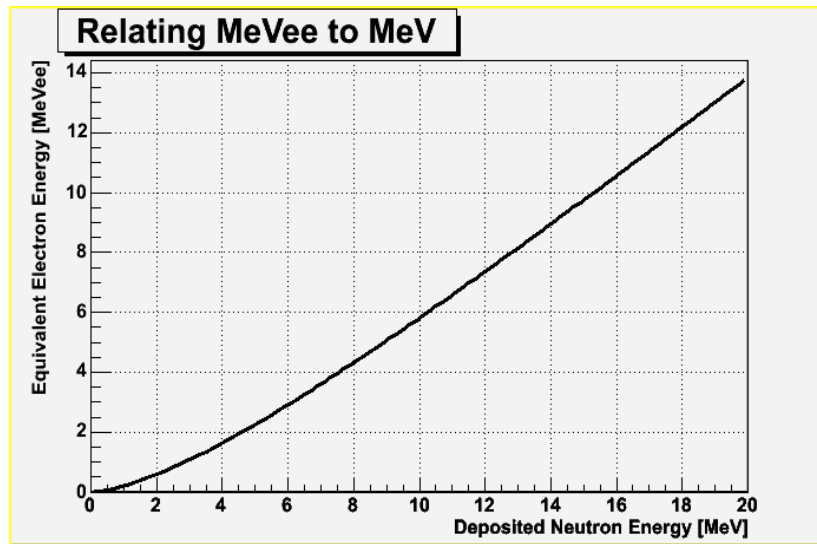


Fig. 5.9 Förhållandet mellan MeV och MeV_{ee} .

6 Analys

I analysen kommer vi inte att lägga någon vikt på de mätningar där neutrondetektorn är skärmd med enbart paraffin och motsvarande bakgrundsmätningar, utan kommer att koncentrera oss på mätningarna utan skärmning samt de med skärmning av bly och paraffin. Analysen utfördes för mätningarna vid både 1m och 3m. Det visade sig tyvärr att mätningarna vid 3m inte var tillförlitliga, men vi har trots det valt att ta med resultaten i rapporten (se avsnitt 8). Vi ska undersöka mätningarna för att ta reda på detektionseffektiviteten samt vilken effekt skärmningen har för neutrondetektorer. Vid bestämning av detektionseffektiviteten kommer vi endast att behandla de mätningar där neutrondetektorn inte var skärmd, detta för att inte behöva ta hänsyn till inspridningseffekten. Vid analysen användes programpaketet Root [root].

Vi började vår analys med att analysera TDC-spektra. Varje spektrum omvandlades från TDC-kanal till nanosekunder genom att multiplicera kanaler på x -axeln med tidsomvandlingsfaktorn (0,2465 ns/kanal, se avsnitt 5.4). För att bestämma vilken punkt på tidsaxeln som motsvarar tidpunkten för fissionshändelserna var vi tvungna att titta närmare på γ -toppen. Genom att anpassa en Gausskurva till γ -toppen fick vi fram vid vilken tidpunkt γ -toppen inträffade ($kanal \cdot 0,2465$ ns/kanal) och även ett mått på tidsupplösningen genom FWHM, vilken i vårt fall var ≈ 2 ns. $kanal \cdot 0,2465$ ns/kanal kombinerat med kunskapen om att alla γ har samma hastighet, ljushastigheten, samt att vi känner sträckan de har färdats (s_n , se avsnitt 3.1.2) gör att vi kan beräkna vid vilken tidpunkt fissionshändelserna inträffade (t_0)

$$t_0 = (kanal_{\gamma} \cdot 0,2465 \text{ ns/kanal}) - \frac{s_n}{c} \quad (6.1)$$

s_n är flygsträckan för neutronen, d v s avståndet mellan punkten för emission från kärnan och punkten för växelverkan med neutrondetektorn, och är i vårt fall 1,05 respektive 3,05 m. Dessa avstånd kan tyckas vara märkvärdiga eftersom avstånden mellan preparatet och neutrondetektorn tidigare har satts till 1 respektive 3m. Det är rimligt att välja halva neutrondetektorns tjocklek (5 cm) som punkt för växelverkan. Genom att subtrahera t_0 från det omgjorda TDC-spektrumet får man ett TOF-spektrum, där γ -toppen ligger vid $\approx 3,3$ ns respektive ≈ 10 ns för de mätningar där avståndet mellan preparatet och neutrondetektorn var 1m respektive 3m. Se Fig. 6.1.

Genom att kombinera ekvationerna 3.9 och 6.1 samt $t_n = kanal_n \cdot 0,2465 - t_0$ får vi en omvandling från TOF- till energi-spektrum. Detta energispektrum delas in i mindre staplar som har samma bredd. Denna bredd är godtycklig, men man måste tänka på att om staplarnas bredd är för stor kommer vi att tappa information och om den är för liten får vi stora fluktuationer. Vi valde en bredd på 0,5 MeV. Se Fig. 6.2.

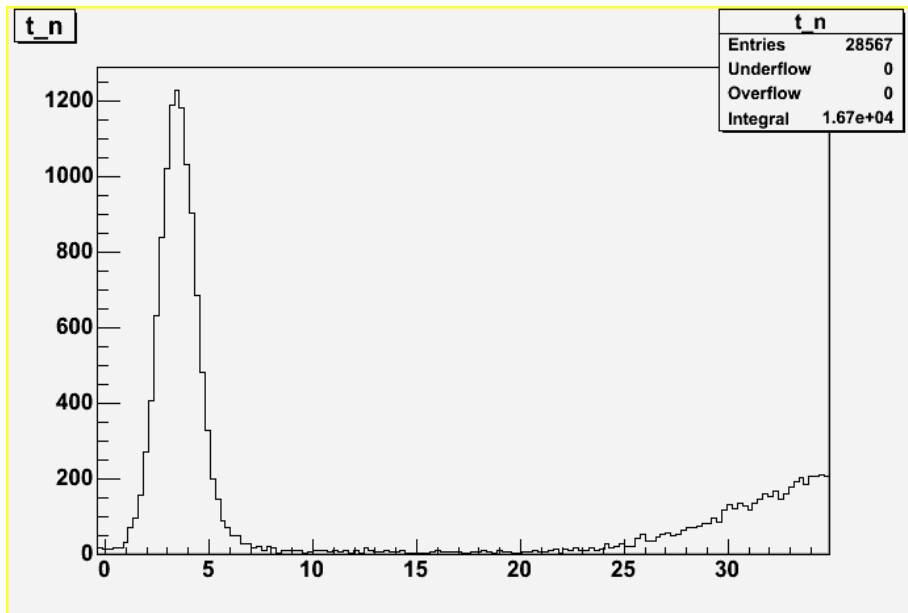


Fig. 6.1 TOF-spektrum för icke-skärmd neutrondetektor vid vinkeln 0° och avståndet 1m. På x -axeln har vi TOF [ns] och på y -axeln hr vi antalet händelser. Notera att -toppen ligger vid 3,3 ns. (Till höger om -toppen syns en del av neutronkullen.)

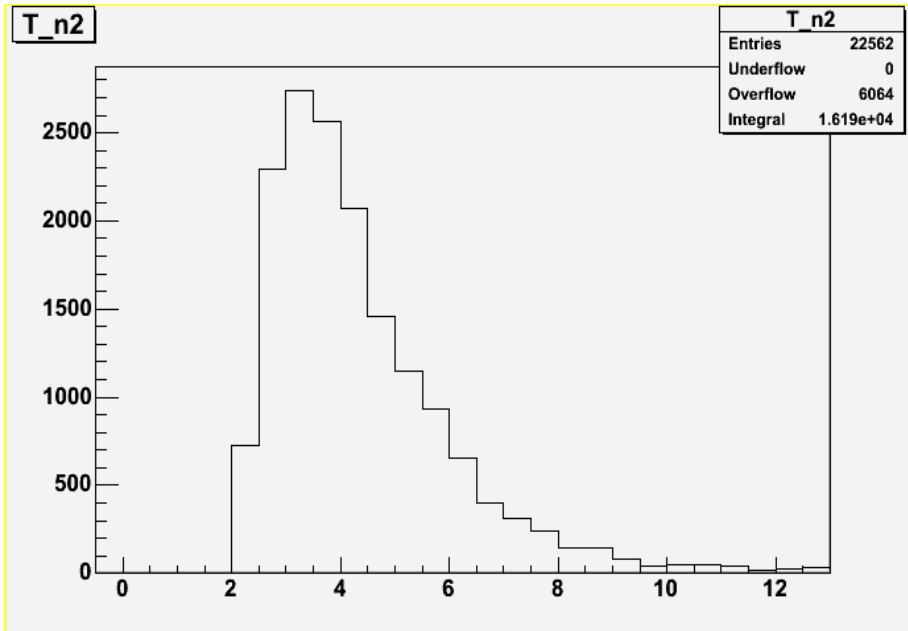


Fig. 6.2 Energispektrum med 0,5 MeV stapelindelning för icke-skärmd neutrondetektor vid vinkeln 0° och avståndet 1m. På x -axeln har vi E_n [MeV] och på y -axeln har vi antalet händelser. (Mjukvarutröskel är inkluderad, se avsnitt 6.2.)

6.1 Tröskel

I Fig. 5.2 ser vi att hårdvarutröskeln inte är väl definierad eftersom vi har en integrerande ADC, medan diskriminators känner av pulshöjden, och pulsformen är inte fix utan kan variera lite. Detta medför att vi inte har en helt skarp gräns till vänster. Vanligtvis antar man att kurvans halva höjd är en uppskattning av det riktiga tröskelvärdet. Eftersom hårdvarutröskeln inte är väl definierad, tillför vi en mjukvarutröskel på $0,7 \text{ MeV}_{ee}$, vilket enligt avsnitt 5.5 motsvarar $2,24 \text{ MeV}$. Tröskelvärdet får inte vara för stort så att viktig information skärs bort. Effekten av vår mjukvarutröskel kan ses i Fig. 6.3 och 6.4, vilka motsvarar Fig. 5.1 och 5.2.

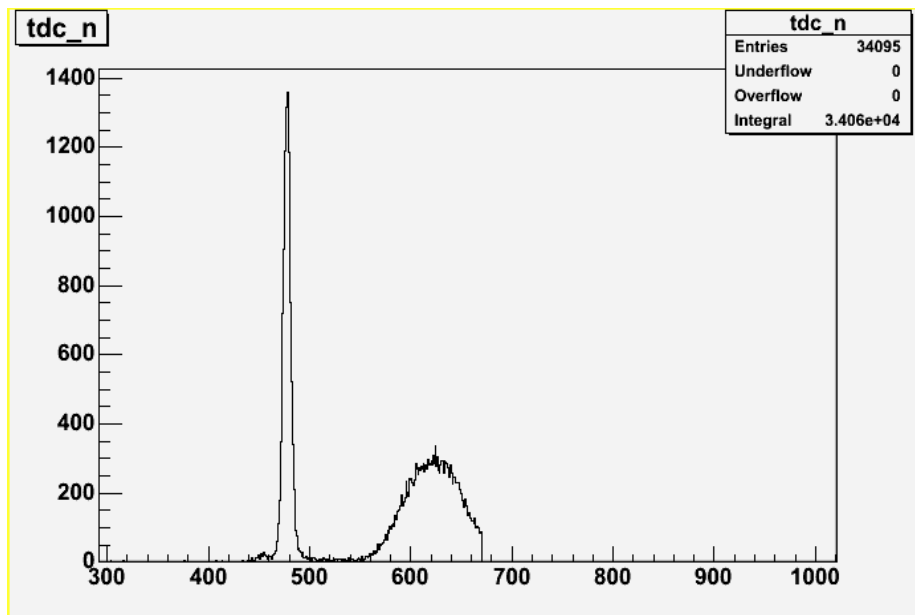


Fig. 6.3 TDC-spektrum för skärmad (Pb och paraffin) neutrondetektor vid vinkeln 0° och avståndet 1m , men med mjukvarutröskel på $0,7 \text{ MeV}_{ee}$ vilket motsvarar ungefär kanal 670.

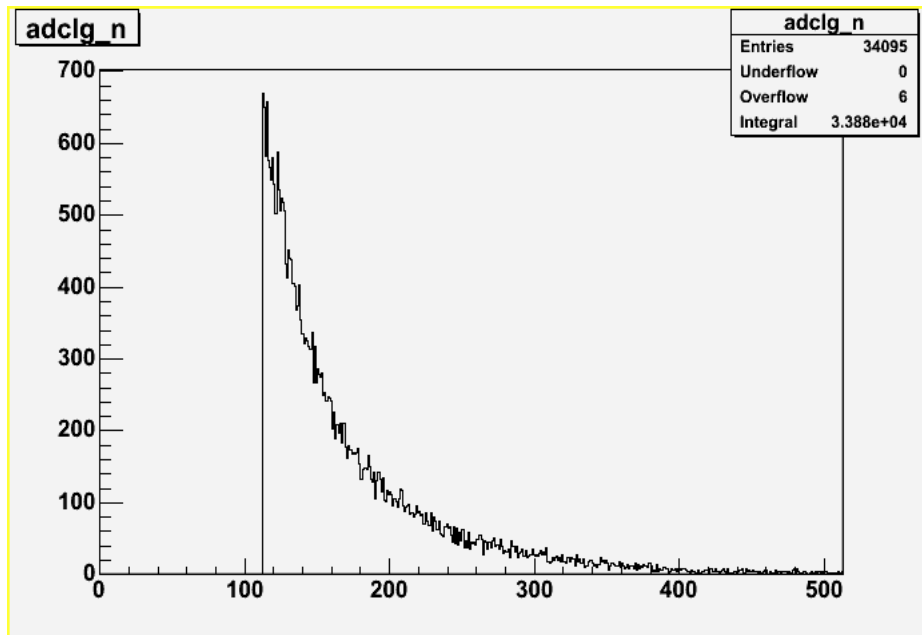


Fig. 6.4 ADC-spektrum för skärmad (Pb och paraffin) neutrondetektor vid vinkeln 0° och avståndet 1m, men med mjukvarutröskel på $0,7 \text{ MeV}_{ee}$.

6.2 Vinkelfördelning

Denna del medförde vissa svårigheter vid bestämningen av detektionseffektivitet och för att få tillförlitliga resultat måste vi titta närmare på vinkelfördelningen (se avsnitt 3.4.5). I vårt experiment har vi fyra olika vinklar - 45° , 0° , 45° samt 90° . Utifrån dessa fyra vinklar kan vi, i ekvation 3.16, som mest ha tre Legendre polynom, i vilket fall den anpassade vinkelfördelningsfunktionen går genom alla fyra datapunkterna men uppvisar en orealistisk struktur. En rimlig anpassning erhöles för en funktion bestående av två Legendre polynom. Denna anpassning gjordes individuellt för varje neutronenerginbin varvid ett värde för *GEO*-faktorn erhöles för varje bin. Med hjälp av datorprogram fick vi fram ett spektrum för *GEO*-faktorn, se Fig. 6.5. För tydlighetens skull vill vi även visa hur den anpassade funktionen ser ut för endast en bin, se Fig. 6.6.

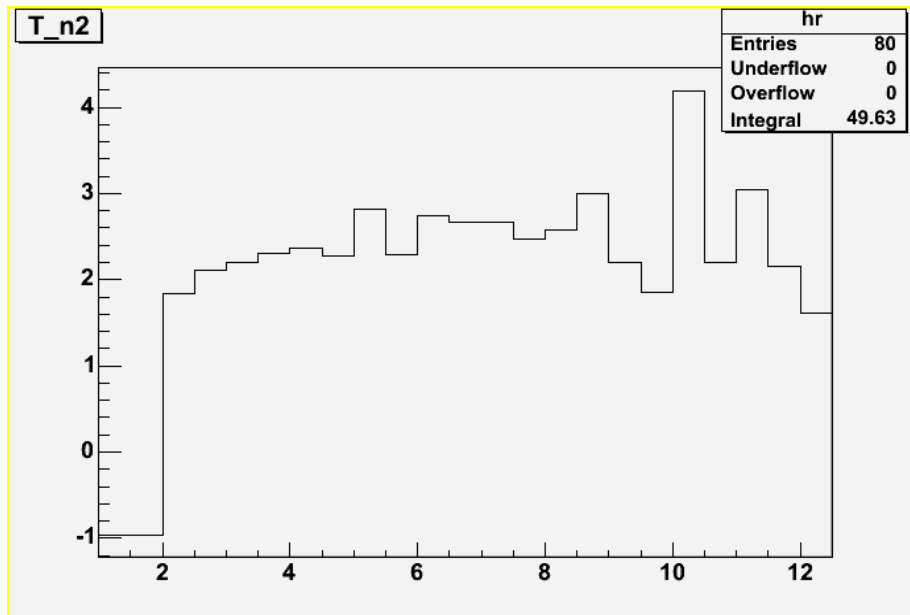


Fig. 6.5 Spektrum för *GEO*-faktorn. På *x*-axeln har vi energi [MeV], medan *y*-axeln visar hur många gånger fler neutroner, ρ g a att vi inte ser fissionsfragmentens hela vinkelfördelning, varje fissionshändelse ger i förhållande till det antal $\bar{\nu}_p$ anger.

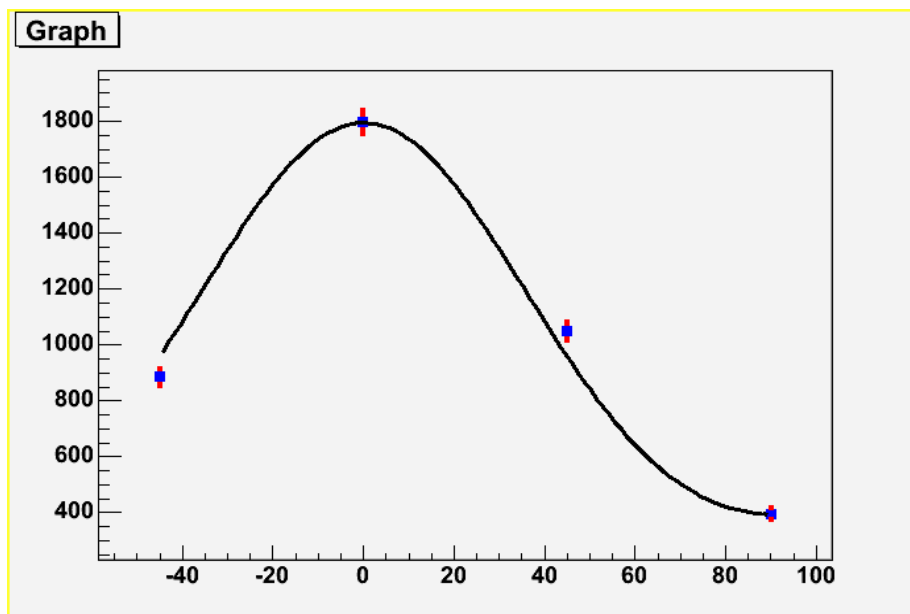


Fig. 6.6 Den anpassade funktionen för en enskild neutronenergibin (den bin som motsvarar 5 – 5,5 MeV), där även felstaplar är utritade. *x*-axeln är indelad i grader och *y*-axeln i antalet detekterade neutroner (normerat till samma antal fissionshändelser).

6.3 Detektionseffektivitet

Vi kan nu beräkna detektionseffektiviteten ϵ genom att använda följande uttryck

$$\epsilon = \frac{\text{förgrund} - \text{bakgrund}}{P(E)0,5 \bar{v}_p \cdot GEO \cdot N_f \frac{\Omega}{4\pi}} \quad (6.2)$$

där $P(E)$ är energifördelningen för neutroner från ^{252}Cf [iaea] (se avsnitt 3.4.4), \bar{v}_p är det totala antalet emitterade omedelbara neutroner, GEO är den geometriska faktorn, N_f är antalet händelser i förgrundsspektret, Ω är rymdvinkeln för neutrontektorn och faktorn 0,5 kommer från stapelindelningen av spektret (se avsnitt 6). Alla spektra normerades i förhållande till förgrundsspektret. De slutliga resultaten återfinns i Fig. 7.1 och 7.2.

6.4 Effekten av skärmning

Utöver att bestämma detektionseffektiviteten hos neutrontektorn, syftade vårt arbete även till att undersöka vilken effekt skärmning av neutrontektorn har.

Vi har som bekant gjort mätningar både med skärmning (bly och paraffin) och utan skärmning. I båda fall subtraherade vi bakgrundsspektret från förgrundsspektret, efter det att vi normerat antalet händelser i förhållande till respektive förgrundsspektrum. Slutligen normerades spektret (förgrund – bakgrund) för mätningen utan skärmning i förhållande till förgrundsspektret för skärmning och därefter dividerades spektret för skärmning med spektret utan skärmning. På detta sätt gjordes analysen för mätningarna vid både 1m och 3m, med skillnaden att vid 3m behövdes först våra tre ”mindre” mätningars (se avsnitt 5) spektra adderas till ett spektrum. Detta gjordes för förgrunden för både mätningarna med skärmning och utan skärmning samt för deras respektive bakgrund. De slutliga resultaten återfinns i Fig. 7.5 och 7.6.

6.5 Geant4

Simuleringarna av detektionseffektiviteten och inspridningseffekten har utförts med simuleringsprogrammet Geant4 [Isa 04]. Detta program har utvecklats vid CERN och är kodat i det objektorienterade C++ språket.

De väsentliga parametrarna för simuleringarna är detektorns konstruktion och

uppställningens geometri. Vid simuleringarna emitteras neutroner från en punktkälla, träffar detektorn och växelverkar med de olika detektor- och skärningsmaterialen, där sannolikheten för respektive reaktion ges av kända tvärsnitt. Alla relevanta neutronreaktioner är inkluderade i simuleringarna. För varje växelverkan beräknas den deponerade energin och sparas tillsammans med tidpunkten för växelverkan.

Simulerade data analyserades därefter med programpaketet Root på liknande sätt som analysen av mätdata, varvid histogram för de olika fysikaliska storheterna skapas.

6.6 Felkällor

De felkällor som är mest intressanta kommer från ekvationen 6.2, där en av de större felkällorna ligger i *GEO*-faktorn. Storleken för detta fel varierar med energibin, men uppskattas vara mindre än 6 % för låga energier, se Fig. 6.7. Fig. 6.7 är samma som Fig. 6.5, men visar osäkerheterna för *GEO*-faktorn. En annan felkälla som bidrar till osäkerheten ligger i bestämning av rymdvinkeln, (se avsnitt 3.1.3), och är beräknad till ungefär 3 % för mätningarna vid både 1m och 3m. Se Appendix D för utförligare felberäkningar. När det gäller energifördelningen, $P(E)$, är felet mindre än 2 % enligt [iaea]. För $\bar{\nu}_p$ är felet försumbart och för antalet fissionshändelser i förgrundsspektret, N_f , antas felet vara noll p g a att vi antar att endast fissionsfragment ger en signal över PPAC:ns tröskel. Det statistiska felet för detektionseffektiviteten redovisas i Fig. 7.1 och 7.2 för mätning vid 1m respektive 3m.

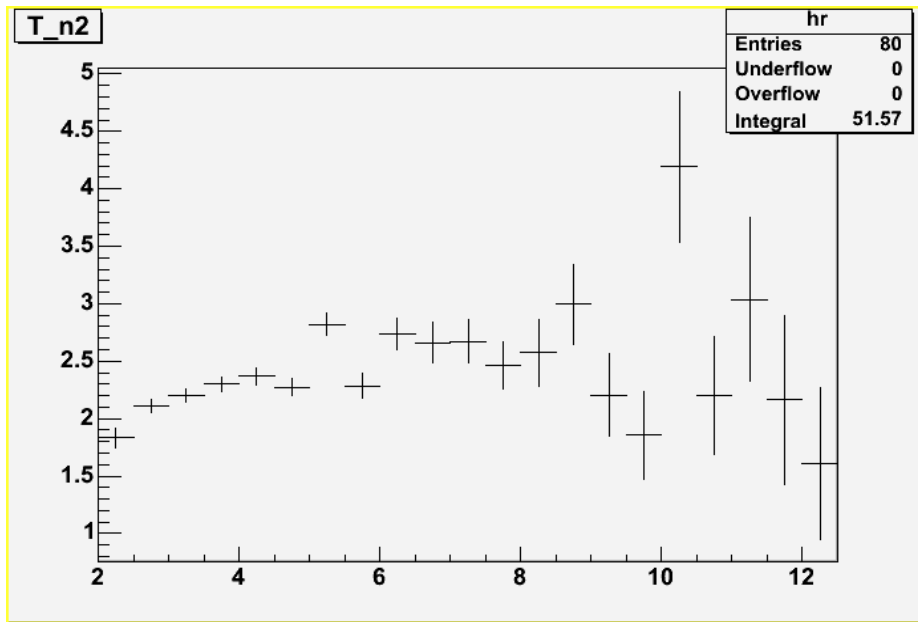


Fig. 6.7 Spektrum för *GEO*-faktorn och dess felstaplar. På *x*-axeln har vi energi [MeV], medan *y*-axeln visar hur många gånger fler neutroner varje fissionshändelse ger i förhållande till det antal $\bar{\nu}_p$ anger p g a att vi inte ser fissionsfragmentens hela vinkelfördelning.

I Fig. 7.5 och 7.6 visas de statistiska felen för effekten av skärmning vid 1m respektive 3m.

7 Resultat

7.1 Detektionseffektivitet

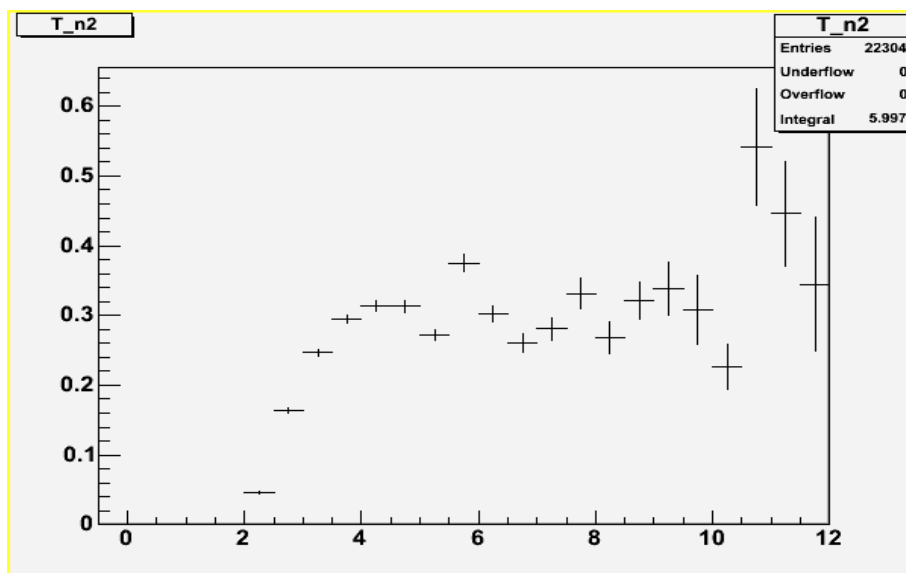


Fig. 7.1 Detektionseffektivitet för icke-skärmad neutrondetektor vid vinkeln 0° och avståndet 1m (statistiska fel). På x-axeln har vi energi [MeV] och på y-axeln effektiviteten.

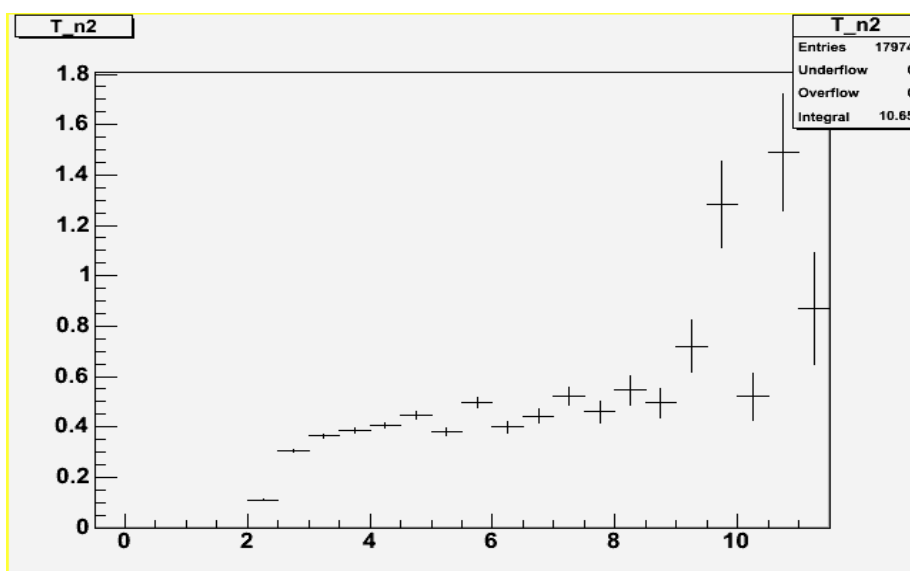


Fig. 7.2 Detektionseffektivitet för icke-skärmad neutrondetektor vid vinkeln 0° och avståndet 3m (statistiska fel). På x-axeln har vi energi [MeV] och på y-axeln effektiviteten.

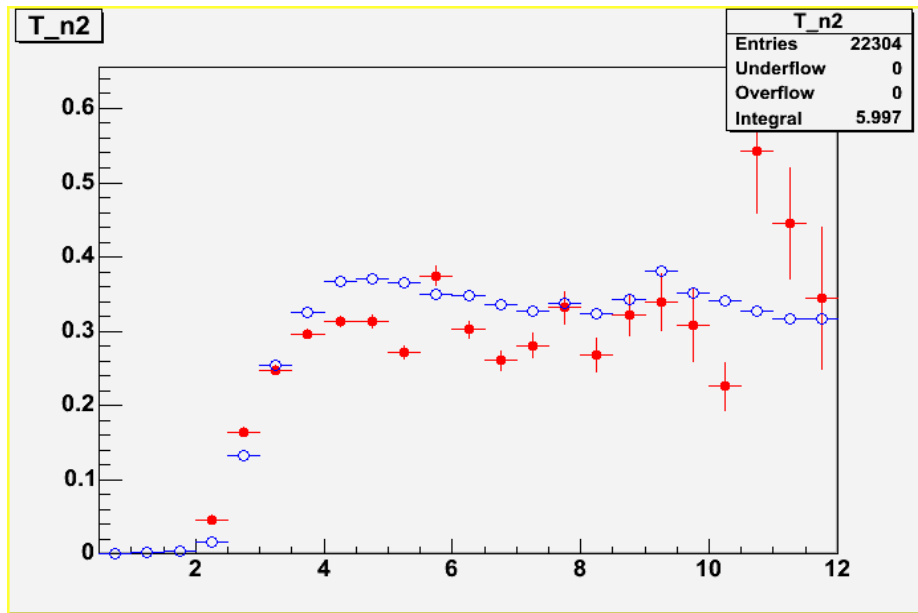


Fig. 7.3 Resultatet av detektionseffektiviteten för icke-skärmad neutrondetektor vid vinkeln 0° och avståndet 1m. Figuren visar en jämförelse av experimentella resultat (röda fyllda cirklar) och simulering (blåa ofyllda cirklar). På x-axeln har vi energi [MeV] och på y-axeln effektiviteten.

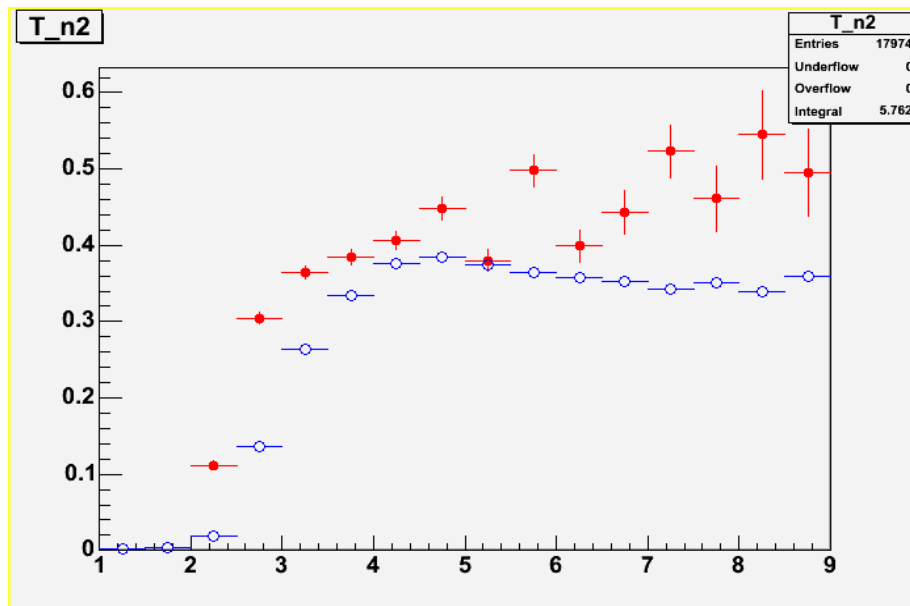


Fig. 7.4 Resultatet av detektionseffektiviteten för icke-skärmad neutrondetektor vid vinkeln 0° och avståndet 3m. Figuren visar en jämförelse av experimentella resultat (röda fyllda cirklar) och simulering (blåa ofyllda cirklar). På experimentella svårigheter anser vi dock att dessa mätdata inte är tillförlitliga (se avsnitt 8).

7.2 Effekten av skärmning

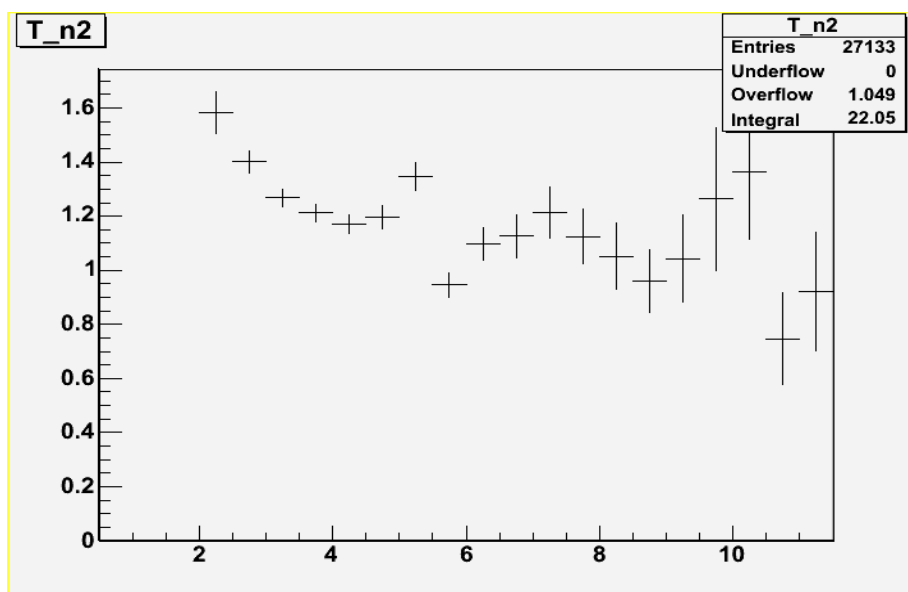


Fig. 7.5 Effekten av skärmning för mätning vid 1m och vinkeln 0° (statistiska fel). På x -axeln har vi energi [MeV] och på y -axeln har vi förhållandet mellan skärmad och oskärmad neutrondetektor.

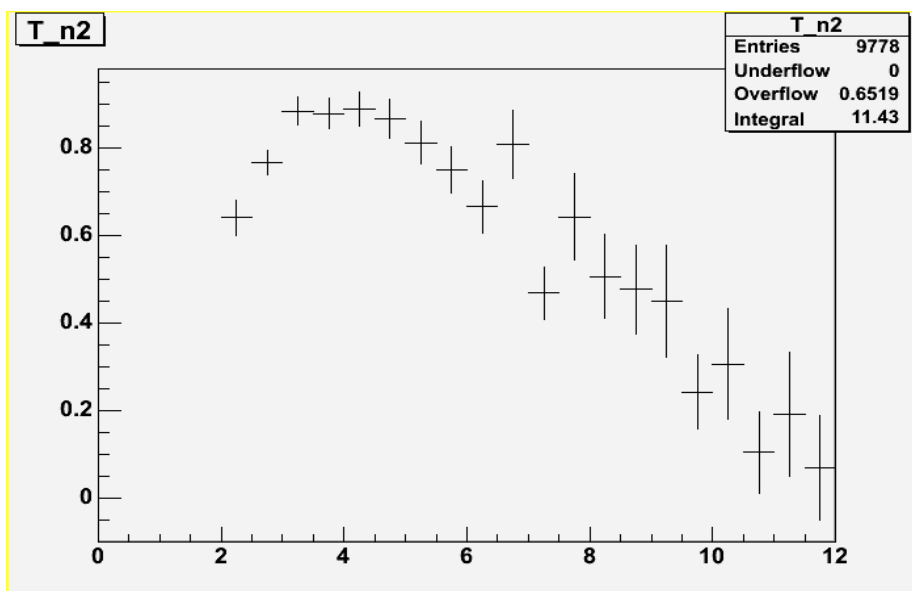


Fig. 7.6 Effekten av skärmning för mätning vid 3m och vinkeln 0° (statistiska fel). På x -axeln har vi energi [MeV] och på y -axeln har vi förhållandet mellan skärmad och oskärmad neutrondetektor.

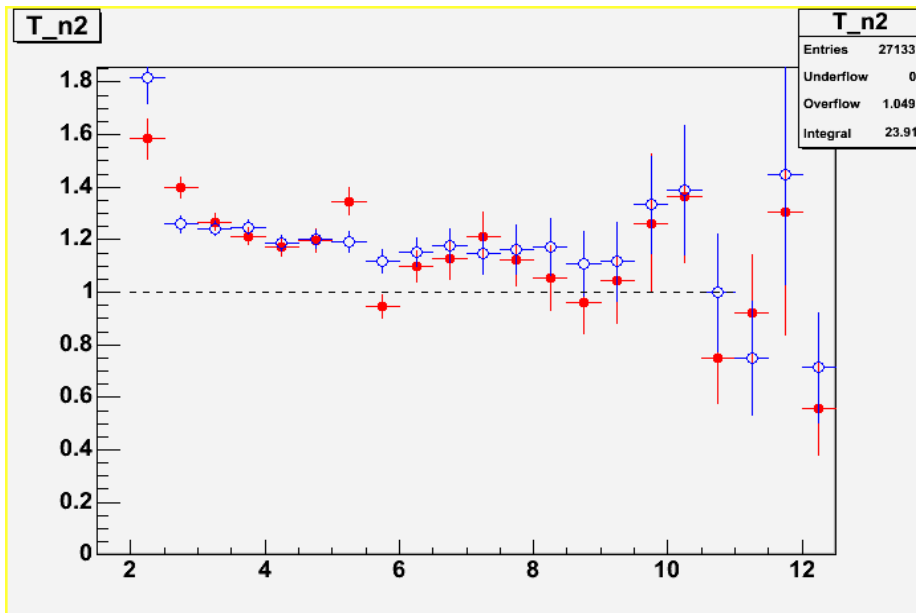


Fig. 7.7 Resultatet av effekten av skärmning. Figuren visar en jämförelse av experimentella resultat (röda fyllda cirklar) och simulering (blåa ofyllda cirklar). Jämförelsen avser mätning vid 1m och vinkeln 0° . På x -axeln har vi energi [MeV] och på y -axeln har vi förhållandet mellan skärmad och oskärmad neutrondetektor.

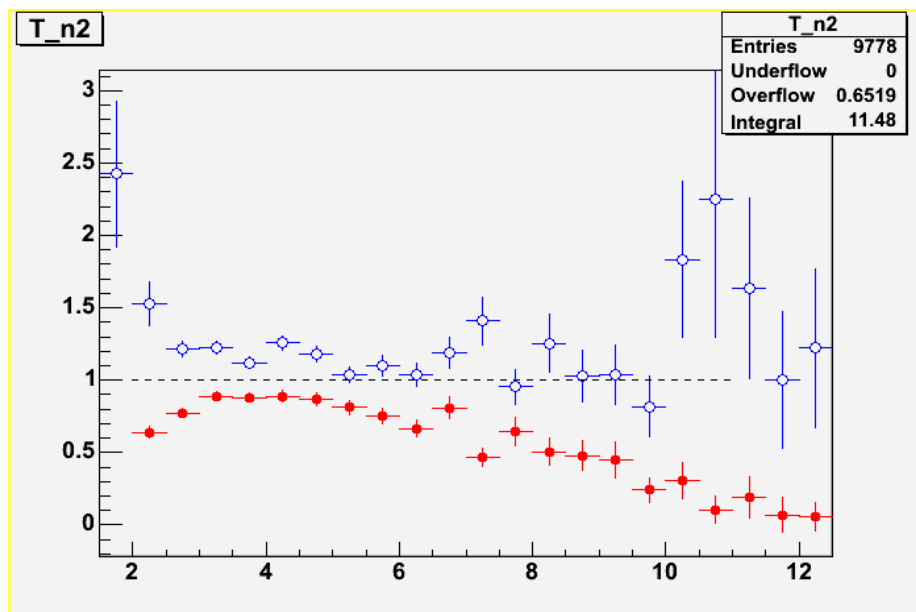


Fig. 7.8 Resultatet av effekten av skärmning. Figuren visar en jämförelse av experimentella resultat (röda fyllda cirklar) och simulering (blåa ofyllda cirklar). Jämförelsen avser mätning vid 3m och vinkeln 0° . På grund av experimentella svårigheter anser vi dock att dessa mätdata inte är tillförlitliga (se avsnitt 8).

8 Diskussion

Syftet med vårt arbete var att bygga en fissionsfragmentsdetektor, bygga upp ett experimentellt system som inkluderar nödvändig elektronik och datainsamlings-system, utföra mätningar av detektionseffektiviteten samt jämföra resultaten med resultat av datorsimuleringar och även undersöka vilken effekt skärmning av neutrondetektorn har. Resultaten för vårt experiment är detektionseffektiviteten, se Fig. 7.3 och 7.4, samt effekten av skärmning, se Fig. 7.7 och 7.8, i jämförelse med Geant4 -simuleringar.

Anledningen till att mätningarna vid 3m inte är tillförlitliga, är att analysen visade att PPAC:s förstärkning inte varit stabil under dessa mätningar. Detta innebär en variation av den effektiva tröskeln för de fragment som vi detekterar, vilket i sin tur påverkar energifördelningen för neutronerna. Faktorer som påverkar PPAC:s förstärkning är högspänningen, gastrycket, eventuell inblandning av luft i isobutangasen samt PPAC:s förstärkare. Vi har inte kunnat precisera vilken av dessa som har varierat, men ser som mest troligt att högspänningen inte varit stabil under mätningarna vid 3m, vilka skedde vid en senare tidpunkt än mätningarna vid 1m. Vi har trots detta valt att inkludera dessa resultat i rapporten för att ge möjlighet för framtida utveckling.

Effekten av skärmning är en viktig effekt att ta hänsyn till i experiment där man detekterar neutroner med energier på några få MeV. Efter korrektion av inspridningseffekten använder man detektionseffektiviteten för att få fram den absoluta träffytan. Den absoluta träffytan behövs för att t ex verifiera teoretiska modeller.

8.1 Detektionseffektiviteten

Vi ser i Fig. 7.3 att den simulerade kurvan ligger högre än vår experimentella kurva. En anledning till detta kan vara att vi i analysen inte har tagit hänsyn till vissa mindre korrektioner. En faktor som kan bidra till att den simulerade grafen ligger högre kan vara t ex tjockleken på vakuumkammarens väggar, vilken påverkar mätningarna vid -45° , 45° och 90° eftersom neutronerna vid dessa mätningar måste passera genom väggarna. Denna effekt är dock liten och uppskattas vara mindre än 1 %. Ytterligare en felkälla kan komma från det faktum att det finns en liten gasvolym i neutrondetektorn. Även denna effekt är väldigt liten, men minskar den aktiva delen av neutrondetektorn (se avsnitt 3.1.4.1). Gasvolymen uppskattas vara mindre än 1 % av detektorns totala volym. Om preparatet hade suttit närmare PPAC:n skulle vi eliminerat svårigheterna med effekterna av vinkelfördelningen. Ett sätt att undvika

dessa svårigheter är att använda antingen en 2 eller 4 geometridetektor. Ännu en felkälla är det faktum att energitröskeln i PPAC:n medför att vi mäter en neutronfördelning som inte helt överensstämmer med IAEA-spektret som vi jämför med. Vi kan naturligtvis inte heller utesluta att det är den simulerade kurvan som skiljer sig från verkligheten.

Trots att våra experimentella värden inte helt överensstämmer med de simulerade, visar tidigare undersökningar [Kar 97] liknande resultat trots att en annan detektor för fissionsfragmenten och ett annat datorprogram för simuleringarna användes (Stanton-koden).

8.2 Effekten av skärmning

Vi ser i Fig. 7.7 att den simulerade kurvan överensstämmer väl med vår experimentella kurva. De flesta felkällor som nämndes i avsnitt 8.1 försvinner här eftersom figuren visar *kvoten* av två mätningar. Fig. 7.7 visar att inspridningseffekten (se avsnitt 5.1) är stor för framförallt lågenergetiska neutroner. Detta verkar rimligt eftersom vid spridning är tvärsnittet större för neutroner med låga energier.

Tack

Vi vill ta tillfället i akt att tacka de personer som har gjort det möjligt för oss att genomföra detta arbete. Först vill vi tacka vår handledare, Lennart Isaksson, för all tid, all hjälp och allt stöd han har bidragit med under arbetets gång. Vi vill även tacka Kurt Hansen för hans goda vilja att alltid dela med sig av sin breda kunskap. Ytterligare en person som förtjänar ett stort tack är Magnus Lundin, som alltid har ställt upp när tekniken inte varit vår vän. Slutligen vill vi tacka resten av personalen på MAX-lab, som har gjort att vår tid på MAX-lab har varit väldigt trivsamt.

Referenser

Litteratur

- [And 94] B. E. Andersson, High Resolution (α, n) Experiments in Light Nuclei at $E \approx 60$ MeV, Akademisk avhandling, Lunds universitet, (1994)
- [Ben 96] H. Benson, University Physics, John Wiley & Sons, (1996)
- [Bir 64] J. B. Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press Ltd., (1964)
- [Bru 82] G. S. Brunson Jr., Multiplicity and correlated Energy of Gamma Rays Emitted in the Spontaneous Fission of Californium-252, Los Alamos National Laboratory, (1982)
- [Fly 64] K. F. Flynn *m.fl.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, North-Holland Publishing Company - Amsterdam, (1964)
- [Gui 97] Guinness Rekordbok, Forum, (1997)
- [Ing 99] E. Ingelstam *m.fl.*, TEFYMA, Sjöbergs Bokförlag AB, (1999)
- [Isa 96] L. Isaksson, High-Resolution Measurement of the $^{16}\text{O}(\alpha, pn)$ Reaction, Akademisk avhandling, Lunds universitet, (1996)
- [Isa 04] L. Isaksson, ”private communication”, (2004)
- [Kar 97] M. Karlsson, Absolute efficiency calibration of a NE-213 liquid scintillator using a ^{252}Cf source, Examensarbete, Lunds universitet, (1997)
- [Kno 79] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, (1979)
- [Kno 72] H. H. Knox och T.G. Miller, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, North-Holland Publishing Company – Amsterdam, (1972)
- [Kra 88] K. S. Krane, Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons, (1988)

- [LeCroy 88] 1989 Nuclear Products Catalog, LeCroy Corporation Research Systems Division, (1988)
- [Nil 03] B. Nilsson, High-Resolution Measurement of the $^4\text{He}(\ ,n)$ Reaktion in the Giant Resonance Region, Akademisk avhandling, Lunds universitet, (2003)
- [Van 73] R. Vandenbosch och J. R. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press, INC., (1973)
- [Åke 78] T. Åkesson, Parallel Plate Avalanche Counter – *Examensarbete för civilingenjörsexamen*, Lunds universitet, (1978)

Internet

- [bri] <http://www.britannica.com/nobel/table/ochemel021t1.html>
- Table 27: Discovery of the Transuranium Elements
Läst senast: 2004-11-03
- [iaea] <http://www.iaea.org>
- IAEA, International Atomic Energy Agency
Läst senast: 2004-12-06
- [root] <http://root.cern.ch>
- Root, An Object-Oriented Data Analysis Framework
Läst senast: 2005-01-12
- [tab] <http://ie.lbl.gov/toi/perchart.htm>
- Table of Radioactive Isotopes
Läst senast: 2004-11-12

Appendix

A Tillverkning av PPAC

Stommen till PPAC-detektorn tillverkade vi av dubbelledande kretskort, vilken var ringformad och hade finfilade gasöppningar. Detektorns ena parallella plana elektrod tillverkades av uppspänd folie som limmades fast på stommen med epoxylim och anslöts med ledande silverlack. Den andra elektroden tillverkades av kopparplatta och limmades fast på stommen med epoxylim. Detektorgapet, d v s avståndet mellan folien och kopparplattan, blev 2,3 mm.

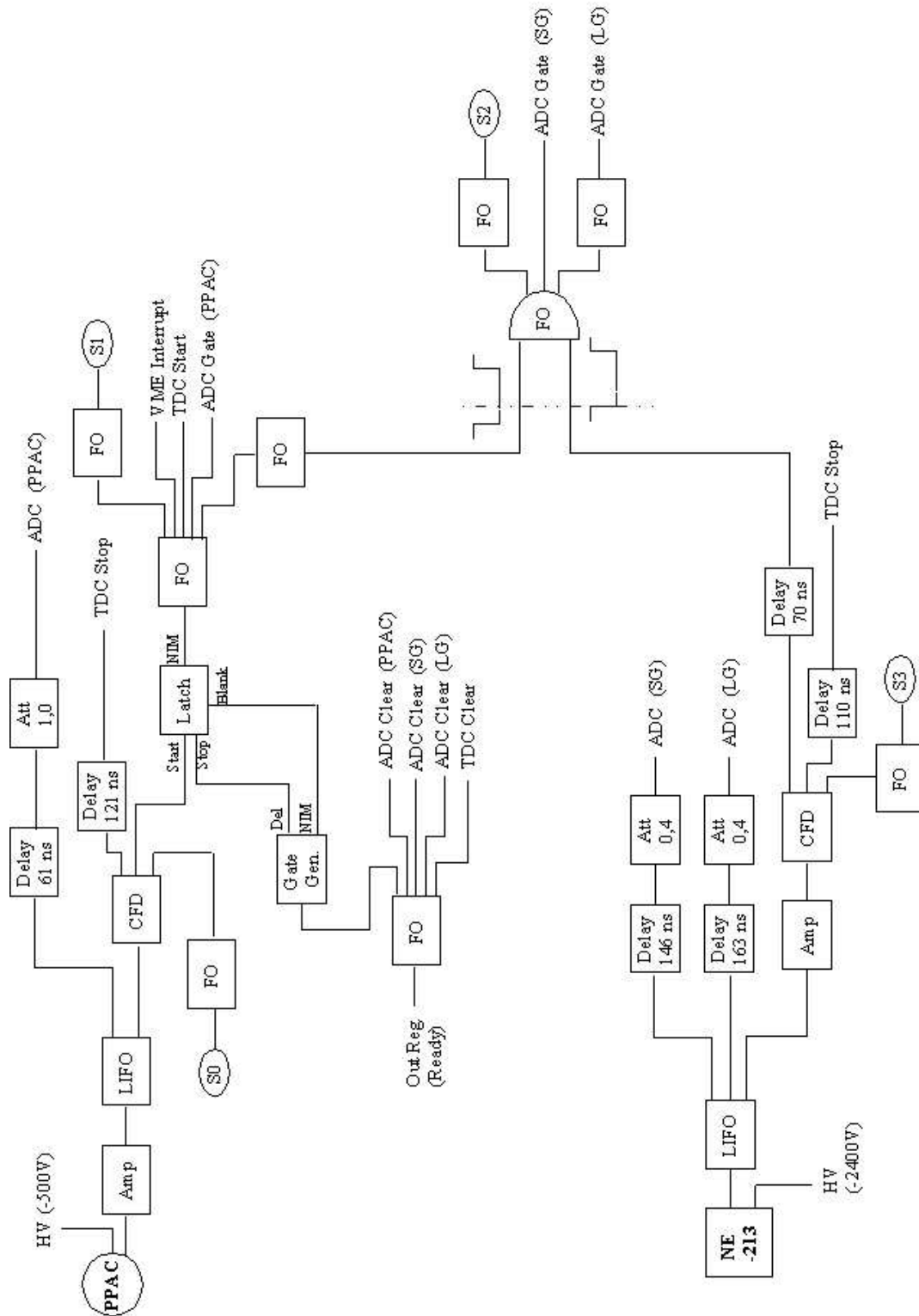
Slutligen löddes resistans, kondensator och en BNC-kontakt fast. Se Fig. A.1



Fig. A.1 PPAC:s utseende

B Uppställning

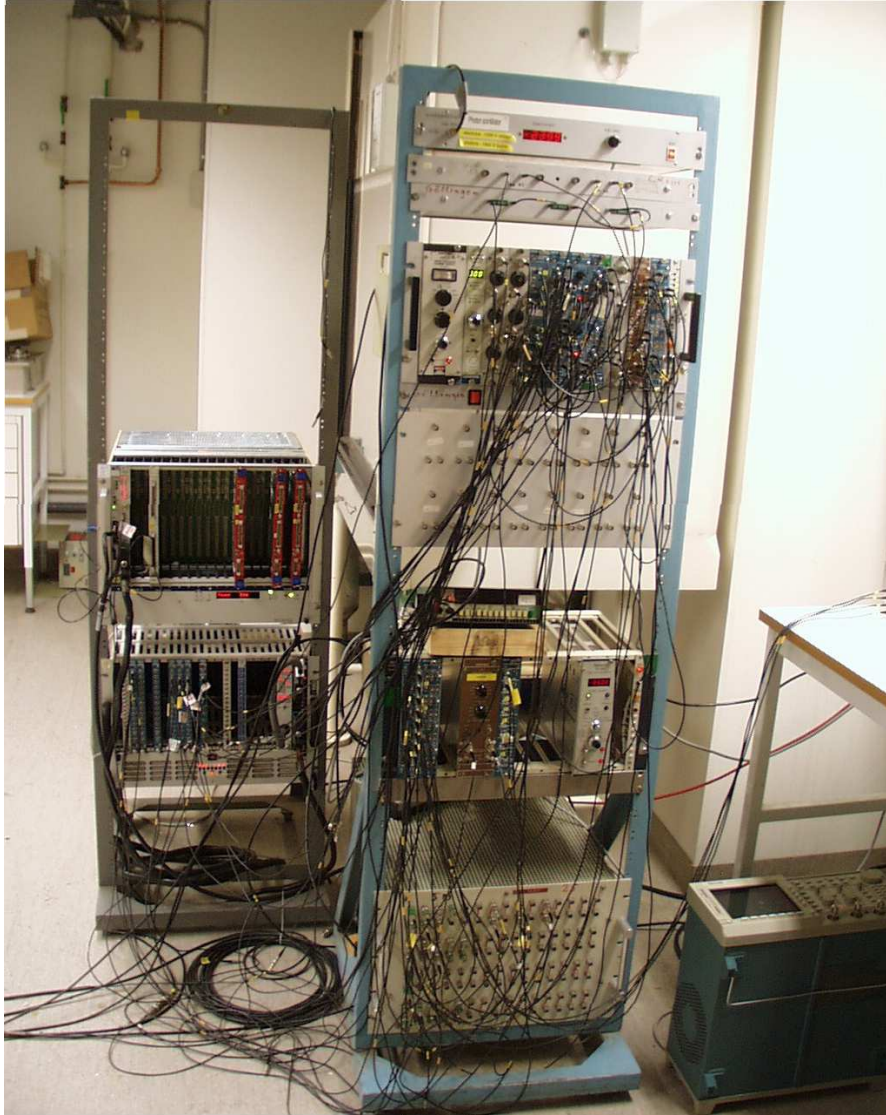
B.1 Kopplingsschema



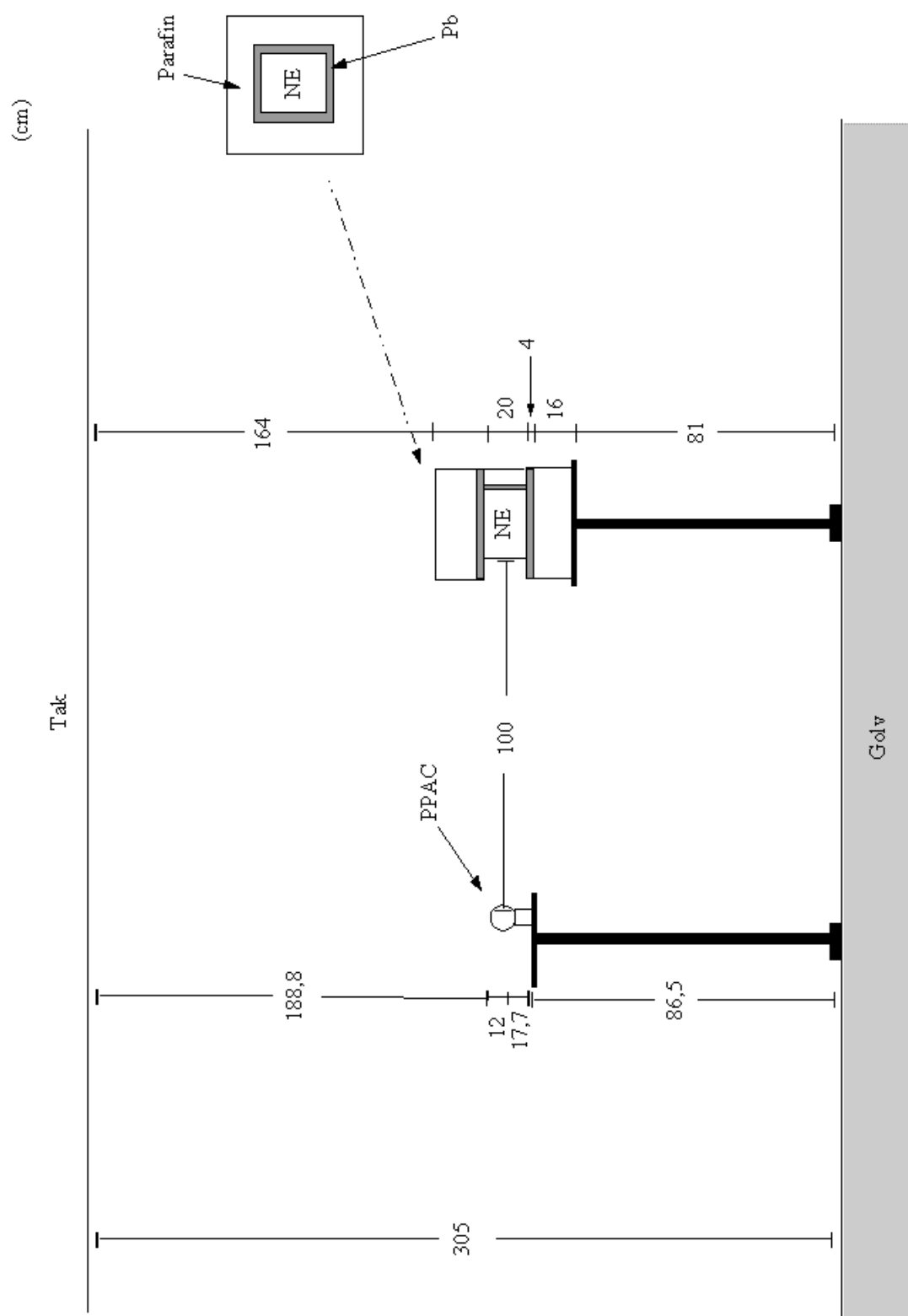
B.2 Lista över uppställningens delar

- **PPAC:** Parallel Plate Avalanche Counter
- **NE-213:** Flytande scintillator, 20x20x10 cm
- **Amp:** Amplifier LeCroy Model 612
- **LIFO:** Linear FAN-IN/FAN-OUT LeCroy Model 428F
- **Delay:** Fördröjningar och sladdar som kopplats in
- **Att:** Attenuators 50 ohms (Dämpning)
- **ADC:** Analog to Digital Converters LeCroy Model 2249A
- **CFD:** Quad Constant-Fraction 100 MHz Discriminator EG & G Ortec 934
- **TDC:** Time to Digital Converter LeCroy Model 2228A
- **FO:** Quad 2-Fold Logic Unit LeCroy Model 622
- **S0...S3:** Scaler LeCroy Model 2551
- **Latch:** Dual Gate and Delay Generator LeCroy Model 222
- **Gate Gen:** Dual Gate and Delay Generator LeCroy Model 222
- **Out Reg. :** Out Register SEN, OR 2088
- **VME Interrupt:** Den signal som talar om för datainsamlingssystemet att en händelse har inträffat.

B.3 Foto på experimentets kopplingar



C Ritning över avstånd



D Felberäkning för rymdvinkeln

Vid felberäkning använde vi oss av Gauss approximationsformel:

$$(\Delta f)^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 (\Delta x_i)^2 \quad (\text{D.1})$$

Vår funktion för rymdvinkeln är

$$\Omega = \arctan \frac{ab}{h(a^2 + b^2 + h^2)^{1/2}} \quad (\text{D.2})$$

Eftersom derivatan för $\arctan x$ är $1/(1+x^2)$ får vi följande

$$\frac{\partial \Omega}{\partial a} = \frac{bh(b^2 + h^2)}{(a^2 + b^2 + h^2)^{1/2}(a^2 h^2 + b^2 h^2 + h^4 + a^2 b^2)} \quad (\text{D.3})$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial b} = \frac{ah(a^2 + h^2)}{(a^2 + b^2 + h^2)^{1/2}(a^2 h^2 + b^2 h^2 + h^4 + a^2 b^2)} \quad (\text{D.4})$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial h} = -\frac{ab(a^2 + b^2 + 2h^2)}{(a^2 + b^2 + h^2)^{1/2}(a^2 h^2 + b^2 h^2 + h^4 + a^2 b^2)} \quad (\text{D.5})$$

a, b och h uppskattades enligt Tabell D.1

	1m	3m
a [m]	0,003	0,003
b [m]	0,003	0,003
h [m]	0,01	0,03

Tabell D.1 Uppskattade värden på a, b och h.

Från D.1 får vi

$$(\Delta \Omega)^2 = \left(\frac{\partial \Omega}{\partial a}\right)^2 (\Delta a)^2 + \left(\frac{\partial \Omega}{\partial b}\right)^2 (\Delta b)^2 + \left(\frac{\partial \Omega}{\partial h}\right)^2 (\Delta h)^2 \quad (\text{D.6})$$

Insättning av de olika värdena i ekvation D.6 medför att

$$\Delta \Omega_{1m} = \pm 0,00109 \text{ sr}$$

$$\Delta \Omega_{3m} = \pm 1,2844 \cdot 10^{-4} \text{ sr}$$

Ur ekvation D.2 och med våra värden på a , b och h ($a = b = 0,2$ m och $h = 1$ m resp. 3m), kan Ω beräknas till $\Omega_{1m} = 0,03847$ sr och $\Omega_{3m} = 0,004425$ sr.

Detta innebär att det systematiska felet i rymdvinkeln är 3 % för mätningarna vid både 1m och 3m.