

NATUURKUNDIG PRACTICUM

MEETSYSTEMEN EXPERIMENT 2

BEPALING VAN HET FERMINIVEAU UIT ANNIHILATIESTRALING (11-98)

1. DOEL	2
2. VOORBEREIDING	2
3. THEORIE	2
3.1. Annihilatie	2
3.2. Hoekcorrelatie van annihilatiequanta	3
3.3. Hoekcorrelatiekromme bij annihilatie in een elektronengas	4
3.4. Het geometrisch effect	6
4. OPSTELLING	8
5. OPDRACHTEN	10
5.1. Bepaling van de signaalsnelheid in een kabel (1 ^e middag)	10
5.2. IJking van de stappenmotor (2 ^e middag)	11
5.3. Aansturing van de MCA met een autosequence (2 ^e en 3 ^e middag)	12
5.4. Hoekcorrelatiemeting van annihilatiequanta van ^{22}Na in Al (3 ^e en 4 ^e middag met uitloop in het weekend)	12
6. VERSLAGGEVING	12
AANHANGSEL. Vervalschema van ^{22}Na	13

1. DOEL

Het doel van deze proef is de fermi-energie van aluminium te bepalen door meting van de hoekcorrelatie van annihilatiequanta die ontstaan na het verval van ^{22}Na . Belangrijke aandachtspunten zijn het aansturen van een stappenmotor, het meten van een tijdspectrum en de deconvolutie van een gemeten hoekcorrelatiekromme.

2. VOORBEREIDING

Lees bij wijze van voorbereiding deze proefinstructie en maak een stralingsrisicoanalyse. Voor dit laatste verwijzen we naar de proefinstructie van de proef SA2, Sensoren voor ioniserende straling, van het blok Sensoren en Actuatoren, met de daarbij gevoegde algemene instructie 38, Ioniserende straling. Veel van deze proef zal bij dit toepassingsexperiment aan de orde komen.

Maak de risicoanalyse op basis van de volgende gegevens:

- Een ^{22}Na lijnvormige ijkbron van 1,3 MBq, lengte ca. 10 cm en dikte ca. 1 mm, bestaande uit een aluminium draad waarin het ^{22}Na is gedoteerd en die is omgeven door een perspex cilinder met een dikte van ca. 1 cm.

Houd rekening met de annihilatiequanta (zie §3.1).

- Het vervalschema van ^{22}Na staat in het aanhangsel van deze proefinstructie.

Informatie over deze proef vindt u in:

- w.b. annihilatie: Eisberg en Resnick, Quantum Physics, Ch. 13-8
- w.b. fermi-niveau: Kittel, Introduction to Solid State Physics, Ch. 6 en 7
- w.b. convolutie: Oppenheim, Willsky with Nahab, Signals and Systems, Ch. 3
- w.b. nucleaire instrumentatie: Knoll, Radiation Detection and Measurement, met name Ch. 16, 17 en 18, zie vooral de paragraaf "Measurement of timing properties" in Ch. 17. De eerste drie genoemde boeken horen bij de vakken Inleiding Quantummechanica, Vaste stof en Systemen en Signalen. Het vierde genoemde boek ligt ter inzage bij de opstelling.

3. THEORIE

3.1. Annihilatie

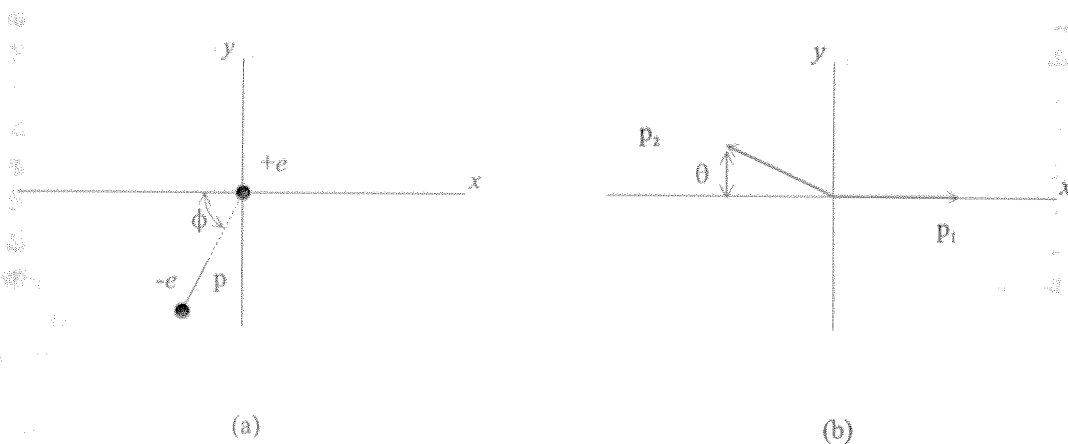
Indien een deeltje zijn antideeltje ontmoet, dan kunnen zij opgaan in straling. Dit verschijnsel heet *annihilatie*. In deze proef zullen we gebruik maken van *elektron-positron annihilatie*. De positronen in deze proef zijn afkomstig van het verval van ^{22}Na , de elektronen worden geleverd door het aluminium waarin het ^{22}Na is gedoteerd. De kans op annihilatie neemt sterk toe naarmate de relatieve snelheid van positron en elektron kleiner is. In deze proef gaan we er van uit dat de positronen via afremming in de omringende materie tot stilstand zijn gekomen alvorens ze annihileren met een elektron in het aluminium. Dit elektron kan een (vrij) geleidingselektron zijn of een elektron dat gebonden is aan een bepaalde aluminiumkern. De geleidingselektronen hebben lagere impulsen dan de gebonden elektronen, en daarom vindt annihilatie bij voorkeur met geleidingselektronen plaats. Van de geleidingselektronen zijn de elektronen in de top van de geleidingsband echt vrij en zij hebben daarom de

3. THEORIE

grootste kans op annihilatie. Deze elektronen hebben ongeveer de energie en impuls die hoort bij de top van de geleidingsband, dit is het *ferminiveau* ϵ_F .

3.2. Hoekcorrelatie van annihilatiequanta

Indien zowel het positron als het elektron stilstaan bij annihilatie en hun spins zijn antiparallel gericht (beide zijn spin- $1/2$ deeltjes), dan vindt een twee-foton annihilatieproces plaats, waarbij de fotonen met gelijke energie onder 180° uit elkaar gaan. Dit is het gevolg van de behoudswetten van massa-energie, van impuls en van impulsmoment, gegeven het feit dat een foton met energie E , een impuls heeft van $p=E/c$, waarin c de lichtsnelheid is. Voor E geldt de bekende relatie $E=hf$, waarin h de constante van Planck en f de frequentie van de straling is. In ons geval is de energie per annihilatiequant ca. 511 keV, overeenkomend met de massa van een elektron (of positron), volgens $E=mc^2$. Neem nu aan dat het positron stilstaat in de oorsprong van het gekozen coördinatenstelsel. Stel dat het elektron een impuls \vec{p} heeft, in het x-y vlak en dat een puntvormige detector langs de positieve x-as één van de annihilatiequanta detecteert. De vraag is dan onder welke hoek θ met de negatieve x-as een tweede puntdetector moet worden opgesteld om het tweede annihilatiequant te detecteren. Zie figuur 1.



Figuur 1. Annihilatie: een elektron valt in op een rustend positron (a) en er ontstaan 2 gammaquanta (b).

Uit de behoudswetten volgt dat dit geen willekeurige hoek kan zijn. De annihilatiequanta heten daarom *hoekgecorrleerd*.

De wet van behoud van massa-energie stelt dat

$$2m_0c^2 = cp_1 + cp_2 \quad (1)$$

waarin m_0 de rustmassa van het elektron (of positron) is en p_1 en p_2 de impulsen van de annihilatiequanta zijn. Hierin zijn de eventuele potentiële en kinetische energieën van elektron en positron verwaarloosd omdat zij in dit experiment klein zijn vergeleken met m_0c^2 .

De wet van behoud van impuls geeft

$$p \cos(\varphi) = p_1 - p_2 \cos(\theta) \quad (2)$$

en

$$p \sin(\varphi) = p_2 \sin(\theta) \quad (3)$$

Uit deze vergelijkingen kunnen p_1 en p_2 worden opgelost en worden gesubstitueerd in vergelijking 1. Omdat in ons geval $p \ll m_0 c$ is de hoek θ klein, van de orde van milliradianen. Daarom mogen we $\sin(\theta)$ vervangen door θ en er volgt

$$\theta = \frac{p \sin(\varphi)}{m_0 c} = \frac{p_y}{m_0 c} \quad (4)$$

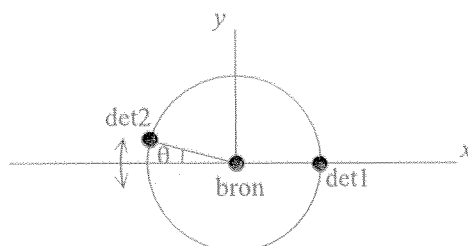
Door meting van θ kunnen we dus de y-component van de elektronimpuls bepalen. In ons geval komen bij opvolgende annihilatieprocessen alle waarden van de hoek φ voor en varieert θ tussen 0 en een maximale waarde θ_{\max} waarvoor geldt

$$\theta_{\max} = \frac{p}{m_0 c} \quad (5)$$

Door meten van θ_{\max} kunnen we dus p bepalen. Voor de relatie tussen impuls en energie mag in dit geval de klassieke uitdrukking $E = p^2/2m$ gebruikt worden. Omdat, zoals gezegd, de meeste annihilerende elektronen vrijwel de energie behorend bij het fermi-oppervlak het fermi-niveau ϵ_F hebben, is dit dus een methode om het fermi-niveau te bepalen. In dit experiment is de opdracht langs deze weg het fermi-niveau van aluminium te bepalen.

3.3. Hoekcorrelatiekromme bij annihilatie in een elektronengas

Stel we houden de eerste op de positieve x-as geplaatste puntdetector stil en we bewegen de tweede op de negatieve x-as geplaatste detector over een cirkel in het x-y vlak, zie figuur 2.



Figuur 2. Principe van hoekcorrelatiemeting: het teltempo van gelijktijdige detecties (coïncidenties) wordt gemeten als functie van de hoek tussen de detectoren.

Zolang de hoek θ ligt buiten $-\theta_{\max}$ en θ_{\max} mogen we niet verwachten dat er *gelijktijdig* fotonen worden waargenomen in beide detectoren, *tenzij*:

- toevallig twee of meer annihilatieprocessen gelijktijdig optreden
- gelijktijdig een foton gedetecteerd wordt van ^{22}Ne , afkomstig van het vervalproces van ^{22}Na (zie het vervalschema)
- gelijktijdig "achtergrond" fotonen gedetecteerd worden die van andere gebeurtenissen afkomstig zijn, zoals een kosmisch foton of een foton van een uraniumvervalproces.

Deze gebeurtenissen noemen we *toevallige coïncidenties*, in tegenstelling tot een gelijktijdige detectie van annihilatiequanta die afkomstig zijn van hetzelfde annihilatieproces, die we *ware coïncidentie* noemen.

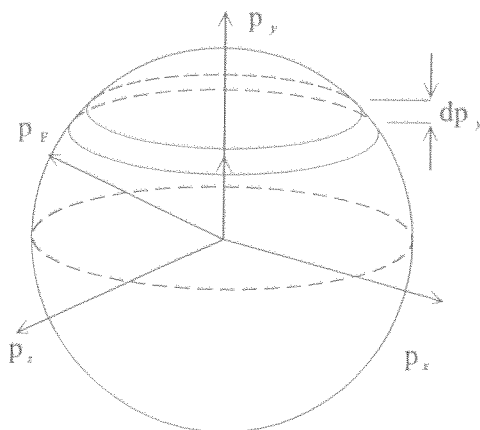
De laatste twee van de genoemde processen die leiden tot toevallige coïncidenties geven meestal fotonen met een andere energie en we kunnen deze gebeurtenissen dus uitsluiten door energiediscriminatie toe te passen. De detector moet dan wel energiegevoelig zijn! We zullen er nu vanuit gaan dat de waargenomen coïncidenties afkomstig zijn van één en hetzelfde annihilatieproces. De vraag is dan hoe het teltempo van deze ware coïncidenties varieert met de hoek tussen $-\theta_{\max}$ en θ_{\max} (daarbuiten is het aantal 0). Dit noemen we de *hoekcorrelatie* van de ware coïncidenties.

Het antwoord op deze vraag hangt af van de verdeling van de y-component van de elektronenimpuls. Het is immers deze component die de hoek θ bepaalt, zie formule 4. We zullen de vraag beantwoorden voor het geval van volledige vrije elektronen: een elektronengas. Voor de geleidingselektronen van lichte metalen als aluminium is dat een goede benadering.

Vanwege het pauliverbod en de daaruit volgende fermi-dirac statistiek zijn de impuls-toestanden van een elektronengas gelegen in een bol, de fermi-bol, met een homogene vulling, dat wil zeggen de impulstoestandsdichtheid is een constante, stel D .

We nemen aan dat alle toestanden in de bol gevuld zijn en alle daarbuiten leeg zijn, dat wil zeggen dat er geen excitaties door de temperatuur zijn. Omdat de fermitemperatuur ϵ_F/k (k is de constante van Boltzmann) veel en veel groter is dan de kamertemperatuur is dit een goede benadering.

Het aantal toestanden in de fermi-bol met een y impulscomponent tussen p_y en $p_y + dp_y$ is dan deze dichtheid maal het relatieve volumen van de schijf met dikte dp_y , zie figuur 3.



Figuur 3. Een schijf uit de fermi-bol.

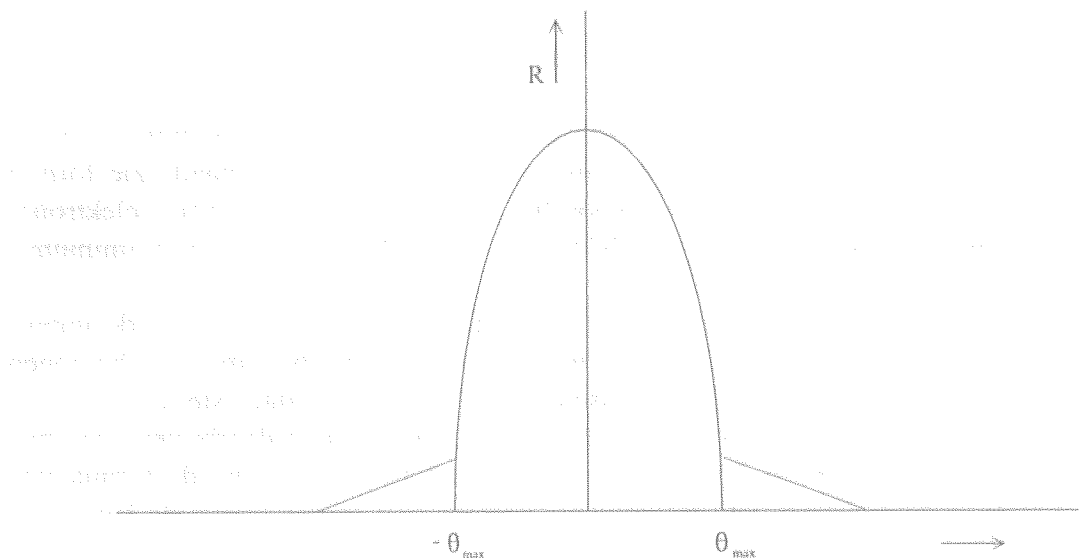
Om het bijbehorende coïncidentietempo $R(p_y)$ te meten moeten we vermenigvuldigen met het aantal annihilatieprocessen per tijdseenheid, stel R_0 . Er geldt dus

$$R(p_y) dp_y = R_0 \frac{(p_F^2 - p_y^2) dp_y D}{\frac{4}{3} \pi p_F^3 D} = C (p_F^2 - p_y^2) dp_y \quad (6)$$

waarin C een constante is.

Als functie van p_y , dus als functie van θ is de waar te nemen hoekcorrelatie daarom een parabool, zoals geschetst in figuur 4. Dit is het *intrinsieke effect*, ter onderscheiding van het hierna te behandelen *geometrisch effect*.

Behalve annihilaties met de geleidingselektronen vinden er ook annihilaties met gebonden elektronen plaats. Daardoor ontstaan er staarten aan de parabool.



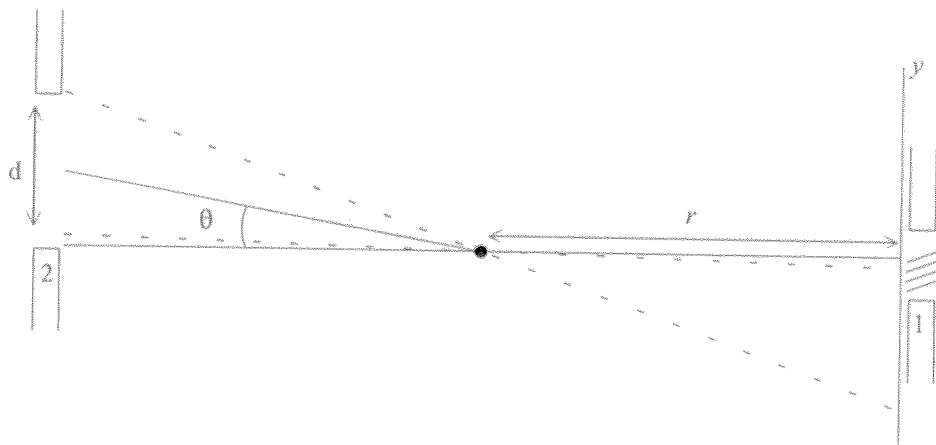
Figuur 4. Hoekcorrelatie: intrinsiek effect.

3.4. Het geometrisch effect

In de praktijk van ons experiment blijkt er van de tot nu toe gemaakte veronderstellingen in ieder geval één niet in voldoende benadering te gelden: die van puntvormige detectoren. De puntvorm wordt beter benaderd naarmate de hoek waaronder de bron de detectoropening ziet klein is vergeleken met de te meten hoeken. Deze laatste zijn zoals gezegd van de orde van milliradianen. Stellen we de detectorafstand op een meter, dan moet de detectoropening dus royaal kleiner zijn dan 1 mm. Zo'n klein detectoroppervlak zal pas tot voldoende detecties aanleiding kunnen geven als de bronsterkte (de hierboven ingevoerde R_0) groot genoeg is. In ons geval leidt dit tot onaanvaardbare stralingsrisico's. We zullen daarom een correctie voor het niet puntvormig zijn van de detectoren voor lief moeten nemen. Deze correctie hangt af van de afmetingen van de opstelling, de *geometrie*.

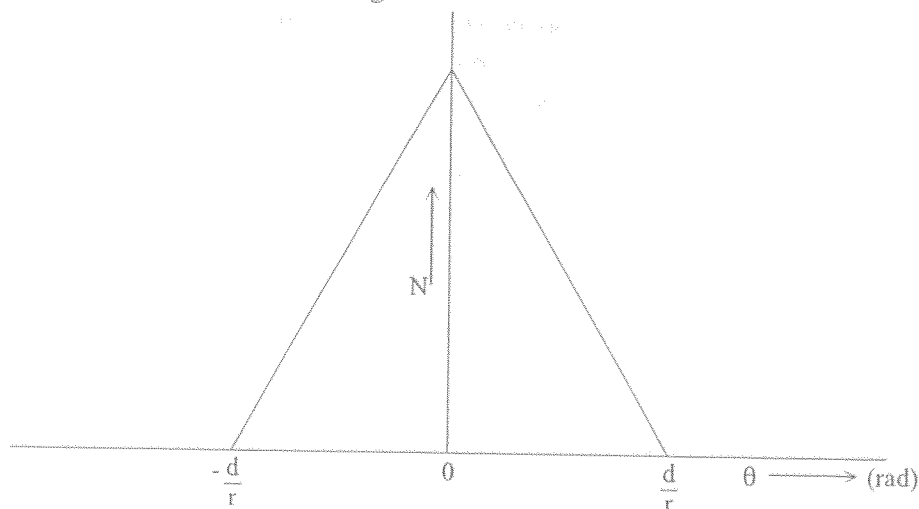
Als de detectoren puntvormig zijn, dan worden bij louter 180° annihilaties alleen coïncidenties waargenomen onder 180° . De parabool van figuur 3 is dan geworden

tot een lijn. Zijn de afmetingen van de detectoropeningen eindig, dan worden zelfs bij louter 180° annihilaties ook coïncidenties waargenomen onder andere hoeken dan 180° . Dit illustreren we in figuur 5.



Figuur 5. Ontstaan van het geometrisch effect:

Uit de figuur blijkt dat de detectoren 1 en 2 ook 180° coïncidenties waarnemen als de hoek waaronder de detectoren staan geen 180° is. De grootte van het effect wordt bepaald door de zichtoverlap: het gearceerde gebied. Laten we de tweede detector weer zwenken over een cirkel, dan nemen we dus een hoekcorrelatiekromme waar. Deze kromme noemen we het *geometrische effect*, te onderscheiden van het hierboven afgeleide *intrinsieke effect*. Zoals geïllustreerd in figuur 5 wordt het geometrisch effect bepaald door het "zicht" dat de ene detector op de andere heeft. Het geometrisch effect is daarom evenredig met de overlap van de detectoroppervlakken bij projectie van het ene op het andere oppervlak. Dit zicht kunnen we berekenen als een *convolutie*. Als we uitgaan van rechthoekige collimatoropeningen en we nemen aan dat de afstanden tot de bron en de collimatorendiameters hetzelfde zijn, stel r en d , dan is de convolutie een driehoek, zie figuur 6



Figuur 6. Hoekcorrelatie: geometrisch effect. De convolutie van twee rechthoekige detectoropeningen met dezelfde breedte op dezelfde afstand van de bron is een driehoek.

Bij de uiterste waarden van de driehoek geldt

$$\tan(\theta_{\max, \text{geom}}) \approx \theta_{\max, \text{geom}} = d/r \quad (7)$$

mits $d \ll r$.

Het uiteindelijk gemeten effect is een convolutie van het intrinsiek effect met het geometrisch effect. Dit leidt tot een min of meer klokvormige hoekcorrelatie tussen

$-(\theta_{\max} + \theta_{\max, \text{geom}})$ en $(\theta_{\max} + \theta_{\max, \text{geom}})$.

Het geometrisch effect, in het bijzonder $\theta_{\max, \text{geom}}$, kan uit de geometrie berekend worden. Door de gemeten hoekcorrelatie hiervoor te corrigeren kan θ_{\max} bepaald worden en daaruit kan met formule 5 het ferminiveau bepaald worden.

4. OPSTELLING

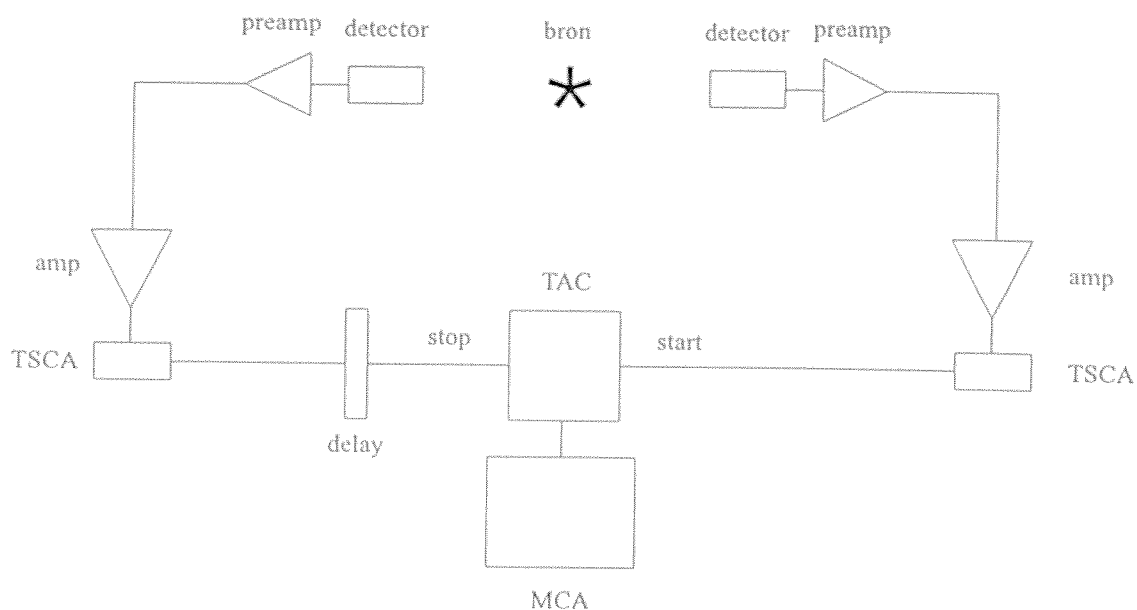
De essentie van de proef is het bepalen van het teltempo van ware coïncidenties van annihilatiequanta van een bepaalde energie als functie van de hoek: de hoekcorrelatie. We hebben dus een meetstelsel nodig dat:

- tijdoplossend vermogen heeft om na te gaan of gebeurtenissen al dan niet gelijktijdig zijn,
- energieoplossend vermogen heeft om de bijdrage van toevallige coïncidenties te verminderen en
- detectoren ten opzichte van elkaar kan verplaatsen.

Onze opstelling bestaat uit twee NaI-scintillatiedetectoren, waarvan er één langs een cirkel kan bewegen in een klein hoekbereik rond de 180° . In het draaipunt bevindt zich de bron. De detectoren staan op sleden, waarop ze kunnen worden verschoven. De bewegende detector wordt aangestuurd door een stappenmotor die een micrometerschroef aandrijft, zodat gecontroleerd zeer kleine verplaatsingen kunnen worden gemaakt. Voor de (ronde) detectoropeningen bevinden zich rechthoekige collimatoren waarvan de breedte instelbaar is.

De detectoren worden via een voorversterker ("preamplifier"), een hoofdversterker ("main" of "spectroscopy amplifier") en een éénkanaalsanalysator ("single channel analyser", SCA) aangesloten op respectievelijk de start en de stop van een "time-to-amplitude converter" (TAC). Dit is een apparaat dat het verschil tussen de (digitale) startpuls en de (digitale) stoppuls omzet in een analoge puls, waarvan de hoogte een maat is voor het tijdsverschil tussen startpuls en stoppuls. Een soort stopklok dus, maar dan één met nanoseconde nauwkeurigheid! In dit experiment zijn de aankomsttijden van de pulsen van belang: we zoeken immers naar coïncidenties. De SCA's zijn daarom van een bijzondere makelij en worden hier "timing single channel analyzer", TSCA, genoemd.

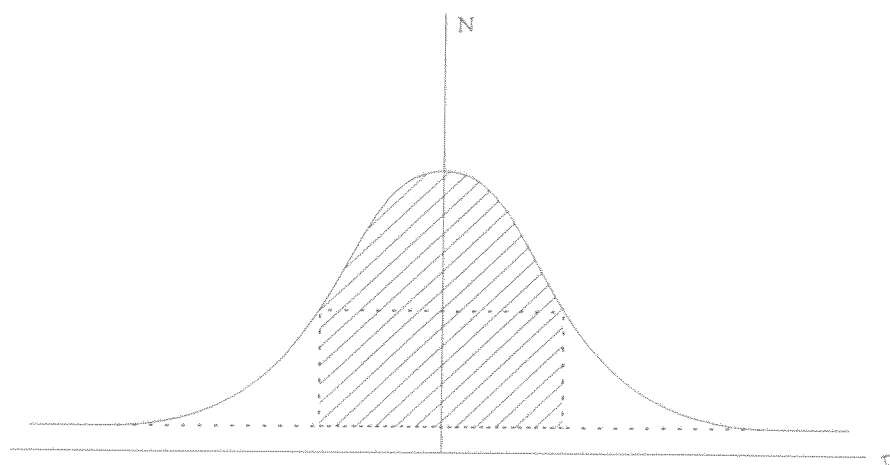
De uitgang van de TAC wordt naar een meerkanaalsanalysator (MCA) geleid, zodat de verdeling van de tijdsverschillen: een *tijdspectrum*, gemeten kan worden (onderscheid dit tijdspectrum goed van het energiespectrum dat men meet als de uitgang van een hoofdversterker naar MCA wordt geleid!). In figuur 7 staat het principe van de elektronica geschetst.



Figuur 7. Blokschema van de elektronica.

In het ideale geval is het tijdspectrum van de coïncidenties een lijn bij tijdsverschil 0. Door systematische invloeden zoals een verschil in kabellengte of een verschil in looptijden in de detectoren wordt de lijn verschoven van de 0. Verder treedt ruis op en daardoor heeft het tijdspectrum een klokvorm, waarvan de breedte op halve hoogte (*full width at half maximum*: FWHM) een maat is voor de *tijdresolutie* van het systeem. De na energiediscriminatie resterende toevallige coïncidenties hebben geen samenhang in de tijd en vormen daarom een constante "achtergrond" in het tijdspectrum.

Als maat voor het aantal ware coïncidenties wordt genomen de inhoud van de piek in het tijdspectrum tussen vooraf vastgestelde grenzen na correctie voor toevallige coïncidenties, zie figuur 8.



Figuur 8. Tijdspectrum van coïncidenties met tijdruis. Het gearceerde deel bevat volgens afspraak de ware coïncidenties. De flanken lopen vast op de toevallige coïncidenties.

Het experiment verloopt nu als volgt. Na plaatsen van bron en detectoren en instellen van de collimatoren en het afregelen van de versterkers en de SCA's op de juiste energie wordt als functie van de hoek met behulp van de stappenmotor telkens het tijdspectrum van de coïncidenties bepaald met de MCA. Na correctie voor de toevallige coïncidenties wordt hieruit het (ware) coïncidentietempo als functie van de hoek bepaald: de hoekcorrelatiekromme. Na correctie voor de geometrie volgt dan het ferminiveau. Voor het inregelen staat een pulser ter beschikking, zodat niet direct met de bron hoeft te worden gewerkt. Het geheel wordt computergestuurd. De programmering van de aansturing van de stappenmotor, van de data-acquisitie met de MCA kaart in de computer en van de dataverwerking is onderdeel van de proef.

5. OPDRACHTEN

Aan de praktische opdrachten mag pas begonnen worden als de stralingsrisicoanalyse met de assistent is besproken.

De gebruiksaanwijzingen van de gebruikte instrumentatie zijn verzameld in een map. Raadpleeg als regel de gebruiksaanwijzing voordat u een apparaat aansluit! Houd een laboratoriumjournaal bij en beantwoord daarin o.a. de *cursief* gestelde vragen.

5.1. Bepaling van de signaalsnelheid in een kabel (1^e middag)

Teneinde met de nucleaire instrumentatie vertrouwd te raken, bepalen we de signaalsnelheid in een coaxiale kabel.

Ervan uitgaande dat signalen in de kabel van elektromagnetische aard zijn, wat verwacht je voor de signaalsnelheid?

Tot welke looptijd leidt deze verwachting in een meter kabel?

Is de aanwezige time-to-amplitude converter (in principe) tot het meten van zo'n looptijd in staat? Zo ja, wat kan de meting alsnog bederven?

We gebruiken voor dit proefexperiment niet de detectoren, maar we simuleren de detectorpuls met een pulser. Stel de pulser met de aanwezige oscilloscoop in op een negatieve staartpuls met een hoogte van ca. -0,1 V en een daaltijd van 50 μ s of meer. Dit is de standaardstaartpuls die uit de voorversterker van nucleaire detectoren komt. Splits de pulserpuls in tweeën met een BNC hulpstuk. Leidt iedere aftakking naar een versterkering en regel de versterker met de oscilloscoop zodanig af dat een unipolaire semi-gaussische uitgangspuls ontstaat met een hoogte van ca. 5 V en met een goede pole-zero afregeling. Deze puls wordt intern doorgeleid naar de in hetzelfde kastje gebouwde timing single channel analyzer. Regel de discriminatieniveau's van deze TSCA zodanig dat er een puls aan de uitgang ontstaat.

Wat is de aard van deze puls en hoeveel verwacht je er per seconde?

Sluit de uitgangen van de TSCA's aan op de start en de stop van de time-to-amplitude converter, waarbij in de stop tak een nanoseconde delay wordt opgenomen. Hiermee kan het looptijdverschil tussen de takken systematisch gevarieerd worden. Kies het juiste tijdbereik van de TAC op grond van de verwachte looptijd in een meter kabel

en ga met de oscilloscoop na of de TAC uitgang min of meer rechthoekige analoge pulsen produceert. Ga na of variaties van het nanoseconde delay het verwachte resultaat hebben op de pulshoogte van de TAC uitgang. Als er veel tijdruis lijkt te zijn, kies dan een groter TAC bereik. Ben je redelijk zeker van een juist functioneren van het systeem, maak dan met de multichannel analyzer in de PC een tijdspectrum. Dit moet de gedaante van figuur 8 hebben.

Print het tijdspectrum.

Bestudeer hiervoor de gebruiksaanwijzing van de multichannel analyzer en sla het tijdspectrum op in een .PRN file in ASCII formaat. Met het Pascal programma NucData kan het spectrum vervolgens geprint en geanalyseerd worden. Dit programma bevat een cursorfunctie, die piekposities en piekbreedtes kan bepalen.

Wat is de tijdsolutie? Is deze tijdsolutie goed genoeg om het verwachte looptijdverschil van (ca) 1 m kabel te meten?

Kalibreer het systeem in seconden per kanaal met het nanoseconde delay, ervan uitgaande dat je het effect van het invoegen van een paar meter kabel in een tak moet kunnen meten. Voeg kabellengtes toe en bepaal de signaalsnelheid in een kabel.

Wat is de looptijd in 1 m coaxiale kabel? Komt dit overeen met de verwachting? (er wordt geen onzekerheidsanalyse gevraagd)

Overleg met de assistent over het resultaat.

5.2. IJking van de stappenmotor (2^o middag)

De bedoeling van het experiment is dat automatisch tijdspectra worden verzameld als functie van de hoek tussen detectoren. Dit betekent dat een programma gemaakt moet worden dat een stappenmotor aanstuurt die een hoek instelt, vervolgens de MCA start en na een ingestelde tijd weer stopt, de data opslaat, vervolgens een nieuwe hoek instelt etc..

Schrijf een Pascal programma dat de stappenmotor n stappen laat maken (n is een invoerparameter), naar keuze tegen de klok in of met de klok mee. Hiervoor moet u gebruik maken van het "Port[a]:=b" commando. Dit statement geeft een parallelle poort die zich op adres a bevindt de waarde b als bitpatroon. Voor de gebruikte computer geldt a=\$304. De poort moet twee keer worden aangesproken: eenmaal om de richting aan te geven en daarna om een stap te maken. De combinatie voor een stap met de klok mee is b=8 en b=10 en voor een stap tegen de klok in b=0 en b=2. Scheid de twee port commando's met een delay(10) commando zodat het systeem de tijd krijgt correct te reageren.

Ijk vervolgens de aandrijving in aantal stappen per graad.

Leg het resultaat aan de assistent voor.

5.3. Aansturing van de MCA met een autosequence (2^e en 3^e middag)

De commando's waarmee de MCA wordt bestuurd kunnen worden vastgelegd in een z.g. autosequence, waarmee een aantal commando's vanaf file uitgevoerd kan worden. Zie hiervoor de uitgebreide Engelstalige gebruiksaanwijzing van de MCA, hoofdstuk 8.

Schrijf na overleg met de assistent (in verband met de beschikbare tijd) een autosequence die de gebruiker vraagt om de Live Preset Time, de hoekverdraaiing per meting, de draairichting en het aantal metingen in te voeren en die vervolgens het ingevoerde meetprogramma afwerkt. Deze autosequence moet twee Pascal .EXE files aanroepen, één voor met de klok mee en één voor tegen de klok in, die de ingevoerde hoekverdraaiing omzet in het aantal stappen dat de stappenmotor moet maken.

Test het programma met het pulsertijdspectrum, met andere woorden meet de hoekcorrelatie. Wat verwacht u en klopt dit? Overleg met de assistent!

5.4. Hoekcorrelatiemeting van annihilatiequanta van ^{22}Na in Al (3^e en 4^e middag met uitloop in het weekend)

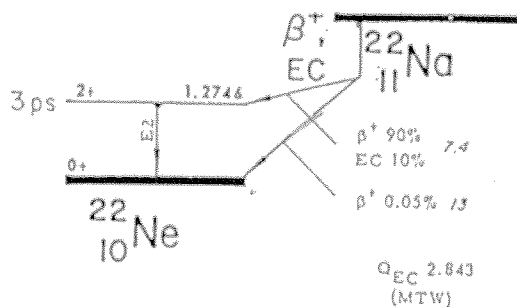
Het meetsysteem is nu getest en klaar voor de definitieve metingen. Overtuig u ervan dat de stralingsveiligheid in orde is. Maak een energiespectrum met iedere detector. Zet ze daarvoor op gelijke afstand van de bron zover mogelijk van de bron vandaan en met de collimator wijd open. Heeft het spectrum de verwachte vorm? Zet een TSCA venster van gelijke breedte op de energie van de annihilatiequanta. Een truc om dit te doen is de amp en de sca uitgang beide op de oscilloscoop te zetten en de signalen op te tellen. Het venster is dan te zien als een "gat". Verklaar dit. Laat de instellingen door de assistent controleren en bepaal een tijdspectrum onder (ca.) 180°. U zult zien dat er door de detectoren meer tijdruis in het systeem zit en daarom zal de schaal van de TAC veranderd moeten worden om een mooie piek in beeld te krijgen! Bepaal nu in overleg met de assistent de hoekcorrelatie. Vergeet niet de collimatoren smal te maken!

6. VERSLAGGEVING

Schrijf van dit experiment een verslag.

De bepaling van de signaalsnelheid in een kabel is een testmeting om met de opstelling vertrouwd te raken en hoeft niet opgenomen te worden in het verslag.

AANHANGSEL. Vervalschema van ^{22}Na



^{22}Na . (2.60 y):

I: $3, \mu$: +1.746 atomic beam (LindgI64)

β^+ : β_2 0.545 (DaniH58a); 0.543 (HamiJ58a); 0.542 (MackP50a); 0.540 (WonC54);

mag spect

β_1 1.83 (f 0.06), β_2 0.540 (f 100) mag spect (WriB53)

others (GooW46, MorgK49, LeufH61, BranW64a, CharP65)

γ : γ_1 1.2746 semicond spect (RobiR65)

γ_1 (e/ γ 6.7×10^{-6}) (NakY63, LeamR54)

others (MarIK65, SinP59, AlbuD49, AjzF55, GooW46)

$\beta\gamma(0)$: (GrabZ65, DaniH60a, SubB61b, StevD51, MullH65)

$\beta\gamma\text{polariz}(0)$: (StefR59, BloS62, AppH59, BhaS65, SchoH57)

