

B-PRAKTIKUM

KERNFYSICA

Vakgroep Fysische Experimenteerkunde  
Universiteit van Amsterdam



## INHOUD

	<u>Blz.</u>
VOORWOORD	5
I INLEIDING	7
I.1. TER OVERDENKING	7
I.2. ALGEMENE ASPECTEN	7
I.2.1. Radioactiviteit en wisselwerking 'straling'-materie	7
I.2.2. Fysisch model voor de atoomkern	8
I.2.3. Elementaire deeltjes	10
I.3. ENERGIEGEBIEDEN	10
I.4. BIOLOGISCHE EFFECTEN VAN BIJ RADIOACTIEF VERVAL VRIJKOMENDE STRALING EN GELADEN DEELTJES	10
II RADIOACTIEF VERVAL	
II.1. STATISTIEK	13
II.2. VERVALSNELHEID	13
II.3. ACTIVITEIT, SPECIFIEKE ACTIVITEIT	14
II.4. VERVALMECHANISMEN	14
II.4.1. $\alpha$ -emissie	14
II.4.2. $\beta$ -emissie	14
II.4.3. Electronvangst (EC)	15
II.4.4. $\gamma$ -emissie	15
II.4.5. Interne Conversie (IC)	15
II.5. ENERGIE SPECTRA	16
II.6. VERVALSCHEMA'S	16
II.7. TABELLENBOEKEN, NUCLIDENKAART	17
II.8. NEUTRONEN	18
II.9. KOSMISCHE STRALING	18
III INTERACTIE VAN STRALING EN (GELADEN) DEELTJES MET MATERIE	
III.1. ALGEMEEN	19
III.2. BOTSINGSDOORSNEDE (CROSS SECTION), VERZWAKKINGSCOEFFICIENT	19
III.3. DIFFERENTIELE BOTSINGSDOORSNEDE	20
III.4. $\alpha$ -DEELTJES	21
III.5. ELECTRONEN (uit $\beta$ -STRALING of INTERNE CONVERSIE)	21
III.6. POSITRONEN	23
III.7. $\gamma$ -STRALING	23
III.8. NEUTRONEN	25
IV VEILIGHEIDSVORSCHRIFTEN BIJ HET GEBRUIK VAN RADIOACTIEVE PREPARATEN	
IV.1. DEFINITIES	27
IV.2. VOORSCHRIFTEN, MAXIMAAL TOELAATBARE DOSISEQUIVALENTEN	27
IV.3. AFSCHERMING	29
IV.4. VUISTREGELS TER BEPALING VAN DE DOSISSNELHEID	30
IV.5. AANWIJZINGEN BIJ HET GEBRUIK VAN DE BRONNEN	32
IV.6. GEGEVENS OVER ENKELE BRONNEN DIE OP HET PRAKTIKUM AANWEZIG ZIJN	33
IV.7. OVERZICHT DEFINITIES EN AFKORTINGEN	34
IV.8. LITERATUUR	35
V EXPERIMENTEN MET GEIGER-MUELLER BUIZEN	
V.1. DOEL	37
V.2. INLEIDING	37
V.3. APPARATUUR	37
V.4. EXPERIMENTEN	37
V.4.1. Invloed van de hoogspanning op de pulshoogte	37
V.4.2. Statistiek	37
V.4.3. Plateau en werkspanning	39
V.4.4. Dode-tijd en hersteltijd	39

V.4.5.	Nauwkeuriger bepaling van de dode-tijd	39
V.4.6.	$1/r^2$ -wet	40
V.4.7.	Efficiency voor $\gamma$ -straling	41
V.4.8.	Efficiency voor $\beta$ -straling (electronen)	44
V.4.9.	Efficiency voor $\alpha$ -deeltjes	46
V.5.	LITERATUUR	46
VI.A	$\gamma$ -ABSORPTIE	47
VI.B	$\beta$ -ABSORPTIE	51
VI.C	HALFWAARDETIJDMETING AAN $^{220}\text{RN}$ en $^{40}\text{K}$	55
VI.D	NEUTRONEN ACTIVERING, OPBOUW- EN VERVALCURVE	61
VI.E	NEUTRONEN ACTIVERING, SAMENGESTELDE VERVALCURVE	67
VII	DETECTOREN	
VII.1.	ALGEMEEN	69
VII.2.	GASGEVULDE DETECTOREN	69
VII.2.1.	Ionisatiekamer	70
VII.2.2.	Proportionele telbuis	70
VII.2.3.	Geiger-Müller telbuis	71
VII.3.	SCINTILLATIE DETECTOREN	71
VII.4.	HALFGELEIDER DETECTOREN	72
VII.5.	CERENKOV DETECTOREN	74
VII.6.	SPOORDETECTOREN	74
VII.7.	OP HET PRAKTIKUM AANWEZIGE DETECTOREN	75
VIII	MEETAPPARATUUR EN SIGNAALVERWERKING	
VIII.1.	DETECTOR OUTPUT	77
VIII.2.	VOORVERSTERKING	77
VIII.3.	HOOFDVERSTERKING EN BEINVLOEDING SIGNAALVORM	78
VIII.4.	SIGNAALANALYSE	79
VIII.5.	REGISTRATIE	80
IX	$\gamma$ -SPECTROSCOPIE	81
X.A	$\alpha$ -ABSORPTIE	93
X.B	Ge(Li)-DETECTOR; PAARVORMINGSEFFECT	97
X.C	RÖNTGENFLUORESCENTIE	99
X.D	COMPTONEFFECT	103
X.E	$\beta$ -SPECTROSCOPIE; ABSORPTIE VAN ELECTRONEN	107
XI	$\gamma$ - $\gamma$ -COINCIDENTIES	111



## VOORWOORD

De theoretische hoofdstukken I, II, III, VII en VIII mogen niet beschouwd worden als een op zichzelf staand geheel. Zij zijn meer een leidraad en een afbakening van het gebied van de fysica waarmee wij in dit praktikum te maken krijgen. Er komen een aantal elementaire zaken, al dan niet voorzien van nadere uitleg, aan de orde, die, indien nodig, in vrijwel elk boek over kernfysica terug te vinden zijn.

De inhoud van hoofdstuk IV, de veiligheidsvoorschriften, dient door elke praktikant zeer ter harte genomen te worden, opdat men weet op welke wijze men verantwoord met de radioactieve preparaten om gaat en opdat men zich realiseert aan welke gevaren (hoe klein die ook mogen zijn) men zich tijdens het experimenteren blootstelt.

De hoofdstukken V, VI, IX, X en XI bestaan uit beschrijvingen en handleidingen van de experimenten die in de gegeven volgorde zullen worden uitgevoerd.

Het B-praktikum heeft als doel om gedurende een periode van 6 dagen een praktische introductie te verschaffen tot een aantal experimentele technieken uit het gebied van de lage-energie-kernfysica, en wel voornamelijk uit het gebied van de detectie van straling en geladen deeltjes die bij radioactieve processen vrijkomen, en de wisselwerking van deze straling en deeltjes met materie.

Het is tevens de bedoeling dat men leert op veilige en verantwoorde wijze om te gaan met radioactieve preparaten en dat men aan deze preparaten metingen leert verrichten met behulp van daarvoor gebruikelijke kernfysische apparatuur. Bovendien dient men zich met behulp van de begeleidende en de opgegeven literatuur op de hoogte te stellen van de fysische achtergrond van de uitgevoerde experimenten.

Voor onze experimenten hebben we de beschikking over

- a) een aantal radioactieve preparaten van diverse aard en sterkte
- b) een neutronenbron
- c) verschillende types detectoren
- d) elektronische apparatuur voor de verwerking van pulsvormige signalen
- e) registratieapparatuur zoals tellers en pulshoogteanalysatoren.

Het programma van het praktikum is verdeeld over 3 blokken van 2 dagen.

1e en 2e dag: Hst. V en een keuze uit Hst. VI:

eigenschappen van een Geiger-Müller-buis, enige kenmerkende aspecten van kernfysische metingen, veiligheidsvoorschriften bij het werken met radioactieve bronnen, dosimetrie, onderzoek van bij radioactief verval vrijgekomen straling en geladen deeltjes met een G.M.-buis, bestudering van diverse types radioactief verval, statistiek, interactie van straling en geladen deeltjes met materie, activering van kernen m.b.v. thermische neutronen.

3e en 4e dag: Hst. IX en een keuze uit Hst. X:

$\gamma$ -spectroscopie m.b.v. een NaI (Tl)-scintillatiedetector en een pulshoogteanalysator, bronsterktebepaling, "stopping power" voor  $\alpha$ -deeltjes van lucht,  $\text{CO}_2$  en He (m.b.v. een Si-detector), röntgenfluorescentie (m.b.v. een proportionele gasbuis, of een Si-Li-detector), analyse van  $\beta$ -spectra (m.b.v. een Si-detector of een  $\text{CaF}_2$  (Eu)-scintillatiedetector), metingen met Ge-Li halfgeleiderdetector, aantonen paarvormingseffect.

5e en 6e dag: Hst. XI:

Coïncidentiemetingen met behulp van NaI (Tl) scintillatiedetectoren en een pulshoogteanalysator, bestudering van het  $e^-e^+$  annihilatieproces en bepaling van het vervalschema van  $^{22}\text{Na}$  via de coïncidentietechniek.

Het programma op de 1e, 3e, 5e en 6e dag is voor alle praktikanten vast, terwijl er op de 2e en 4e dag een keuze uit een aantal experimenten gemaakt kan worden.

Van de resultaten op de eerste twee dagen wordt een meetrapport gemaakt. De experimenten op de 3e en 4e dag worden verwerkt tot een verslag. De resultaten van de 5e en 6e dag dienen gedetailleerd te worden uitgewerkt in een uitvoerig meetrapport.

Amsterdam 1979/1980

J.G. Oldenziel  
C.L. Vlaanderen

## I INLEIDING

### I.1 TER OVERDENKING

Kernfysica als onderdeel van de moderne experimentele natuurkunde maakt op ruime schaal gebruik van technische meetapparatuur. De term "moderne natuurkunde" betekent dat niet alleen verschijnselen worden bestudeerd zoals ze zich voordoen in de natuur, maar dat deze, en andere, verschijnselen ook in het laboratorium kunstmatig worden opgewekt en bestudeerd. Moderne natuurkunde betekent ook dat we voor de theoretische behandeling van deze verschijnselen niet meer kunnen volstaan met een beschrijving op basis van natuurwetten, maar dat we gebruik maken van theoretische modellen om de experimentele resultaten te kunnen interpreteren.

In het laboratorium beïnvloeden we dus het natuurlijke verloop van verschijnselen, misschien met de bedoeling om ons controles over deze verschijnselen te verwerven. Onze rol in dit proces staat echter meer en meer ter discussie, want we constateren dat, ondanks de toegenomen technische vaardigheid, het voortbestaan van natuur, cultuur en mensheid steeds meer in gevaar gebracht wordt door onjuiste toepassingen van de natuurwetenschappen.

De zin van een beoefening van de moderne natuurkunde is dus niet zonder meer het verwerven van technische vaardigheid met als doel een praktische toepassing. Een belangrijke plaats dient te worden ingenomen door fundamenteel wetenschappelijk onderzoek, dat vooral de nadruk legt op het verkrijgen van inzicht in het voorhanden zijnde probleem. Dat de onderzoeker kritisch is en blijft ten aanzien van zijn onderzoek is hierbij een noodzakelijke voorwaarde, en een gezonde ontwikkeling van het wetenschappelijk onderzoek eist daarom dat men zich rekenschap geeft van doel en consequenties van de beoefening van de moderne natuurkunde. Een praktikum dat zich bezig houdt met experimenteertechnieken en fysische begrippen uit het gebied van de kernfysica dient daarom niet uitsluitend te worden opgevat als een trainingscursus, maar ook als een gelegenheid om enerzijds in de praktijk kennis te nemen van een stuk moderne natuurkunde, anderzijds met de hierbij gebruikelijke apparatuur weloverwogen handelingen uit te voeren, zijn resultaten te bespreken en zich rekenschap te geven van wat men doet.

### I.2 ALGEMENE ASPECTEN

In eerste aanleg houdt de studie van verschijnselen die samenhangen met veranderingen binnen de atoomkern zich bezig met de registratie van radioactiviteit als zodanig en de bepaling van de eigenschappen van de "radioactieve straling" via wisselwerking met detectoren. In een volgende fase worden uit de eigenschappen van de gedetecteerde straling conclusies getrokken omtrent de structuur van de atoomkern. Er wordt dan een fysisch model voor de atoomkern ontwikkeld om de waargenomen resultaten te kunnen interpreteren. Op basis van dit model ontwikkelen we vervolgens nieuwe experimenten waardoor verfijningen en/of veranderingen in de eerst gekozen voorstellingswijze kunnen ontstaan. We zullen deze aspecten hier kort toelichten:

#### I.2.1 Radioactiviteit en wisselwerking "straling"-materie

Zoals bekend werd omstreeks 1900, in eerste instantie via de zwarting van een fotografische plaat, het verschijnsel "radioactiviteit" geregistreerd. Blijkbaar betreft het hier een door sommige stoffen, b.v. uraniumzouten, spontaan uitgezonden "straling", met als opvallend kenmerk dat de aard van de straling niet wordt beïnvloed door de chemische samenstelling van het preparaat en niet door fysische condities zoals temperatuur, druk en/of aggregatietoestand. De "straling" heeft de eigenschap dat zij in mindere of meerdere mate in materie kan doordringen. Bij nadere studie blijkt, dat radioactieve stoffen die in de natuur voorkomen verschillende soorten "straling" uitzenden:  $\alpha$ -deeltjes,  $\beta$ -deeltjes en  $\gamma$ -straling (of -deeltjes).  $\alpha$ -Deeltjes blijken zich te gedragen als He-kernen,  $\beta$ -deeltjes als elektronen (met negatieve of positieve lading) en  $\gamma$ -straling doet zich voor als (hoog-energetische) fotonen (electromagnetische stralingsquanten).

Ieder van deze "stralingssoorten" vertoont een geheel eigen, specifiek gedrag bij interactie met materie. Opvallend is vooral het grote doordringend vermogen van  $\gamma$ -straling. Het blijkt ook mogelijk te zijn om in het laboratorium op kunstmatige wijze stoffen radioactief te maken.

### I.2.2 Fysisch model voor de atoomkern

Het zoeken naar een verklaring voor het verschijnsel radioactiviteit heeft geleid tot de introductie van een fysisch model voor de atoomkern. Voor deze verklaring gaat men allereerst uit van een fysisch model waarin men materie opgebouwd denkt uit atomen. Vervolgens beschouwt men de opbouw van het atoom via een modelvoorstelling waarin een positief geladen kern, die de massa van het atoom bepaalt, wordt omringd door negatief geladen electronen, waarvan het aantal, evenals de lading van de kern, specifiek is voor de chemische identiteit van het atoom. De wisselwerking tussen de electronen en de kern is in dit model een elektrische wisselwerking m.a.w. de stabiliteit van een atoom komt tot stand via een interactie tussen de ladingen van de samenstellende deeltjes.

Zoals bekend voldoet de klassieke mechanica niet om de beweging van de electronen in het veld van de atoomkern te beschrijven. We moeten gebruik maken van de quantummechanica. Deze leidt tot het resultaat dat voor electronen in het atoom alleen bepaalde stationnaire toestanden mogelijk zijn met discrete waarden voor de energie, m.a.w. het atoommodel is in termen van energie een schillenmodel. De discrete energiewaarden worden ook experimenteel waargenomen (lijnspectra van uitgezonden of geabsorbeerd licht). Omgekeerd geredeneerd was de experimentele waarneming van discrete energiewaarden de aanleiding voor de ontwikkeling van de quantummechanica.

Ook voor de kern van het atoom heeft men modelvoorstellingen ontwikkeld. Het eenvoudigste model gaat er van uit dat de kern is opgebouwd uit twee soorten nucleonen: protonen en neutronen. De protonen hebben een lading +1, de neutronen zijn ongeladen. Het proton heeft een massa van 1836,1 x die van een electron, de neutronmassa is 1836,6 x zo groot als die van het electron. De meest eenvoudige manier om een kern te beschrijven is dus het aangeven van het aantal protonen en neutronen. We karakteriseren een kern dan door het atoomnummer Z, dat het aantal protonen aangeeft en dus ook de kernlading, en het massagetal A, dat het totaal aantal nucleonen aangeeft. De waarde van Z geeft aan met welk element we te maken hebben, de waarde van A en Z samen bepaalt met welke nuclide (soort kern) we van doen hebben.

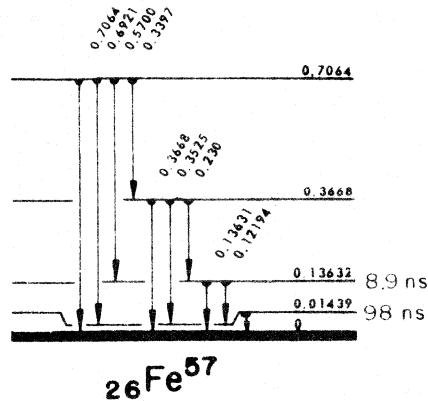
We kunnen een nuclide als volgt aangeven:  ${}^A_ZX$  waarbij X het chemisch symbool van het element voorstelt.

Voorbeeld:  ${}^{137}_{55}\text{Cs}$  : Z = 55, A = 137, het betreft hier dus een kern van het element Cesium met atoommassa 137.

Om te verklaren dat de protonen en neutronen in de kern bij elkaar worden gehouden, moeten we attractieve kernkrachten aannemen, die tussen de nucleonen onderling werkzaam zijn en die zeer veel sterker moeten zijn (ca 100x) dan de elektrische krachten tussen de geladen deeltjes, maar waarvan de werking zich slechts op zeer kleine afstand laat voelen. Dus alleen bij die proton-neutron-configuraties waarin de afstotende krachten tussen de positief geladen protonen overwonnen worden door de attractieve kernkrachten, is er sprake van een *stabiele* kern. We kunnen nu een kern verder beschrijven in termen van energie. Dit betekent dat we voor een kern een aantal mogelijke energieniveaux aangeven. Tussen deze energieniveaux van de kern zijn overgangen mogelijk, waarbij "radioactieve straling" (meestal  $\gamma$ -straling) vrijkomt.

We geven dit schematisch aan in een zgn. termschema, waarin de energieën worden opgegeven in MeV ( $1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$ ).

Voorbeeld:



De zojuist genoemde beschrijvingswijze vertoont veel overeenkomst met het atoommodel waarin electronen bewegen in het centrale krachtenveld van de kern. Men heeft dan ook voor de kern een model opgesteld waarin ieder afzonderlijk nucleon zich beweegt in een centraal krachtenveld dat de resultante is van de invloed van alle andere nucleonen binnen de kern. Een quantummechanische berekening van de energie voorspelt dan, op dezelfde manier als voor de electronen in een atoom, discrete energieniveaux voor de nucleonen binnen de kern. Men noemt deze beschrijving in termen van energieniveaux het schillenmodel van de kern. Behalve het schillenmodel kennen we ook het collectieve kernmodel. Hierin worden de nucleonen niet als afzonderlijke deeltjes beschouwd, maar worden vibraties en rotaties van alle nucleonen tezamen beschouwd. Een energiebeschouwing op basis van dit model leidt ook tot discrete niveaux. Beide modellen worden soms samengevat tot het zgn. geunificeerde kernmodel. Een ten volle bevredigend model van de kern, dus een model dat tot in alle details de experimenteel waargenomen eigenschappen en effecten, zoals energie van de uitgezonden straling, magnetisch dipoolmoment, electricch kwadrupoolmoment, kerndiameter, bindingsenergie, etc. verklaart is tot op heden niet ontwikkeld.

We kunnen op grond van de bovenstaande modellen voor nucliden de volgende onderscheiding maken:

- Isotopen: Nucliden met zelfde waarde van  $Z$  maar verschillende waarde van  $A$ .
- Isobaren: Nucliden met zelfde waarde van  $A$  maar verschillende waarde van  $Z$ .
- Isotonen: Nucliden met zelfde waarde van  $A-Z$  (= aantal neutronen) maar verschillende waarde van  $Z$ .
- Isomeren: Nucliden met dezelfde waarden voor  $Z$  en  $A$ , maar met verschillende energie-inhoud.

Een nuclide met een niet-stabiele configuratie zal streven naar een wèl-stabiele, energetisch voordeliger, configuratie, immers elk systeem zal streven naar een toestand van minimale energie.

Met een zekere, voor elke nuclide karakteristieke, waarschijnlijkheid kan de nuclide "vervallen" naar de stabiele configuratie. Dit kan geschieden door herorientatie van de samenstellende nucleonen. Dit zijn isomere overgangen waarbij meestal  $\gamma$ -straling vrijkomt (zie termschema). Ook kan een instabiele nuclide overgaan in een andere stabiele nuclide door één of meerdere deeltjes uit de kern te stoten (of in de kern op te nemen).

Het energie-overschot komt vrij als straling of als kinetische energie van de uitgestoten deeltjes en de achtergebleven kern.

### I.2.3 Elementaire deeltjes

Ter verklaring van de zgn. sterke wisselwerking binnen de kern neemt men aan dat tussen de nucleonen elementaire deeltjes worden uitgewisseld, in het geval van interacties tussen protonen en neutronen, virtuele  $\pi$ -mesonen.

Elementaire deeltjes blijken gevormd te worden bij hoge-energie-kernreacties, wanneer we kernen beschieten met zeer energierijke deeltjes. Hierbij worden niet alleen mesonen gevormd, maar ook een groot aantal andere, meestal zeer kort "levende" deeltjes, zoals hyperonen en leptonen.

De studie van elementaire deeltjes en hun interacties is een belangrijk onderdeel van het moderne fysische onderzoek, en speelt een fundamentele rol bij het verkrijgen van een inzicht in de manier waarop de kernmaterie is opgebouwd. Elementaire deeltjes komen, behalve in hoge-energie-installaties ook voor in de kosmische straling. Een gedeelte van deze straling wordt niet door de atmosfeer geabsorbeerd en bereikt ons op aarde.

### I.3 ENERGIEGEBIEDEN

De energieniveaux van de kern, dus de energieën die vrijkomen bij radioactief verval van een kern en waarmee we te maken hebben bij kernspectroscopie liggen in het gebied van 10 keV tot 10 MeV.

Volgens de formule  $\Delta E = h\nu = hc/\lambda$  corresponderen deze energieën met golflengtes van  $10^{-10}$  m tot  $10^{-13}$  m (harde  $\gamma$ -straling). Ter vergelijking, de bindingsenergieën van een electron in een atoom liggen tussen 1 eV en 100 keV, en corresponderen met golflengtes van zichtbaar licht, resp. röntgenstraling.

De bindingsenergie per nucleon in een kern, d.w.z. de energie die nodig zou zijn om een nucleon uit de kern te verwijderen, bedraagt voor middelzware en zware kernen ongeveer 8 MeV/nucleon. Lichte kernen hebben een iets kleinere bindingsenergie per nucleon.

Wanneer we een kern bombarderen met protonen, neutronen of lichte kernen met een kinetische energie tussen  $10^{-2}$  eV (thermische neutronen) en 20 MeV (geladen deeltjes uit een versneller b.v. een cyclotron), kan de kern met deze deeltjes een kernreactie aangaan waarbij andere kernen worden gevormd.

De studie van de kernstructuur en van kernprocessen via experimenten in het energiegebied tot ongeveer 30 MeV vormt het onderwerp van de lage-energie-kernfysica. (*De experimenten van ons praktikum bevinden zich dus duidelijk in dit gebied.*)

Het gebied tussen 30 MeV en 1000 MeV (1 GeV) noemt men het gebied van de middelhoge-energiefysica, bereikbaar met relatief "kleine" versnellerinstallaties. Als voorbeeld hiervan kan worden genoemd het onderzoek dat wordt verricht met de 500 MeV electronenversneller van het Instituut voor Kernfysisch Onderzoek (IKO) in Amsterdam. De hoge-energiefysica tenslotte bestudeert interactieprocessen bij energieën van meer dan 1 GeV. Deeltjes met een dergelijk grote energie worden geproduceerd in grote versnellers, zoals het 400 GeV Super Proton Synchrotron (SPS) in Genève, waaraan ook door Nederlandse universitaire instituten wordt meegewerkt. De Nederlandse inspanningen op het gebied van kern- en hoge-energiefysica worden gebundeld in het Nederlands Instituut voor Kern- en Hoge Energie Fysica (NIKHEF).

### I.4 BIOLOGISCHE EFFECTEN VAN BIJ RADIOACTIEF VERVAL VRIJKOMENDE STRALING EN GELADEN DEELTJES

Het is algemeen bekend dat "radioactieve straling" een zeer schadelijke invloed kan hebben op een levend organisme. De schadelijke werking is vooral een gevolg van het hoge ioniserend vermogen van de straling en geladen deeltjes.

Wanneer een stralingsquant of een geladen deeltje binnendringt in levend weefsel kunnen via ionisatie vrije radicalen zoals H, OH en  $H_2O_2$  ontstaan, die op hun beurt de complexe organische molecuulstructuur van de cellen kunnen aantasten. Het functioneren van de cel kan hierdoor blijvend worden verstoord. Over het precieze mechanisme van de stralingsbeschadiging zijn echter nog lang niet alle details bekend.

De gevolgen van straling voor het menselijk lichaam worden in het algemeen verdeeld in lichamelijke effecten en genetische effecten. Lichamelijke effecten kunnen zich zowel direct na de bestraling als na een latente periode van vele jaren manifesteren. De symptomen hangen sterk af van de intensiteit en de duur van de bestraling. Genetische effecten berusten op beschadiging van cellen die verantwoordelijk zijn voor het doorgeven van erfelijke informatie. De symptomen komen daardoor pas in volgende generaties naar voren.

Het is tot op heden niet duidelijk in hoeverre na een blootstelling aan straling herstelprocessen optreden. Veiligheidshalve neemt men aan dat dit niet het geval is, en men heeft op grond van ervaringsfeiten daarom normen opgesteld met betrekking tot de totale hoeveelheid straling die een mens gedurende zijn hele leven mag ontvangen. Bij de vaststelling van deze normen gaat men er van uit dat de kans op schadelijke gevolgen door stralingsbeschadiging klein moet zijn t.o.v. de kans op andere vormen van letsel in het maatschappelijke verkeer.

Bij de formulering van de normen gebruikt men het begrip dosisequivalent. In dit begrip is enerzijds verwerkt het begrip dosis, dat is de hoeveelheid energie die per massa-eenheid weefsel is geabsorbeerd, anderzijds is ook rekening gehouden met de "schadelijkheid" van de straling d.w.z. met de effectiviteit van de beschouwde stralingssoort om beschadigingen te veroorzaken. De zgn. radio-biologische werking hangt in hoge mate samen met de ruimtelijke verdeling van de afgegeven energie, dus met de "dichtheid van het ionisatiespoor". Het dosisequivalent, met als eenheid de "rem", is daarom een combinatie van dosis en werkingsfactor.

Het dient hier uitdrukkelijk te worden vastgesteld dat het werken met radioactieve bronnen op het praktikum zonder enig gevaar kan geschieden, wanneer men zich houdt aan de gegeven aanwijzingen. Deze zijn te vinden in het hoofdstuk over "veiligheidsvoorschriften bij het gebruik van radioactieve preparaten".





## II RADIOACTIEF VERVAL

### II.1 STATISTIEK

Radioactief verval van een instabiel nuclide kunnen we waarnemen via de bij desintegratie uitgezonden straling en geladen deeltjes. Meten we het aantal desintegraties dat optreedt in een door ons gekozen tijdsinterval, dan blijkt bij herhaling van het experiment dat dit aantal niet constant is, maar fluctuaties vertoont. We drukken dit uit door te zeggen dat tussen de tijd en het radioactief verval een statistische relatie bestaat, m.a.w. kernen hebben een kans om in een bepaalde tijd te vervallen. In de tijd gezien is radioactief verval dus een statistisch proces dat kan worden gekarakteriseerd door een kans. Het blijkt dat het gemeten aantal desintegraties in een gegeven tijdsinterval  $T$  weergegeven kan worden door de *Poisson-verdelingsfunctie*

$$P_N = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}}$$

waarin

$P_N$  = de waarschijnlijkheid om  $N$  desintegraties te registreren in de tijd  $T$

$\bar{N}$  = het gemiddelde aantal desintegraties van een groot aantal herhalingen van hetzelfde experiment

De standaardafwijking van deze verdeling is:

$$\sigma = \sqrt{\bar{N}} = \sqrt{N}$$

Voor grote waarden van  $\bar{N}$  gaat de Poissonverdeling over in de normale verdeling of Gaussverdeling.

### II.2 VERVALSNELHEID

We beschouwen nu een zo groot aantal instabiele kernen dat de fluctuatie in het gemeten aantal desintegraties te verwaarlozen is t.o.v. het gemiddelde aantal. Experimenteel blijkt dan dat bij alle nucliden het radioactief verval voldoet aan de relatie

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t)$$

d.w.z. het aantal kernen dat per seconde vervalt is evenredig met het aantal op dat moment aanwezige instabiele kernen  $N(t)$ . De evenredigheidsconstante  $\lambda$  is karakteristiek voor het soort nuclide dat vervalt. We noemen  $\lambda$  de *desintegratieconstante*. (Soms wordt  $\lambda$  ook de vervalkans per kern genoemd. Dit is echter een interpretatie zonder fysische betekenis aangezien  $\lambda$  slechts is gedefiniëerd in een relatie tussen gemiddelden en niet kan worden gebruikt voor de karakterisering van één individuele kerndesintegratie.)

Integratie van bovenstaande vergelijking levert

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (N_0 = \text{aantal kernen op } t = 0)$$

waaruit gemakkelijk is af te leiden dat na een tijd

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

het aantal actieve kernen met een factor 2 is afgenomen. De *halfwaardetijd*  $t_{\frac{1}{2}}$  is een karakteristiek voor een bepaald nuclide en kan voor verschillende nuclides variëren van  $10^{-7}$  seconde tot  $10^{17}$  jaar.

### II.3 ACTIVITEIT, SPECIFIEKE ACTIVITEIT

Onder de *activiteit* van een bron verstaat men het aantal desintegraties per seconde binnen de bron

$$A(t) = - \frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \frac{0,693}{t_{\frac{1}{2}}} N_0 e^{-\lambda t}$$

Bij eenzelfde aantal actieve kernen is de activiteit dus groter naarmate  $t_{\frac{1}{2}}$  kleiner is.

De activiteit wordt uitgedrukt in Curie (Ci).

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ desintegraties/seconde}$$

In de praktijk werken we meestal met  $\mu\text{Ci}$ .

Een moderne eenheid is de rutherford (rd).

$$1 \text{ rd} = 10^6 \text{ desintegraties/seconde}$$

Een radioactief preparaat is dus te karakteriseren door de activiteit, terwijl een bepaalde radioactieve nuclide zich kenmerkt door een *specifieke activiteit*: de activiteit per gram nuclide:

$$A_{\text{spec.}} = \frac{0,693}{t_{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{N_{\text{Avogadro}}}{\text{Atoommassa}}$$

De eenheid van de specifieke activiteit is aantal desintegr./sec.gram.

### II.4 VERVALMECHANISMEN

Er zijn een aantal mechanismen voor het radioactief verval van instabiele nucliden:

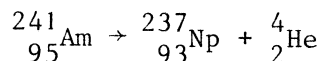
#### II.4.1 $\alpha$ -emissie

Bij desintegratie wordt een positief geladen  ${}^4_2\text{He}$ -kern uitgezonden. De bij de overgang vrijkomende energie wordt in een vaste verhouding verdeeld tussen het  $\alpha$ -deeltje en de kern

$$E_{\alpha} = \frac{Q}{1 + \frac{m_{\alpha}}{m_{\text{restkern}}}}$$

De  $\alpha$ -deeltjes zijn dus *mono-energetisch*.

Voorbeeld:



#### II.4.2 $\beta$ -emissie

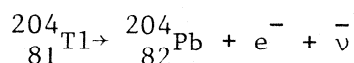
Men spreekt van  $\beta$ -emissie in de volgende twee gevallen:

a) bij desintegratie worden een negatief geladen electron ( $e^-$ ) en een antineutrino ( $\bar{\nu}$ ) uitgezonden. De vrijkomende energie  $Q$  wordt volgens een bepaald waarschijnlijkheidspatroon over beide deeltjes verdeeld:

$$E_{e^-} = Q - E_{\bar{\nu}}$$

Deze  $e^-$  deeltjes zijn dus niet mono-energetisch; hun energie varieert tussen 0 en een maximale waarde (=  $Q$ ) volgens een karakteristiek continu spectrum.

Voorbeeld:



b) Bij desintegratie worden een positief geladen electron (positron,  $e^+$ ) en een neutrino ( $\nu$ ) uitgezonden.

De vrijkomende energie wordt over beide deeltjes verdeeld:

$$E_{e^+} = Q - E_{\nu}$$

Ook deze positronen vertonen een continu spectrum dat loopt vanaf 0 tot Q.



#### II.4.3 Electronvangst (EC)

Bij desintegratie wordt een electron uit de electronenwolk van het atoom ingevangen in de kern. Meestal betreft het een K-schil-electron. Bij dit proces wordt een neutrino uitgezonden.

De vrijkomende energie Q wordt voor een gedeelte gebruikt om de bindings-energie  $E_b$  van het electron op te leveren en wordt door het overblijvende deel als kinetische energie aan het neutrino meegegeven.

$$E_{\nu} = Q - E_b$$

Het gat dat in de K-schil van de electronenwolk is ontstaan wordt opgevuld door electronen uit "hoger gelegen" schillen, waarbij Röntgenstraling ( $K_{\alpha}$ ) wordt uitgezonden (en/of Auger-electronen)

Voor een kernmutatie heeft de electronvangst hetzelfde resultaat als positron-emissie.



#### II.4.4 $\gamma$ -emissie

Bij desintegratie wordt een  $\gamma$ -quant uitgezonden. De vrijkomende energie Q correspondeert met de energie van het  $\gamma$ -quant.

$$E_{\gamma} = h\nu = Q$$

$\gamma$ -emissie treedt meestal op in combinatie met  $\alpha$ - of  $\beta$ -emissie of electronvangst. Soms echter vindt geen voorafgaande kernmutatie plaats, of vindt de overgang plaats uitgaande van een niveau met relatief lange levensduur. Men spreekt dan van een isomere overgang (isomeric transition IT).



#### II.4.5 Interne Conversie (IC)

Bij de desintegratie is er een zodanige wisselwerking tussen de kernprocessen en de electronenwolk van het atoom dat de kern overgaat naar een toestand van lagere energie, terwijl tegelijkertijd uit de electronenwolk een electron wordt vrijgemaakt. De energie van het vrijkomende electron is gelijk aan de bij de kernovergang vrijkomende energie Q, verminderd met de bindingsenergie  $E_b$  van het electron.

$$E_{e^-} = Q - E_b$$



Voor de kern is het resultaat van interne conversie hetzelfde als van  $\gamma$ -emissie. Interne conversie en  $\gamma$ -emissie treden meestal naast elkaar op bij het verval van een kern naar een lager niveau. De verhouding tussen de waarschijnlijkheden voor beide processen wordt aangegeven met de conversiecoëfficiënt  $\alpha$

$$\alpha = \frac{N_{\gamma}}{N_{\alpha}} \quad N_{\gamma} = \frac{1}{1 + \alpha} N_{\text{totaal}}$$

De waarde van  $\alpha$  kan liggen tussen  $10^{-5}$  en  $10^{10}$ .

## II.5 ENERGIESPECTRA

De energiespectra van de deeltjes die bij de verschillende vervalprocessen worden uitgezonden hebben de volgende algemene kenmerken:

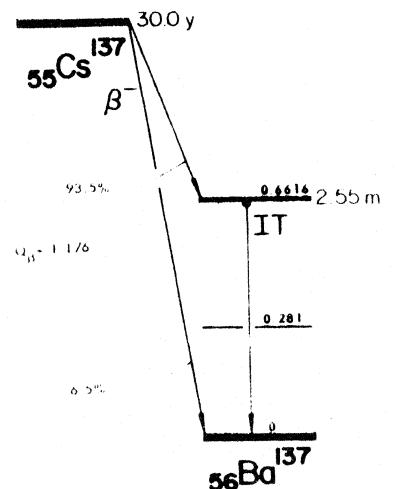
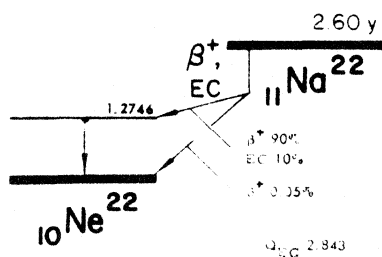
- $\alpha$ -emissie : discrete energiewaarden, voor het verval karakteristieke energieën en intensiteitsverhoudingen; lijnspectra
- $\beta$ -emissie :  $e^{-}$ -emissie: continu energiespectrum; verdeling van energie over electron en antineutrino leidt tot een maximum in de intensiteit; voor het verval karakteristieke maximale energie.  
 $e^{+}$ -emissie: zelfde eigenschappen als  $e^{-}$ -spectrum; bij  $e^{+}$ -emissie kan bovendien als karakteristiek de annihilatiestraling optreden. Wanneer het positron zijn kinetische energie heeft verloren annihileert het met een electron en vormt 2  $\gamma$ -quanten van 0,511 MeV.  

$$e^{+} + e^{-} \rightarrow 2\gamma \text{ (0,51 MeV)}$$
- electronvangst : uitzending van karakteristieke Röntgenstraling of Auger-electronen als gevolg van opvulling van het gat in de electronenschil; monoenergetische neutrino's.
- $\gamma$ -emissie : discrete energiewaarden, voor het verval karakteristieke energieën en intensiteitsverhoudingen; lijnspectra. De intensiteitsverhoudingen kunnen sterk beïnvloed zijn door interne conversie.
- interne conversie: monoenergetische electronen, dus electronen-lijnspectrum; karakteristieke Röntgenstraling of Augerelectronen door opvulling van het gat in de electronenschil.

## II.6 VERVALSCHEMA'S

De wijze van verval van een nuclide kan worden verduidelijkt m.b.v. een verval-schema. Dit bestaat uit een diagram gevormd door de bij de overgang betrokken energieniveaux verbonden door pijlen die de overgangen aanduiden. Een overgang via  $e^{-}$ -emissie wordt aangegeven met een pijl naar rechts, via  $e^{+}$ -emissie of electronvangst met een pijl naar links. Een  $\gamma$ -overgang geeft men aan via een verticale pijl.

Voorbeelden:



## II.7 TABELLENBOEKEN, NUCLIDENKAART

Alle gegevens betreffende radioactief verval van kernen met inbegrip van vervalschema's zijn te vinden in hiervoor speciaal samengestelde tabellenboeken. Op de praktikumzaal bevindt zich het tabellenboek: Table of Isotopes van Lederer, Hollander en Perleman.

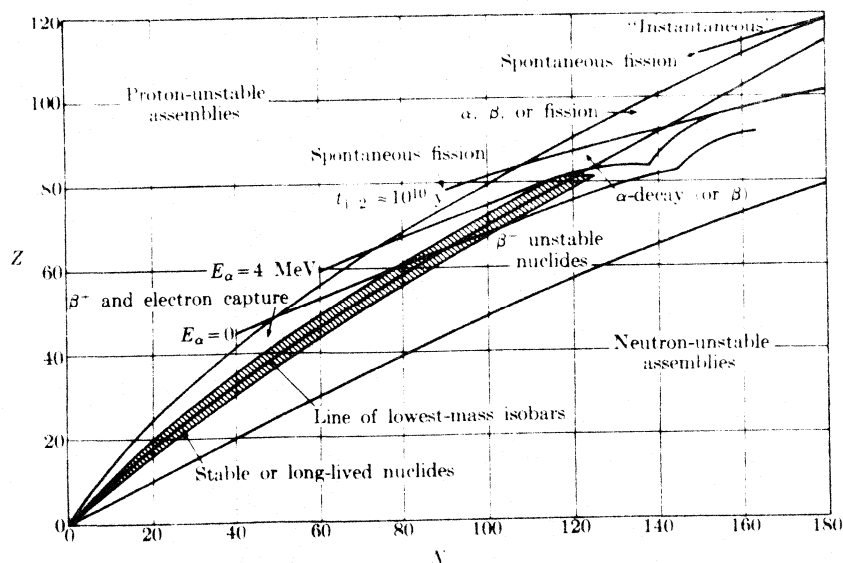
Gegevens over nucliden zijn ook te vinden op de nuclidenkaart. (Ook op de zaal aanwezig) Dit is een diagram waarin alle bekende nucliden zijn gerangschikt naar aantal protonen  $Z$  (verticaal uitgezet) en aantal neutronen  $A-Z$  (horizontaal uitgezet). Er zijn in totaal ongeveer 100 verschillende elementen bekend en 1440 verschillende nucliden. 340 Nucliden komen in de natuur voor en 1100 zijn kunstmatig in het laboratorium gevormd. Ongeveer 280 nucliden zijn stabiel, de andere zijn radioactief. Op de nuclidenkaart treft men de stabiele nucliden, voor kleine waarden van  $Z$ , vooral aan in een band rond de lijn  $Z = A-Z$ . Voor de zwaardere stabiele nucliden is het aantal neutronen ( $A-Z$ ) groter dan  $Z$ ; dus deze stabiele nucliden zijn te vinden *onder* de lijn  $Z = A-Z$  (zie I.2.2.).

Een nuclide die zich onder het stabiele gebied bevindt, heeft een overschot aan neutronen. Een dergelijke nuclide kan overgaan in een nuclide uit het stabiele gebied door in de kern een neutron om te zetten in een proton en een electron. Het electron wordt door de kern samen met een antineutrino uitgezonden ( $\beta^-$ -activiteit).

Een nuclide die zich boven het stabiele gebied bevindt kan door omzetting van een proton in een neutron naar het stabiele gebied gaan. Hierbij vindt  $e^+$ -emissie plaats of electronvangst, waarbij in beide gevallen ook een neutrino wordt uitgezonden.

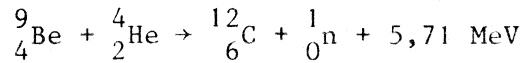
Alleen de zwaardere nucliden vertonen  $\alpha$ -emissie, dan wordt zowel  $Z$  als  $A-Z$  met 2 verminderd.

In het onderstaande plaatje zijn de vervalmechanismen samengevat:



## II.8 NEUTRONEN

Neutronen worden in het algemeen niet gevormd bij radioactief verval van kernen maar bij kernreacties. Een veel gebruikte reactie voor de productie van neutronen is de beschieting van berylliumkernen met  $\alpha$ -deeltjes.



Het  $\alpha$ -deeltje kan geleverd worden door een zware nuclide zoals americium of radium dat met het berylliumpreparaat vermengd kan worden. De neutronen die zo gevormd worden hebben een energie die ligt tussen ongeveer 1 Mev en 11 MeV. De reactie verloopt via een aangeslagen toestand van de koolstofkern, zodat uit het preparaat ook  $\gamma$ -straling vrijkomt.

## II.9 KOSMISCHE STRALING

Vanuit de kosmos dringen zeer energierijke protonen de aardatmosfeer binnen. Botsingen met atomen uit de atmosfeer doen een groot aantal elementaire deeltjes ontstaan. Sommige, voornamelijk  $\mu$ -mesonen bereiken ons hier op aarde en kunnen een storende invloed op onze metingen uitoefenen (achtergrondstraling).

### III INTERACTIE VAN STRALING EN (GELADEN) DEELTJES MET MATERIE

#### III.1 ALGEMEEN

Wanneer we de door een radioactief preparaat uitgezonden straling en/of geladen deeltjes op een hoeveelheid materie laten vallen, treedt er wisselwerking op tussen deze straling en/of geladen deeltjes enerzijds en de materie anderzijds.

We kunnen een dergelijk experiment uitvoeren met verschillende bedoelingen. We kunnen bijvoorbeeld geïnteresseerd zijn in de verzwakking van de intensiteit van de invallende bundel wanneer we een afscherming van een bron willen aanbrengen, of in de energieafgifte van de bundel zoals bij de berekening van de stralingsdosis of we kunnen kernreacties bestuderen, of de productie van secundaire straling, etc. etc. In alle gevallen is het van belang dat we een gedetailleerde informatie hebben over het wisselwerkingsproces. Het blijkt dat de processen die optreden zeer verschillend zijn voor de verschillende stralingssoorten waar we mee te maken hebben. We zullen deze daarom afzonderlijk bespreken. Wel blijkt dat in de meeste gevallen het wisselwerkingsproces kan worden beschreven als een botsing tussen "stralingsdeeltjes" en materiedeeltjes. Afhankelijk van het feit of de totale kinetische energie al dan niet behouden blijft, spreken we van elastische of niet-elastische botsingen. Het botsingsproces kan mathematisch worden geanalyseerd door toepassing van de wetten van impulsbehoud en energiebehoud.

#### III.2 BOTSINGSDOORSNEDE (CROSS SECTION), VERZWAKKINGSCOEFFICIENT

Bij berekeningen over interactie van straling en (geladen) deeltjes met materie wordt vaak gebruik gemaakt van het begrip *botsingsdoorsnede* (ook wel *werkzame doorsnede* of *cross section* genoemd).

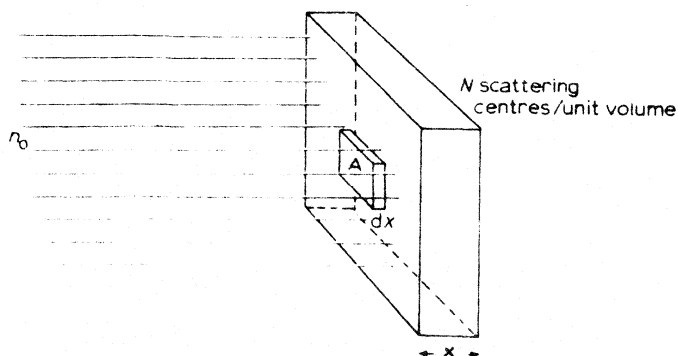
Men denkt zich hierbij de deeltjes van de materie waar de straling op valt vervangen door platte schijfjes loodrecht op de stralingsbundel. De oppervlakte  $\sigma$  van één schijfje is zodanig gekozen dat een interactie met de straling optreedt als het schijfje getroffen wordt en geen interactie als het stralingsdeeltje het schijfje niet treft. Beschouwen we dus een stralingsbundel die op een stuk materie met oppervlakte  $A$  en dikte  $x$  valt en is de deeltjesdichtheid in de materie  $N$  deeltjes/cm<sup>3</sup>, dan is  $NAx\sigma$  het effectieve oppervlak voor een interactie. Voor een stralingsdeeltje is de kans op een interactie gelijk aan de fractie effectief oppervlak/totaal oppervlak, dus gelijk aan  $Nx\sigma$ . In deze beschouwing worden eigenlijk alle materiedeeltjes die een stralingsdeeltje kan tegenkomen in één plat vlak gedacht.

De eenheid van  $\sigma$  is cm<sup>2</sup> en wordt vaak uitgedrukt in barn. 1 barn = 10<sup>-24</sup> cm<sup>2</sup>. Bevat de bundel  $n$  stralingsdeeltjes dan is de verzwakking in een hoeveelheid materie met dikte  $dx$

$$dn = -n N\sigma dx$$

of

$$n(x) = n_0 e^{-N\sigma x} = n_0 e^{-\mu x}$$



Hierin is  $\mu = N\sigma$  afhankelijk van de soort materie, van de soort straling of deeltjes en van de energie van de straling of van de deeltjes. Het stelt het voor interactie effectieve oppervlak per  $\text{cm}^3$  voor en wordt *lineaire verzwakkingscoëfficiënt* genoemd. Soms gebruikt men ook de *massaverzwakkingscoëfficiënt*  $\mu_m = \mu/\rho$ .

Hierin stelt  $\rho$  de materiaaldichtheid in  $\text{gram cm}^{-3}$  voor, dus is  $\mu_m$  het voor interactie effectieve oppervlak per gram.

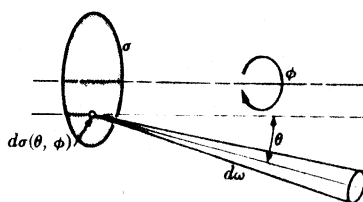
De eenheid van  $\mu$  is  $\text{cm}^{-1}$  en van  $\mu_m$  is dat  $\text{cm}^2/\text{gram}$ . Het vermogen van een materiaal om een stralingsbundel te verzwakken kan dus worden opgegeven in  $\text{cm}^{-1}$  of in  $\text{cm}^2/\text{gram}$ .

Het dient hier uitdrukkelijk te worden vastgesteld dat deze *eenvoudige exponentiële formule voor bundelverzwakking uitsluitend geldt voor het geval van een éénmalige interactie van een stralingsdeeltje en de materie waarbij bovendien het deeltje of geheel verdwijnt of zodanig wordt afgebogen dat het niet meer in de rechtdoorgaande richting wordt gedetecteerd*. De exponentiële formule voor verzwakking geldt bijvoorbeeld niet wanneer meervoudige botsingen optreden zoals bij interactie van  $\beta$ -deeltjes met materie waarbij meerdere botsingen met de atomaire electronen hebben plaatsgevonden voordat de  $\beta$ -deeltjes de absorberende stof verlaten. Een andere formule geldt ook voor  $\alpha$ -deeltjes. Door de relatief grote massa van het  $\alpha$ -deeltje is, bij botsing met een electron, de afbuiging uit de invalsricting zeer gering, zodat het  $\alpha$ -deeltje na de interactie nog wel in deze richting wordt gedetecteerd.

### III.3 DIFFERENTIELE BOTSINGSDOORSNEDE

Beschouwen we nogmaals het geval van één enkele botsing, dan kunnen we behalve in de verzwakking van de rechtdoorgaande bundel ook geïnteresseerd zijn in het verstrooiingsproces, dus in de hoeveelheid straling of in het aantal deeltjes dat onder verschillende hoeken wordt afgebogen bij de interactie. Voor de bundelverzwakking is het alleen van belang of er al dan niet een interactie optreedt en kunnen we volstaan met één botsingsdoorsnede  $\sigma$ . Voor het verstrooiingsproces zal in het algemeen voor iedere hoek een andere botsingsdoorsnede gelden, zodat  $\sigma$  een functie wordt van de verstrooiingshoeken  $\theta$  en  $\phi$ . In een ruimtehoek  $d\Omega$  rondom de richting, gedefiniëerd door  $\theta$  en  $\phi$ , is dan de bijdrage  $d\sigma$  tot de verzwakking

$$d\sigma(\theta, \phi) = \sigma(\theta, \phi) d\Omega$$



$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega}$  noemt men de *differentiële botsingsdoorsnede*.  $\sigma(\theta, \phi)$  is een maat voor de hoekverdeling van de interactieprocessen.



### III.4 $\alpha$ -DEELTJES

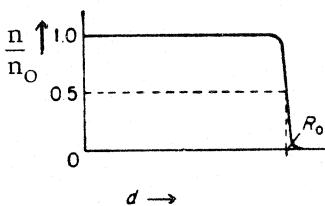
Wanneer  $\alpha$ -deeltjes in materie doordringen hebben ze voornamelijk interacties met de electronen van het materiaal. Dit in de eerste plaats vanwege hun lading waardoor ze Coulombinteractie vertonen en in de tweede plaats vanwege het feit dat de doorsnede van een atoom voornamelijk wordt bepaald door de electronenwolk. Slechts een klein gedeelte van de  $\alpha$ -deeltjes wordt door de kernen verstrooid (Rutherfordverstrooiing).

Bij botsing met een electron wordt een  $\alpha$ -deeltje door zijn grote massa vrijwel niet uit zijn baan afgebogen. Wel treedt bij iedere botsing energieverlies op, doordat atomen worden geexciteerd en geïoniseerd. Een voor het absorberende materiaal karakteristieke grootte is het energieverlies van de  $\alpha$ -deeltjes per cm materiaal, de zgn. *stopping-power*  $dE/dx$ . De stopping-power is afhankelijk van de energie van het  $\alpha$ -deeltje.

Door herhaald botsen verliest het  $\alpha$ -deeltje zijn gehele kinetische energie.

Aangezien verstrooiing uit de bundel vrijwel niet optreedt, kunnen we spreken van een *dracht* of *reikwijdte* ( $R$ ) van de  $\alpha$ -deeltjes in het materiaal. Deze dracht is in het algemeen zeer gering. Enkele  $\mu\text{m}$  vaste stof zijn voldoende om  $\alpha$ -deeltjes geheel te absorberen.

In het onderstaande plaatje is de karakteristieke vorm van de absorptiecurve van  $\alpha$ -deeltjes gegeven. De doorgelaten bundelintensiteit is uitgezet tegen de absorbeerdikte.

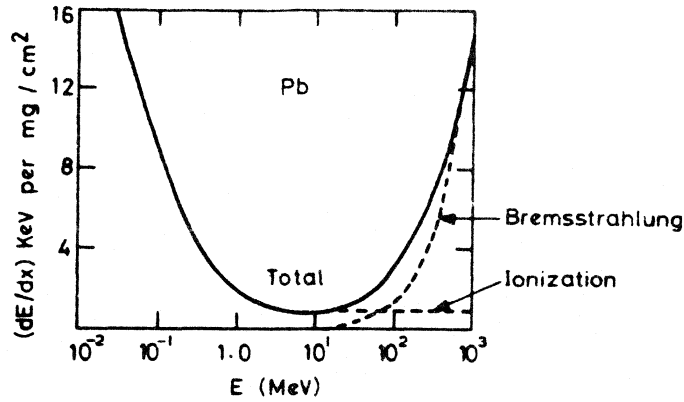


### III.5 ELECTRONEN (UIT $\beta$ -STRALING OF INTERNE CONVERSIE)

Interacties van negatieve electronen met materie komen eveneens voornamelijk tot stand via Coulombwisselwerking met atomaire electronen. Het verschil met  $\alpha$ -deeltjes is echter dat bij een botsing de afbuiging veel groter is, zodat de baan van een electron in de materie niet recht is, maar sterk kronkelend. De energieafgifte van de bundel komt tot stand

1. door excitatie en ionisatie van atomaire electronen
2. door wisselwerking met de kern. Bij afremming van een electron in het elektrische veld van de kern wordt kinetische energie van het electron omgezet in electromagnetische straling in het Röntgengebied, de zgn. remstraling. Dit proces is van belang voor electron-energieën groter dan 1 MeV. Het neemt kwadratisch toe met de grootte  $Z$  van de kernlading.
3. door polarisatie van het absorberende medium. Snelle verandering van deze polarisatie, dus een hoge snelheid van het passerende deeltje, kan leiden tot uitzending van zgn. Cerenkovstraling (blauw, ultraviolet). Voor de energieafgifte is dit effect van gering belang. Hoogstens 1% van de kinetische energie wordt op deze wijze in straling omgezet.

Ook voor de absorptie van electronen kan een voor het materiaal karakteristieke *stopping power* worden opgegeven. Deze stopping power is ook hier afhankelijk van de energie en vertoont een minimum bij ongeveer 1 MeV. Bij kleine energieën is ionisatie het belangrijkste mechanisme, bij grotere energieën neemt de remstraling sterk toe. (Zie onderstaande figuur.)

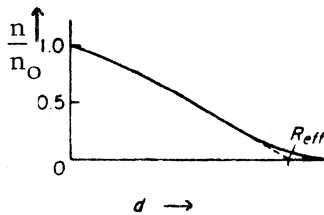


Ten aanzien van de intensiteit van de bundel is het gedrag van electronen uit  $\beta$ -straling en conversie electronen verschillend. In beide gevallen geldt door het optreden van meervoudige botsingen geen eenvoudige exponentiële relatie tussen intensiteit en dikte van de absorberende laag. Empirisch kan worden vastgesteld dat voor de monoenergetische conversie electronen het verband tussen intensiteit en dikte ongeveer lineair is. Voor de electronen uit  $\beta$ -straling geldt over een tamelijk groot gebied een min of meer exponentiële relatie

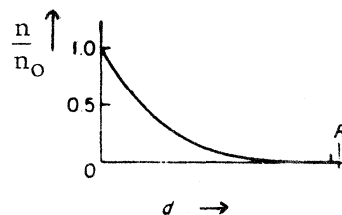
$$n(x) = n_0 e^{-\mu x}$$

Op basis van deze relatie spreken we dan in het laatste geval ook wel van een verzwakkingscoëfficiënt  $\mu$ , maar de relatie is hier empirisch en kan niet worden afgeleid op de manier zoals in § III.2 gegeven is.

In beide gevallen kan ook van een dracht of reikwijdte in het materiaal worden gesproken. Deze is minder scherp bepaald dan bij  $\alpha$ -deeltjes. Bij monoenergetische electronen is hij afhankelijk van de energie, bij electronen verdeeld volgens een  $\beta$ -spectrum hangt hij af van de maximale energie.



absorptiecurve van monoenergetische electronen



absorptiecurve van electronen uit  $\beta$ -straling

Een empirische regel om de dracht te berekenen is de zgn. regel van Feather

$$R \approx 542 E - 133$$

waarin de dracht  $R$  uitgedrukt is in  $\text{mg}/\text{cm}^2$  en de maximale electronenergie (eindpuntsenergie)  $E$  in MeV.

Voor  $E = 1$  MeV betekent dit ongeveer een dracht van 1 mm in Aluminium.

### III.6 POSITRONEN

Het gedrag van positieve electronen in materie is grotendeels hetzelfde als dat van negatieve electronen.

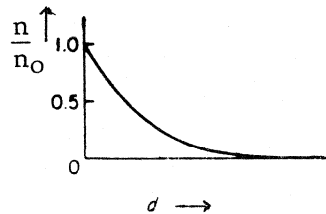
Er is echter een belangrijk verschil en dat is het optreden van annihilatiestraling. Wanneer een positron al zijn kinetische energie heeft afgegeven annihileert het onder invloed van het elektrisch veld van een kern met een negatief electron en er wordt  $\gamma$ -straling gevormd met een energie van 0,511 MeV. Bij één annihilatieproces worden 2  $\gamma$ -quanten gevormd die onder een hoek van  $180^\circ$  worden uitgezonden.

### III.7 $\gamma$ -STRALING

De interactie van  $\gamma$ -straling met materie wordt door heel andere processen bepaald dan die van geladen deeltjes. Doordat de  $\gamma$ -quanten ongeladen zijn speelt de Coulombinteractie geen rol, maar betreft het hier een directe wisselwerking tussen electromagnetische straling en materiële deeltjes. Een aantal aspecten van de wisselwerking kan goed worden beschreven uitgaande van een *model* waarin een foton botst met een materiële deeltje.

Wanneer de hoeveelheid materiaal waar de straling opvalt niet al te groot is treden er geen herhaalde interacties op. Een foton wordt door één interactie uit de bundel verwijderd, en de rechtdoorgaande fotonen hebben geen interacties gehad en dus ook geen energie verloren. Dit is de reden dat we bij fotonen niet kunnen spreken van een dracht en dat de verzwakking van de bundel goed beschreven kan worden met behulp van een botsingsdoorsnede  $\sigma$ , een verzwakingscoëfficiënt en een exponentiële afname van de bundelintensiteit

$$n(x) = n_0 e^{-\mu x} \quad (\text{zie } \S \text{ III.2})$$



We kunnen ook een *halfwaarde dikte*  $d_{\frac{1}{2}}$  definiëren als de absorberdikte, waarbij de  $\gamma$ -bundelintensiteit is gehalveerd. Er geldt

$$d_{\frac{1}{2}} = \frac{0,693}{\mu}$$

De karakteristieke waarde van de halfwaarde dikte van  $\gamma$ -straling in vaste stoffen bedraagt enige cm.

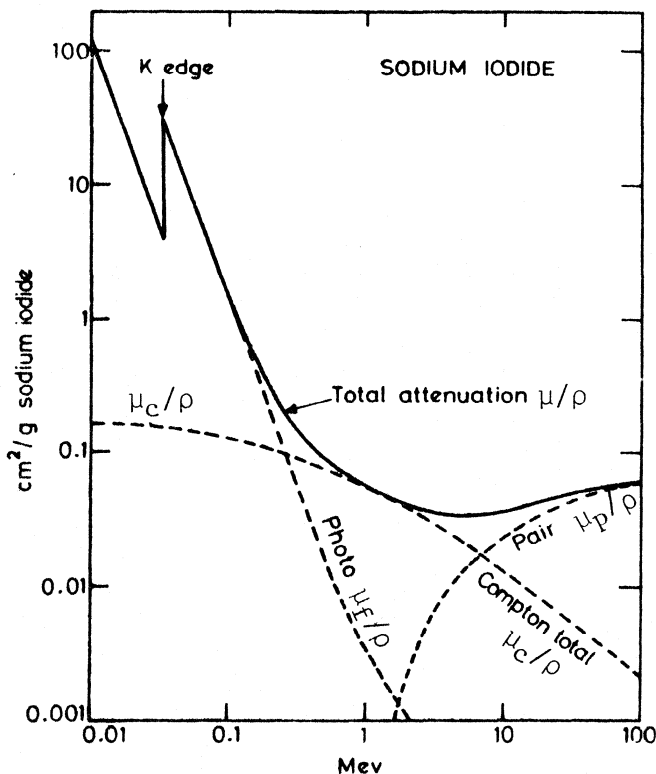
De interactieprocessen die tussen  $\gamma$ -straling en materie kunnen optreden zijn de volgende:

- 1) Elastische verstrooiing aan gebonden electronen of vrije electronen (Rayleigh en Thomsonscaattering) en aan kernen.
- 2) Fotoelectrisch effect. Dit is een interactie van een foton en een atomair gebonden electron (bij voorkeur een K-schilelectron) waarbij de energie van het  $\gamma$ -quant volledig wordt overgedragen aan het electron. Het atoom wordt hierdoor geïoniseerd en het electron neemt het verschil  $E_\gamma - E_b$  tussen de fotoenergie en de bindingsenergie op als kinetische energie. De

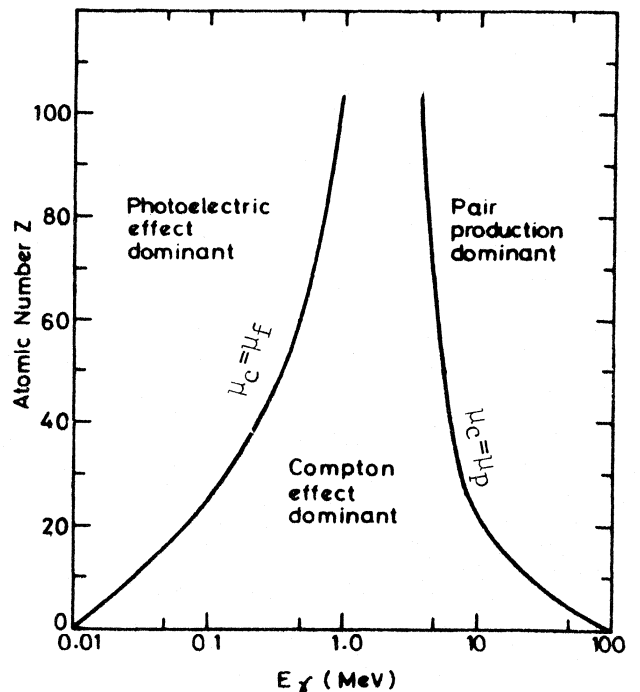
werkzame doorsnede voor het fotoelectrisch effect neemt af met toenemende energie en wel ongeveer evenredig met  $E^{-3,5}$ . Het fotoelectrisch effect treedt sterker op naarmate het materiaal uit zwaardere atomen bestaat. De botsingsdoorsnede per atoom neemt toe met  $Z^5$ .

- 3) Comptoneffect. Deze interactie bestaat uit een botsing van een foton met een electron waarbij het foton slechts een gedeelte van zijn energie aan het electron overdraagt. Er treedt verstrooiing op en de overgedragen energie is afhankelijk van de verstrooiingshoek. De werkzame doorsnede voor het Comptoneffect neemt, ongeveer evenredig met  $E^{-2}$ , langzaam af met toenemende energie. De botsingsdoorsnede voor het Comptoneffect neemt toe voor zwaardere elementen door de aanwezigheid van meer electronen per atoom. De botsingsdoorsnede is daardoor evenredig met  $Z$ .
- 4) Paarvormingseffect. Dit is een interactieproces van het foton met het electricch veld van de kern waarbij het foton wordt omgezet in een electron en een positron. Hiervoor is minimaal een energie van  $2m_0c^2 = 1,02$  MeV vereist, met  $m_0$  de rustmassa van het electron (of positron) en  $c$  de lichtsnelheid. Heeft het foton meer energie dan nemen het electron en het positron de rest als kinetische energie op. De werkzame doorsnede voor het paarvormingseffect neemt bij energieën vlak boven 1,02 MeV sterk toe. Bij veel grotere energieën is de toename langzamer. Zwaardere elementen geven een grotere kans op paarvorming. De botsingsdoorsnede neemt toe met  $Z^2$ .

In de onderstaande linker figuur is de verzwakkingscoëfficiënt voor  $\gamma$ -straling in NaI (belangrijke stof i.v.m. detectoren) als functie van de  $\gamma$ -energie gegeven, waarin ook te zien is hoe de totale verzwakking wordt opgebouwd. In de rechter figuur wordt het relatieve voorkomen van de verschillende effecten weergegeven als functie van de  $\gamma$ -energie en het atoomnummer  $Z$  van de absorber. De lijnen geven de waarden voor  $Z$  en  $E_\gamma$  aan waarvoor de kans op de twee aangrenzende effecten gelijk is. De verzwakkingscoëfficiënt voor het fotoelectrischeffect wordt gegeven door  $\mu_f$ , voor het comptoneffect door  $\mu_c$  en voor het paarvormingseffect door  $\mu_p$ .



verzwakkingscoëfficiënt voor  $\gamma$ -straling in NaI als functie van  $E_\gamma$



relatieve voorkomen van de drie belangrijkste interactiemechanismen van  $\gamma$ -straling met materie als functie van  $Z$  en  $E_\gamma$

### III.8 NEUTRONEN

Neutronen zullen, doordat ze ongeladen zijn en geen electromagnetische straling vertegenwoordigen, voornamelijk wisselwerken met materie via botsingen met kernen waarbij kernkrachten een rol spelen. Botsingsdoorsneden zijn daarom voor neutronen in het algemeen zeer veel kleiner dan voor andere soorten straling of deeltjes. De processen die op kunnen treden zijn:

- 1) Kernreacties. Deze treden op wanneer de neutronen zeer grote energieën hebben ( $E > 10$  MeV). Bij de reactie komt straling vrij die zijn energie op een van de eerder beschreven wijzen verliest.
- 2) (Elastische) verstrooiing aan kernen. Dit proces is van groot belang voor het afremmen van neutronen met energie  $E < 10$  MeV. De energieoverdracht is het meest effectief wanneer het neutron botst met een deeltje van gelijke massa, dus met bijv. een proton. Vandaar dat het "modereren" van neutronen en het afschermen van neutronenbronnen geschiedt met waterstofrijke stoffen zoals paraffine en water. Na de energieoverdracht verliezen de kernen de opgenomen energie via Coulombwisselwerking. De werkzame doorsnede voor het verstrooiingsproces is meestal in de orde van  $3 \text{ à } 4 \times$  de geometrische kerndoorsnede.
- 3) Neutronenvangst. Hiervan spreekt men als een neutron wordt ingevangen in een kern, waarbij eventueel  $\gamma$ -straling kan vrijkomen. Dit vangstproces vindt meestal plaats bij lage neutronenenergieën ( $E \approx 0,01$  eV). Bij sommige kernen vertoont de werkzame doorsnede voor bepaalde neutronenenergieën ( $E \approx 0,1$  eV) een scherpe piek; men spreekt dan van *resonanties*. De werkzame doorsnede kan bij de resonantieenergie wel een factor  $10^4$  hoger zijn dan bij andere waarden van de energie.



## V VEILIGHEIDSVOORSCHRIFTEN BIJ HET GEBRUIK VAN RADIOACTIEVE PREPARATEN

### V.1 DEFINITIES

De biologische werking van radioactieve straling is een gevolg van de ionisaties die in het weefsel worden teweeggebracht. Over het precieze mechanisme van de stralingsinvloed is nog weinig bekend, maar men neemt aan dat de radiobiologische werking enerzijds wordt bepaald door het ioniserend vermogen van de straling, dus door het vermogen om energie aan het weefsel af te staan, anderzijds echter ook afhangt van de ruimtelijke verdeling van de afgegeven energie, dus van de "dichtheid van het ionisatiespoor".

Bij de berekening van de biologische werking is dus van belang

- a) het aantal deeltjes dat ontvangen wordt;
- b) de gemiddelde hoeveelheid afgestane energie per deeltje;
- c) de ionisatiedichtheid.

ad a) Het aantal deeltjes dat een bron uitzendt wordt bepaald door de sterkte van de bron. Deze wordt uitgedrukt in *Curie*,  $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10}$  kernomzettingen/sec (een modernere eenheid is de rutherford,  $1 \text{ Ru} = 10^6$  kernomzettingen/sec). Bij de bepaling van het aantal uitgezonden deeltjes uit de sterkte van de bron doet zich de complicatie voor dat bij één kernomzetting meer dan één deeltje kan worden uitgezonden, bijv.  $^{60}\text{Co}$  vervalst tot  $^{60}\text{Ni}$  en zendt daarbij 1  $e^-$  en 2  $\gamma$ -deeltjes uit.  $1 \text{ Ci } ^{60}\text{Co}$  zendt per seconde dus  $3 \cdot 3,7 \cdot 10^{10}$  deeltjes uit.

ad b) Bij de berekening van de biologische werking van de afgestane energie wordt rekening gehouden met de hoeveelheid weefsel waarin de energie is geabsorbeerd. We berekenen daarom de hoeveelheid geabsorbeerde energie per gram weefsel. Deze geabsorbeerde hoeveelheid energie per eenheid van massa wordt *dosis* genoemd. Als eenheid van dosis gebruikt men *rad*.

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/gram} = 10^{-2} \text{ J/kilogram}$$

ad c) De hoeveelheid geabsorbeerde energie per gram weefsel is niet de enige bepalende maat voor de biologische werking. Door het verschil in ionisatiedichtheid hangt deze werking ook af van de soort straling en van de energie van de straling. Daarom is de zgn. *relatieve biologische efficiency (r.b.e)* of *kwaliteitsfactor (Q.F.)* gedefinieerd. Deze drukt de schadelijkheid uit van de beschouwde straling t.o.v.  $\gamma$ -straling.

Voor  $\gamma$ -straling en Röntgenstraling geldt  $r.b.e. = 1$

voor  $\beta$ -straling geldt  $r.b.e. \approx 1$

voor  $\alpha$ -straling van hoge energie geldt  $r.b.e. = 10$

voor neutronen varieert de  $r.b.e.$ -factor van 3 tot 10, afhankelijk van de neutronenenergie.

De biologische werking wordt uiteindelijk uitgedrukt in het zgn.

*dosisequivalent* = *dosis*  $\cdot$  *r.b.e.*

Het dosisequivalent wordt uitgedrukt in *rem*.

### IV.2 VOORSCHRIFTEN, MAXIMAAL TOELAATBARE DOSISEQUIVALENTEN

Het in bezit hebben en het werken met radioactieve stoffen is onderworpen aan de *Kern Energie Wet* en aan het *Veiligheids Besluit Ioniserende Stralen*. Voor het werken met radioactieve stoffen dient een laboratorium in het bezit te zijn van een door de ministeries van Volksgezondheid, Milieuhygiene en Economische Zaken uitgegeven vergunning. Het werk dient te geschieden onder verantwoordelijkheid van een aan het laboratorium verbonden *deskundige* en van *radiologische medewerkers* die via filmbadges regelmatig op ontvangen stralingsdoses worden gecontroleerd.

Bij de vaststelling van de voor levend weefsel maximaal toelaatbare hoeveelheid straling gaat men er zekerheidshalve van uit dat er geen herstelprocessen optreden m.a.w. men stelt normen op voor de totale hoeveelheid straling die een mens gedurende zijn hele leven mag ontvangen.

Het is vanzelfsprekend dat men in de praktijk de te ontvangen dosis zo laag houdt als onder de gegeven omstandigheden mogelijk is.

De doses die maximaal toelaatbaar worden geacht zijn afhankelijk van de regelmaat waarmee de betreffende groepen personen aan controle worden onderworpen. Onderscheiden worden drie groepen:

1. Mensen die actief betrokken zijn bij radioactief werk.

Deze personen worden voortdurend op de ontvangen dosis en op radioactieve besmetting gecontroleerd.

- a) Het totale dosequivalent dat het gehele lichaam, geslachtsorganen, bloedvormende organen en ooglenzen hebben ontvangen mag maximaal bedragen:

$$D = 5(N-18)$$

D: dosisequivalent in rem

N: leeftijd in jaren

Hierbij wordt er van uitgegaan dat men niet voor zijn 18e jaar bij radioactief werk wordt betrokken.

- b) Mits het totale dosisequivalent beneden de onder a) genoemde waarde blijft, wordt voor een tijdsbestek van 13 opeenvolgende weken een dosisequivalent van maximaal 3 rem toelaatbaar geacht voor de geslachtsorganen, de bloedvormende organen en de ooglenzen; voor een tijdsduur van een week bedraagt dit maximum 0,3 rem.

- c) Voor andere organen dan de geslachtsorganen, de bloedvormende organen en de ooglenzen zijn de maximaal toelaatbare dosisequivalenten voor een tijdsduur van 13 opeenvolgende weken:

andere organen	4 rem
beenderen, keel en huid van het gehele lichaam	8 rem
handen, onderarmen, voeten en enkels	15 rem

2. Mensen die niet direct betrokken zijn bij radioactief werk.

Deze personen worden met minder grote regelmaat gecontroleerd op radioactieve besmetting en derhalve gelden voor hen lagere maximaal toelaatbare dosisequivalenten.

De maximaal toelaatbaar geachte jaardosisequivalenten bedragen:

gehele lichaam, geslachtorganen, bloedvormende organen, ooglenzen en elk ander orgaan, behalve beenderen, keel en huid	1,5 rem
beenderen, keel en huid van het gehele lichaam	3 rem
handen, onderarmen, voeten en enkels	7,5 rem

3. Mensen die in het geheel niet betrokken zijn bij radioactief werk.

Op hen wordt geen enkele controle uitgeoefend.

De maximaal toelaatbaar geachte jaardosisequivalenten bedragen:

gehele lichaam, geslachtsorganen, bloedvormende organen, ooglenzen	0,5 rem
elk ander orgaan, behalve beenderen, keel en huid	1,5 rem
beenderen, keel en huid van het gehele lichaam	3 rem

Voor het werken met radioactieve stoffen door niet radiologische werkers geeft het Ministerie van Volksgezondheid en Milieuhygiene als richtlijn een maximaal dosisequivalent van 0,01 rem per week.



Ter vergelijking worden hier vermeld de jaardosisequivalenten die ieder persoon naar ruwe schatting ontvangt t.g.v. natuurlijke invloeden, medische behandeling etc.

kosmische straling	0,05	rem/jaar
aardkorst straling	0,05	rem/jaar
stofdeeltjes	0,02 à 0,05	rem/jaar
röntgendiagnostiek	0,05	rem/jaar
	<hr/>	
totaal ong.	0,2	rem/jaar

#### IV.3 AFSCHERMING

##### γ-straling

De afscherming tegen γ-straling geschiedt meestal met behulp van lood. Door wisselwerking met de loodatomen kunnen de γ-deeltjes een deel van hun energie of hun gehele energie verliezen. De halfwaardedikte van lood voor een γ-energie van 1 MeV is ongeveer 1 cm. Andere materialen dan lood hebben een grotere halfwaardedikte.

##### β-straling

β-deeltjes hebben in lucht een dracht van hooguit enkele meters, en in vaste stoffen een dracht van enkele millimeters. Afscherming met 3 mm aluminium is voldoende voor β-deeltjes tot een energie van ≈ 2 MeV.

β-bronnen worden ook wel met rubber of perspex afgeschermd. Lood is minder geschikt voor afscherming van β-bronnen omdat in dit materiaal bij de afremming van hoog-energetische β-deeltjes γ-straling wordt opgewekt (remstraling).

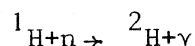
##### α-straling

De dracht van α-deeltjes in materie is zeer gering. In lucht bedraagt deze slechts enkele cm voor deeltjes met een energie van enkele MeV. Bij hanteren van de bronnen met een pincet (*dit is in verband met gevaar voor directe besmetting van de vingers zonder meer noodzakelijk voor deze niet ingekapselde bronnen!*) is afscherming in het algemeen niet nodig.

##### Neutronen

Langzame (energie-arme) neutronen zijn aanzienlijk minder schadelijk dan snelle neutronen. Een neutronenbron kan daarom worden afgeschermd door een dikke laag paraffine of water. Door de grote hoeveelheid waterstof in deze materialen worden de neutronen zeer snel afgeremd (de massa van een H atoom is gelijk aan dat van een neutron) tot een thermische energie van ong. 0,025 eV bij kamertemperatuur.

Bovendien worden neutronen geabsorbeerd via de reactie:



Bij deze reactie komt echter γ-straling vrij.

Thermische neutronen kunnen worden geabsorbeerd door de bron met paraffine blok in een houder te plaatsen die van Cd is voorzien.

Cd heeft een zeer groot absorberend vermogen voor thermische neutronen.

#### IV.4 VUISTREGELS TER BEPALING VAN DE DOSISSNELHEID

##### γ-straling

Voor deze soort straling geldt de benaderingsformule:

$$D = 0,5 \cdot \frac{CE}{r^2} \quad \text{rad/uur}$$

- D - dosisnelheid                      uitgedrukt in rads per uur in weefsel  
 C - bronsterkte                        uitgedrukt in Curie  
 E - energie van de γ-straling      uitgedrukt in MeV  
 r - afstand tot de bron                uitgedrukt in meter

Aangenomen is dat 1 kernomzetting 1 γ-deeltje tegevolge heeft en dat de bron niet is afgeschermd.

Aangezien de r.b.e. factor voor γ-straling = 1 geeft D ook het dosisequivalent in rems per uur aan.

Voorbeeld: dosissnelheid t.g.v. γ-straling op 30 cm afstand van een 0,1 mCi <sup>137</sup>Cs bron ( $E_{\gamma} = 0,662 \text{ MeV}$ ).

$$D = \frac{0,5 \cdot 1 \cdot 10^{-4} \cdot 0,662}{0,09} = 0,37 \text{ mrad/uur}$$

Het dosisequivalent bedraagt dus

$$D \times \text{r.b.e.} = 0,37 \cdot 10^{-3} \times 1 = 0,37 \text{ mrem/uur}$$

Op het praktikum zijn enkele rekenschijven aanwezig. Met behulp van deze schijven kunnen dosissnelheden berekend worden voor afgeschermd bronnen als functie van de looddikte, die de bron afschermt, de bronsterkte en de afstand tot de bron.

Maak de volgende opgaven (met behulp van deze schijven):

- Bereken de benodigde looddikte zodat op een afstand van 20 cm van een <sup>60</sup>Co bron met een sterkte van 0,1 mCi de dosissnelheid kleiner is dan 1 mrem/uur.
- Bereken de afstand tot een <sup>226</sup>Ra bron, sterkte 1 mCi, loodafscherming 5 cm, zodat de dosissnelheid 1 mrem/uur bedraagt.
- Bepaal de doseringssnelheid van een onbeschermd <sup>226</sup>Ra bron, sterkte 0,1 mCi op een afstand van 50 cm.

##### β-straling

Bij kleine afstanden tot de bron (tot 1 meter) geldt voor deze soort straling voor de dosissnelheid in zacht weefsel bij benadering

$$D = 30 \cdot \frac{C}{r^2} \quad \text{rad/uur}$$

Voorbeeld: dosissnelheid t.g.v. β-straling op 30 cm afstand van een 0,1 mCi <sup>137</sup>Cs bron

$$D = \frac{30 \cdot 1 \cdot 10^{-4}}{0,09} = 33 \text{ mrad/uur}$$

$$D \times \text{r.b.e.} = 33 \cdot 10^{-3} \times 1 = 33 \text{ mrem/uur}$$

### $\alpha$ -straling

Bij  $\alpha$ -straling blijft het stralingseffect, bij uitwendige bestraling, beperkt tot de huid vanwege de geringe indringdiepte. Het dosisequivalent kan toch behoorlijk oplopen, ten eerste door de hoge r.b.e.-factor ( $\approx 10$ ) en ten tweede door het feit dat, als men  $\alpha$ -straling ontvangt, men zich zeer dicht bij de bron bevindt.

### Neutronen

Onderstaande grafiek ( fig. 1 ) geeft een indruk hoe de dosissnelheid van de neutronen-energie en neutronen-intensiteit afhangt. Verticaal is uitgezet het aantal neutronen per  $\text{cm}^2$  en per sec dat nodig is om 2,5 mrem/uur te geven en horizontaal is uitgezet de neutronen-energie. Beide schalen zijn logaritmisch! Hoog-energetische neutronen zijn aanzienlijk schadelijker dan laag-energetische. Dit komt ook voor een gedeelte tot uitdrukking in fig. 2, waarin de kwaliteitsfactor  $Q$  als functie van de neutronen-energie is uitgezet.

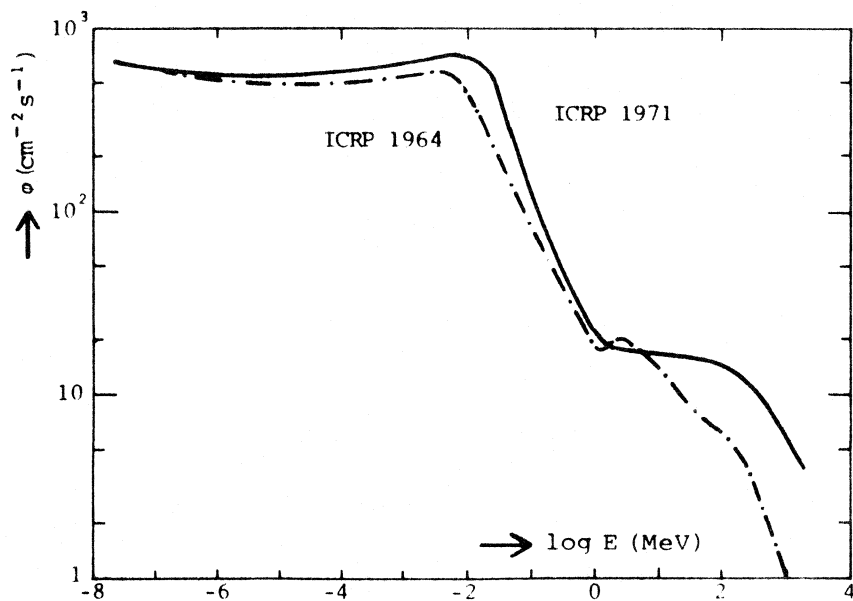


Fig. 1 Neutronenfluxdichtheid  $\phi$  die 2,5 mrem/uur geeft.

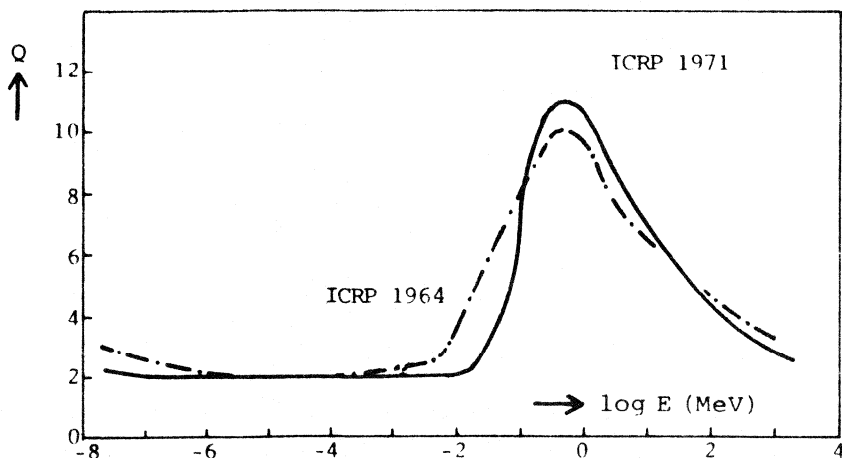


Fig. 2 Kwaliteitsfactor  $Q$  van neutronen als functie van de energie  $E$ .

#### IV.5 AANWIJZINGEN BIJ HET GEBRUIK VAN DE BRONNEN

1. De op het praktikum aanwezige radioactieve bronnen zijn op een register aangetekend.  
De afscherming van de bronnen en de inrichting van de opstellingen zijn zodanig dat de geabsorbeerde dosis bij normaal gebruik beneden het niveau van 1 mrem/uur kan blijven.
2.  $\gamma$ -bronnen  
Alleen de sterke  $\gamma$ -bronnen zijn met lood afgeschermd. De constructie is zodanig dat ze bij gebruik in de opstelling geen gevaar opleveren. Sommige bronnen zijn slechts gedeeltelijk afgeschermd om vrij zachte straling door te laten. Hanteer deze bronnen zo nodig met een pincet en denk er vooral aan de vingers en de ogen niet te dicht bij de bron te brengen. Hanteer ook de ijkbronnen altijd met een pincet.  
Richt de bronnen bij uw opstelling zodanig dat de niet-afgeschermd kant naar buiten is gericht en zo dat de van deze zijde afkomstige straling u en uw medepraktikanten niet kan bereiken.  
Houd er bij het aanbrengen van een afscherming rekening mee, dat Compton-verstrooiing aan het afschermingsmateriaal de meting kan verstoren.
3.  $\beta$ -bronnen  
 $\beta$ -bronnen zijn slechts met een dun folie afgeschermd. Behandel de bronnen daarom voorzichtig. *Kijk niet in de bron.*
4.  $\alpha$ -bronnen  
De  $\alpha$ -bronnen zijn niet afgeschermd. Gezien de geringe dracht in lucht levert dit geen gevaar op mits de afstand tot de bron groter dan 5 cm blijft. Maak ten alle tijden gebruik van een pincet en raak de bron niet met de vingers aan.
5. neutronenbron  
De neutronenbron is afgeschermd met paraffine en tijdens het experiment met water. Werk in geen geval met een onafgeschermd bron.
6. Was na het aanraken van een bron uw handen. Dit geldt speciaal voor de  $\alpha$ -bronnen en de niet-afgeschermd  $\beta$ - en  $\gamma$ -bronnen.  
Het wassen van de handen heeft ook zin na het hanteren van lood. Een grotere afstand tot de bron biedt een grotere bescherming. Houd hiermee rekening bij uw opstelling.  
Indien voor de eerste maal met een bepaalde bron gewerkt wordt, raadpleeg dan de assistent omtrent het gebruik en de opstelling.
7. Na het beëindigen van een experiment dient de bron onmiddellijk in de brandkast opgeborgen te worden.

IV.6 GEGEVENS OVER ENKELE BRONNEN DIE OP HET PRAKTIKUM AANWEZIG ZIJN

Om een indruk te krijgen van de sterkte van de bronnen die men tijdens het experimenteren op het praktikum gebruikt, volgen hieronder een aantal gegevens over enkele aanwezige bronnen. Van sommige nucliden zijn bronnen van verschillende sterkte aanwezig.

	sterkte in $\mu\text{C}$	energie in MeV	
$^{60}\text{Co}$	0,1 tot 100	( $\gamma$ ) 1,17 ; ( $\gamma$ ) 1,33	sterkste bronnen met 2 cm lood afgeschermd
$^{137}\text{Cs}$	0,5 tot 1000	( $\gamma$ ) 0,662	
$^{22}\text{Na}$	0,01 tot 10	( $\gamma$ ) 0,51 ; ( $\gamma$ ) 1,27	
$^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$	0,1 tot 9	( $\beta$ ) 0,55 ; ( $\beta$ ) 2,27	
$^{210}\text{Pb}$	1000	( $\alpha$ ) 5,3 ; ( $\beta$ ) 0,015 - 0,06 ; ( $\gamma$ ) 0,046	
$^{226}\text{Ra}$	100	( $\alpha$ ) 5-8 ; ( $\beta$ ) 0,4-3 ; ( $\gamma$ ) 0,6-2	
$^{241}\text{Am}$	0,1 tot 35	( $\alpha$ ) 5,49	
$^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$	$3 \cdot 10^5$	(n) 1-10 ; ( $\gamma$ ) 0,5-7	

IV.7 OVERZICHT DEFINITIES EN AFKORTINGEN

Activiteit	- aantal kernomzettingen per seconde
curie	- eenheid van activiteit
1 Ci	- $3.7 \times 10^{10}$ kernomzettingen /sec
Rutherford	- eenheid van activiteit
1 Ru	- $10^6$ kernomzettingen/sec
Bequerel	- eenheid van activiteit (SI)
1 Bq	- 1 kernomzetting/sec
Opm.	a) oorspronkelijk was de curie gedefinieerd als de stralingsintensiteit van 1 gram radium b) Het is mogelijk dat één kernomzetting meer reacties tenvolge heeft (zoals b.v. bij radium). Een dergelijke keten van reacties geldt voor de vaststelling van het aantal curies als één kernomzetting.
Dosis	- geabsorbeerde hoeveelheid energie per eenheid van massa
rad	- eenheid van dosis
1 rad	- $100 \text{ erg/gram} = 10^{-2} \text{ J/kg}$
gray	- eenheid van dosis (SI)
1 Gy	- 1 J/kg
Exposie	- hoeveelheid lading gevormd in lucht t.g.v. ionisatie door röntgen- of $\gamma$ -straling per massaeenheid lucht
röntgen	- eenheid van exposie
1 R	- $2,58 \times 10^{-4} \text{ C/kg} =$ de exposie met röntgen- of $\gamma$ -straling die in $1 \text{ cm}^3$ lucht van normale temperatuur en druk (= 0,0013 g) een hoeveelheid lading, zowel positief als negatief, van 1 electrostatische eenheid ( $3,3 \times 10^{-10} \text{ C}$ ) doet ontstaan
Opm.	Uit de gemiddelde ionisatie-energie van lucht volgt dat een exposie van 1 R aanleiding geeft tot een dosis van 0,869 rad. Vandaar dat de röntgen wel eens (onjuist) als eenheid van dosis wordt gebruikt. De röntgen is echter gedefinieerd voor röntgen- of $\gamma$ -straling in lucht. De rad is een veel algemenere eenheid, gedefinieerd voor elke soort straling en voor elke soort materie.
r.b.e.	- <u>r</u> öntgen <u>b</u> iological <u>e</u> fficiency
Q.F.	- <u>Q</u> uality <u>F</u> actor
r.b.w.	- <u>r</u> elatieve <u>b</u> iological <u>w</u> erkingsfactor
r.b.w.	= <u><math>\gamma</math>-dosis die een bepaald biologisch effect veroorzaakt</u> dosis van de beschouwde stralingssoort die hetzelfde effect veroorzaakt
Dosis equivalent	- dosis $\times$ relatieve biologische werkingsfactor
rem	- eenheid van dosisequivalent = <u>r</u> öntgen <u>e</u> quivalent <u>m</u> an, een maat voor de biologische <u>w</u> erking
aantal rem	= aantal rad $\times$ r.b.w.

IV.8 LITERATUUR

- 1) Basic Safety Standards for Radiation Protection  
International Atomic Energy Agency, Vienna 1962  
K - Saf - 1
- 2) Safe Handling of Radioisotopes  
International Atomic Energy Agency, Vienna 1962  
K - Rad - 1
- 3) Strahlenschutzpraxis Teil I - W. Jacobi  
K - Jac - 1
- 4) Strahlenschutzpraxis Teil II - M. Oberhofer  
K - Obe - 1
- 5) The Radiochemical Manual, Chapter 11  
K - Wil - 1
- 6) Neutronen Physikalisches Praktikum I en II - Friedrich Bensch en  
K - Ben - 1 Carl M. Fleck  
K - Ben - 2
- 7) An introduction to radiation protection - A. Martin en S.A. Harbison  
K - Mar - 1
- 8) Stralingsbescherming - J. Weber en C.E. Rasmussen  
K - Web - 1
- 9) Richtlijnen voor stralingsbeveiliging in ziekeninrichtingen en  
poliklinieken. (Bijlage II: Veiligheidsbesluit Ioniserende Stralen 1963)  
- Staatsuitgeverij 1966  
K - Sta - 1
- 10) Reglement voor Stralingshygiene  
Bureau Veiligheid  
Universiteit van Amsterdam

$$N_{av_0} = 6,0225 \cdot 10^{26} \text{ k mol}^{-1}$$

$$e^- = 1,6021 \cdot 10^{-19}$$





## V EXPERIMENTEN MET GEIGER-MUELLER BUIZEN

### V.1 DOEL

Aan de hand van experimenten met diverse types radioactieve bronnen worden de eigenschappen onderzocht van één der types detectoren die in de kernfysica gebruikt worden, nl. de Geiger-Müller-buis. Bovendien komen aan de orde de statistiek van het meetproces en het werken met een aantal algemene gegevens over de op het praktikum aanwezige radioactieve bronnen.

### V.2 INLEIDING

Een Geiger-Müller-buis is een detector die behoort tot de gasgevulde detectoren. Het bestaat uit een geleidende buis (kathode) en een geleidende draad die coaxiaal in de buis is aangebracht (anode). De gasvulling bestaat in ons geval uit een mengsel van neon en argon met een halogeen toevoeging (quenchgase). Als er een ionisatie in het gas is opgetreden wordt er een lawine van ladingsdragers gevormd die uiteindelijk aanleiding geven tot de vorming van een elektrische spanningspuls in een pulsvormend netwerk. De pulsen kunnen dan op elektronische wijze geteld worden. Zie voor een uitgebreidere beschrijving van gasgevulde detectoren § VII.2.

G.M.-buisen registreren dus alleen *ioniserende* straling of deeltjes en kunnen bovendien slechts gebruikt worden als tellers van *aantallen* stralingsdeeltjes. Ze onthullen niets over de aard van de straling, zoals het soort deeltje of de energie van het stralingsdeeltje.

Karakteristieke eigenschappen van de G.M.-buis zijn o.a. efficiency, plateau en dode-tijd. Deze eigenschappen zullen in de volgende experimenten worden opgemeten.

Bij het tellen van deeltjes moeten we er rekening mee houden dat

- 1) zowel het verval van een radioactieve kern, als de detectie van een deeltje een statistisch proces is. We kunnen in metingen diensgevolge statistische fluctuaties verwachten die aan een Poisson-verdeling voldoen.
- 2) het aantal deeltjes dat geteld wordt sterk afhangt van de afstand tussen de bron en de detector.

### V.3 APPARATUUR

Benodigd zijn:

G.M.-buis, hoogspanningsvoeding, teller, oscilloscoop, bronnen en absorbers.

### V.4 EXPERIMENTEN

#### V.4.1 Invloed van de hoogspanning op de pulshoogte

Sluit de signaaluitgang van de hoogspanningsvoeding aan op een oscilloscoop en een teller en plaats een  $^{60}\text{Co}$  ijkbron voor de G.M.-buis. Draai de hoogspanningsregelaar op tot er pulsen geteld worden en maak deze zichtbaar op het oscilloscoopbeeld.

- a) Ga voor een paar waarden van de hoogspanning na of de pulshoogte afhangt van de hoogspanning.
- b) Onderzoek m.b.v. andere bronnen of de hoogte van de puls afhangt van de energie van de gedetecteerde deeltjes.

#### V.4.2 Statistiek

Wanneer we een meting doen van een aantal pulsen, dan zullen we bij herhalin- van deze meting fluctuaties in het meetresultaat waarnemen. Dit wordt veroor- zaakt doordat zowel het radioactief verval als de registratie in een detector een kansproces is. De meetresultaten zijn verdeeld volgens een *Poisson verdeling*, zodat geldt:

$$\sigma \approx \sqrt{\bar{N}}$$

waarbij  $\sigma$  de standaarddeviatie is en  $\bar{N}$  het gemiddelde meetresultaat uit een aantal metingen.

a) Kies een willekeurige hoogspanning waarbij de G.M.-buis telt (niet te hoog omdat dan de levensduur van de buis wordt verkort) en verricht m.b.v. een automatische teller 25 identieke metingen van elk 1 sec. Toon aan dat voor deze metingen geldt dat  $\sigma \approx \sqrt{N}$ .

N.B.  $\sigma$  is te bepalen m.b.v. een rekenmachine of m.b.v. de volgende regel. Verdeel de 25 metingen in groepjes van bijv. 5. Neem nu van elk groepje de wijde  $w$  (de hoogste meetwaarde minus de laagste) en bepaal van de 5 waarden van  $w$  het gemiddelde  $\bar{w}$ . Voor dit geval van groepjes van 5 metingen geldt dan als schatting voor de standaardafwijking:

$$\sigma \approx \frac{\bar{w}}{2,33}$$

Deze regel geldt alleen voor een normale verdeling. Als echter het aantal pulsen  $N$  groter is dan 7, gaat de Poisson verdeling over in een normale verdeling.

De interpretatie die aan de standaardafwijking bij een Poisson (of normale) verdeling gegeven kan worden luidt: 68% van de metingen hebben een meetresultaat dat inligt tussen  $N-\sigma$  en  $N+\sigma$ .

We kunnen deze bewering ook omdraaien, waarbij we dan het eerste belangrijke resultaat formuleren: *Als we slechts één meting doen, dan ligt de gezochte "ware" waarde  $\bar{N}$ , dat is dus het gemiddelde meetresultaat van een groot aantal metingen, met een kans van ongeveer 68% tussen  $N-\sqrt{N}$  en  $N+\sqrt{N}$ .*

We kunnen dus bij één meting met meetresultaat  $N$  als nauwkeurigheidsgrenzen  $\pm\sqrt{N}$  opgeven.

De relatieve nauwkeurigheid wordt hierdoor  $\frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$ .

Stel dat we niet tevreden zijn met de bereikte nauwkeurigheid en dat we deze willen opvoeren. Dan kunnen we kiezen uit twee mogelijkheden die evenveel meettijd in beslag nemen. Ten eerste kunnen we dezelfde meting  $k$  keer herhalen en het gemiddelde van deze  $k$  identieke metingen bepalen en ten tweede kunnen we één meting doen met een  $k \times$  zo grote meettijd en het resultaat delen door  $k$ . Het resultaat van de eerste methode is, dat het gemiddelde  $\bar{N}$  van de  $k$  metingen als onzekerheidsgrenzen  $\sqrt{N}/\sqrt{k}$  heeft, dus

$$\bar{N} \pm \frac{\sigma}{\sqrt{k}} = \bar{N} \pm \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{k}} = \bar{N} \pm \sqrt{\frac{N}{k}}$$

De tweede methode levert als meetresultaat

$$N' \pm \sqrt{N'}, \text{ waarbij } N' \approx k\bar{N}$$

Delen we door  $k$ , dan krijgen we een uitkomst vergelijkbaar met die van de eerste methode. Dit levert

$$\frac{N'}{k} \pm \frac{\sqrt{N'}}{k} \approx \frac{N'}{k} \pm \frac{\sqrt{k\bar{N}}}{k} = \frac{N'}{k} \pm \frac{\sqrt{\bar{N}}}{\sqrt{k}} \approx \bar{N} \pm \frac{\sqrt{\bar{N}}}{\sqrt{k}}$$

We zien dus dat de nauwkeurigheid in beide gevallen even groot is!

Willen we de nauwkeurigheid vergroten, dan verdient de tweede methode, dus het doen van één meting met een langere meettijd, in de praktijk de voorkeur, omdat er minder rekenwerk aan te pas komt.

Het tweede belangrijke resultaat luidt dus:

Het heeft voor metingen van processen waarvan de meetwaarden uit een Poisson verdeling stammen, geen zin om grote reeksen metingen te doen en hiervan het gemiddelde te bepalen. Eén enkele meting is voldoende, mits het aantal pulsen in de meting voldoende groot is.

- b) Verricht nu één meting van 25 sec onder dezelfde omstandigheden als in a). Bepaal hieruit het getelde aantal pulsen per seconde en vergelijk de onnauwkeurigheid in dit resultaat met de onnauwkeurigheid van het gemiddelde  $N$  uit de 25 metingen van 1 sec in a).

#### V.4.3 Plateau en werkspanning

- a) Bepaal het plateau van de buis door het aantal gemeten pulsen per tijds-eenheid uit te zetten tegen de hoogspanning. Geef in de grafiek de statistische onzekerheid in de meetpunten aan.
- b) Bepaal in het gebied van het plateau de invloed van een netspanningsvariatie van 5% op het getelde aantal pulsen en vergelijk dit met de statistische onzekerheid in het getelde aantal.
- c) Bereken het minimale aantal te meten pulsen opdat de onzekerheid in de meting t.g.v. een netspanningsvariatie van 5% even groot is als de statistische onzekerheid.
- d) Kies nu de juiste *werkspanning* voor de G.M.-buis (midden van plateau). Deze spanning gebruiken we voor alle verdere experimenten met *deze* buis.

#### V.4.4 Dode-tijd en hersteltijd

Nadat er door een G.M.-buis een puls is afgegeven, kan er gedurende een korte tijd geen nieuw deeltje meer worden gedetecteerd. Deze tijd heet *dode-tijd* en wordt veroorzaakt doordat er bij de gasontlading een ruimtelading rond de anode (draad) in het gas ontstaat, die het aangelegde E-veld tegengewerkt. Gedurende de dode-tijd is het resulterende E-veld te laag om na een ionisatie een gasontlading, dus een puls, te veroorzaken. Doordat de ruimtelading zich naar de kathode (mantel van de buis) verplaatst, kan het E-veld in de buurt van de anode aangroeien maar nog niet meteen zijn maximale waarde bereiken. De eerstvolgende puls, die kan worden gevormd, heeft daardoor een minimale hoogte.

Wanneer de ruimtelading is opgeheven, is de buis weer in staat om een puls van maximale hoogte af te geven. Dit wordt bereikt na de zgn. hersteltijd.

- a) Maak m.b.v. de oscilloscoop een schatting van de dode-tijd van de G.M.-buis. Pas een geschikte triggering toe.
- b) Maak een schatting van de hersteltijd.

(Lit.: Bleuler and Goldsmith, Experimental Nucleonics en Paul, Nuclear and Particle Physics.)

#### V.4.5 Nauwkeuriger bepaling van de dode-tijd

Met de G.M.-buis meten we een aantal deeltjes *per seconde*:  $N$ .

Het aantal deeltjes per seconde, dat in werkelijkheid een ionisatie in de buis veroorzaakt heeft, bedraagt  $N'$ . Doordat de buis behept is met een dode-tijd  $\tau$ , zullen niet alle ionisaties geteld kunnen worden. Telkens, nadat de buis een deeltje geteld heeft, is het systeem  $\tau$  sec "dood". Per seconde worden  $N$  deeltjes geteld, dus in 1 sec kan de buis gedurende  $N\tau$  sec niets registreren. Het aantal niet geregistreerde ionisaties bedraagt dan in 1 sec:  $N'N\tau$ . Dit aantal is natuurlijk het verschil tussen  $N'$  en  $N$ .

$$\text{Dus:} \quad N' - N = N'N\tau \quad (1)$$

$$\text{waaruit volgt dat} \quad N' = \frac{N}{1 - N\tau} \quad (2)$$

Uit deze vergelijking is  $\tau$  nog niet te bepalen, omdat  $N'$  nog onbekend is. We introduceren daarom de "twee-bronnen methode". We vergelijken dan de som van de aantallen deeltjes die geregistreerd worden als we twee bronnen apart opmeten met het aantal dat we krijgen als we beide bronnen tegelijkertijd opmeten. Het aantal ionisaties dat bron 1, bron 2 en bron 1+2 teweegbrengt noemen we respectievelijk  $N_1'$ ,  $N_2'$  en  $N_{12}'$ . Er moet dan gelden:

$$N_1' + N_2' = N_{12}' \quad (3)$$

(We verwaarlozen de achtergrondstraling. Dit kan alleen als de overige bronnen ver genoeg uit de buurt van de detector staan. Voor correcties voor de achtergrondstraling zie Bleuler and Goldsmith blz. 61.)

We registreren echter de aantallen  $N_1$ ,  $N_2$  en  $N_{12}$ . Er geldt (zie formule (1)):

$$N_1' - N_1 = N_1' N_1 \tau$$

$$N_2' - N_2 = N_2' N_2 \tau$$

met (3) 
$$(N_1' + N_2') - N_{12} = (N_1' + N_2') N_{12} \tau \quad (4)$$

Met (2) leiden deze 3 vergelijkingen tot:

$$\frac{N_1}{1 - N_1 \tau} + \frac{N_2}{1 - N_2 \tau} = \frac{N_{12}}{1 - N_{12} \tau} \quad (5)$$

De oplossing wordt in benadering gegeven door:

$$\tau \approx \frac{N_1 + N_2 - N_{12}}{2N_1 N_2} \quad (6)$$

a) Bepaal de dode-tijd van de G.M.-buis m.b.v. bovenstaande methode.

N.B. 1 De telsnelheid moet minstens 500 pulsen per sec bedragen om een meetbaar effect van de dode-tijd te verkrijgen. De telsnelheid kan men regelen door de bron-detector-afstand te variëren.

N.B. 2 Probeer er voor te zorgen dat de telsnelheden van beide bronnen ongeveer gelijk zijn om wederzijds zoveel mogelijk "last te hebben" van de dode-tijd.

N.B. 3 Houd de positie van de bronnen t.o.v. de detector constant door eerst aan bron 1 te meten (bepaling  $N_1$ ), dan bron 2 er naast te zetten (bepaling  $N_{12}$ ) en vervolgens bron 1 weg te halen (bepaling  $N_2$ )

N.B. 4 Bij gebruik van de  $\gamma$ -ijkbronnen kunnen de bronhouders het best op hun zijkant neergezet worden

b) Vergelijk de waarden van de dode-tijd bepaald in V.4.4 en V.4.5.

#### V.4.6 $1/r^2$ - wet

Onderzoek het verband tussen het aantal getelde deeltjes en de afstand van de bron tot de detector.

Neem afstanden groter dan 10 cm, omdat er bij kleinere afstanden afwijkingen kunnen optreden t.g.v. de vorm van de detector.

N.B. Corrigeer voor achtergrondstraling en houd er rekening mee dat vele G.M.-buizen *lichtgevoelig* (T.L.-buizen, zon) zijn.

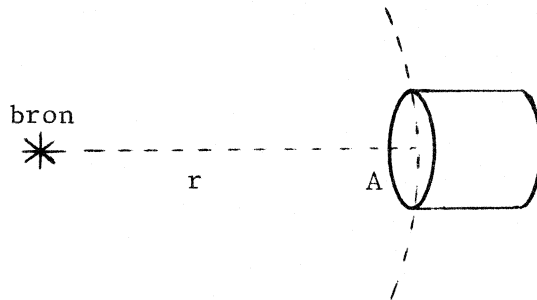
Zet de metingen in een grafiek uit, en wel zo, dat een rechte lijn verkregen wordt.

#### V.4.7 Efficiency voor $\gamma$ -straling

De efficiency van een detector wordt gedefiniëerd als:

$$\epsilon = \frac{\text{aantal geregistreerde deeltjes}}{\text{aantal op detector vallende deeltjes}} \times 100\% \quad (7)$$

Deze grootte hangt af van het soort deeltje en van de energie van het deeltje. Het aantal deeltjes dat op de detector valt kan berekend worden als men de beschikking heeft over een bron met een bekende sterkte. Een radioactieve (punt)bron zendt in alle richtingen straling uit en de intensiteit neemt kwadratisch af met de afstand tot de detector. Als de oppervlakte van het venster van de G.M.-buis A bedraagt, dan is de fractie van het aantal door de bron uitgezonden deeltjes dat de detector bereikt gelijk aan:  $A/4\pi r^2$ , met r de afstand van de bron tot de detector. Deze fractie wordt ook de geometrische efficiency  $\epsilon_{\text{geom}}$  genoemd.



Het aantal "geregistreerde" deeltjes hangt af van de telsnelheid i.v.m. de dode-tijd. (Het is inderdaad zo, dat de efficiency met toenemende telsnelheid achteruit gaat. We zijn hier geïnteresseerd in de intrinsieke efficiency, dus onder "normale" omstandigheden, bij lage telsnelheden.) Ook telt men de achtergrondstraling mee. Denk hierbij ook aan de lichtgevoeligheid. Er is dus op het gemeten aantal pulsen een correctie nodig. De meeste  $\gamma$ -bronnen zenden hun quanten uit na  $\beta$ -verval. We zullen dus behalve  $\gamma$ -deeltjes ook electronen tellen, die we echter kunnen weg "filteren" door ze met een absorber (bijv. aluminium) tegen te houden. De absorber dient dik genoeg te zijn om alle electronen af te stoppen, maar ook weer niet zo dik dat het de  $\gamma$ -deeltjes merkbaar absorbeert. (zie grafiek op pag. 43). Voor de dracht van electronen uit  $\beta$ -straling in een absorber geldt de volgende empirische regel:

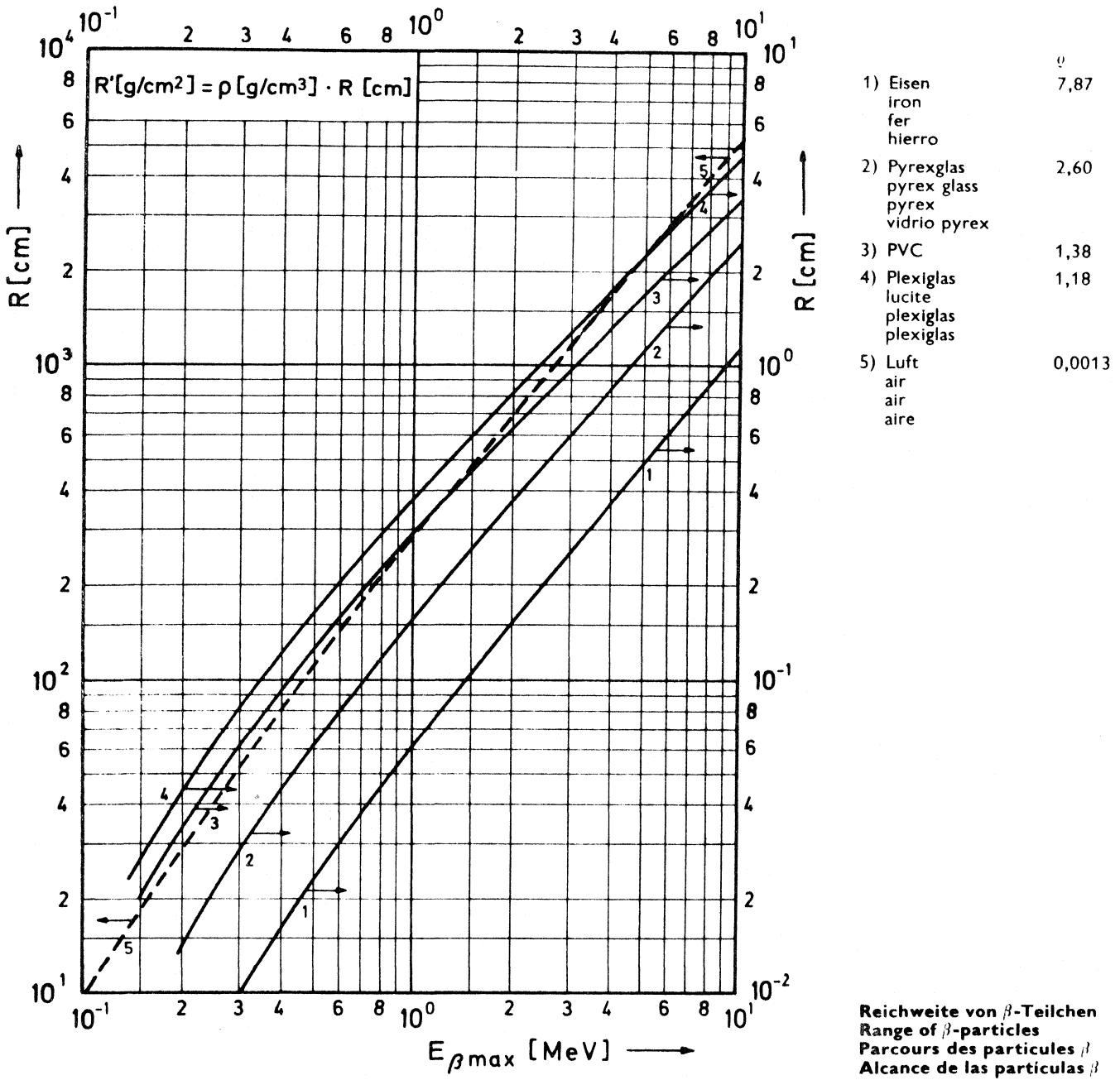
$$\text{voor } E < 2,5 \text{ MeV geldt } R = 412 E^{(1,265 - 0,094 \ln E)} \quad (8)$$

waarin de dracht R wordt uitgedrukt in  $\text{mg}/\text{cm}^2$  en de maximale electron-energie E in MeV.

Voor  $E > 0,6 \text{ MeV}$  geldt bovendien als ruwe benadering de regel van Feather :

$$R = 542 E - 133 \quad (9)$$

Voor verschillende materialen is de dracht, uitgedrukt in cm, als functie van de maximale electronenergie in de onderstaande grafiek weergegeven.



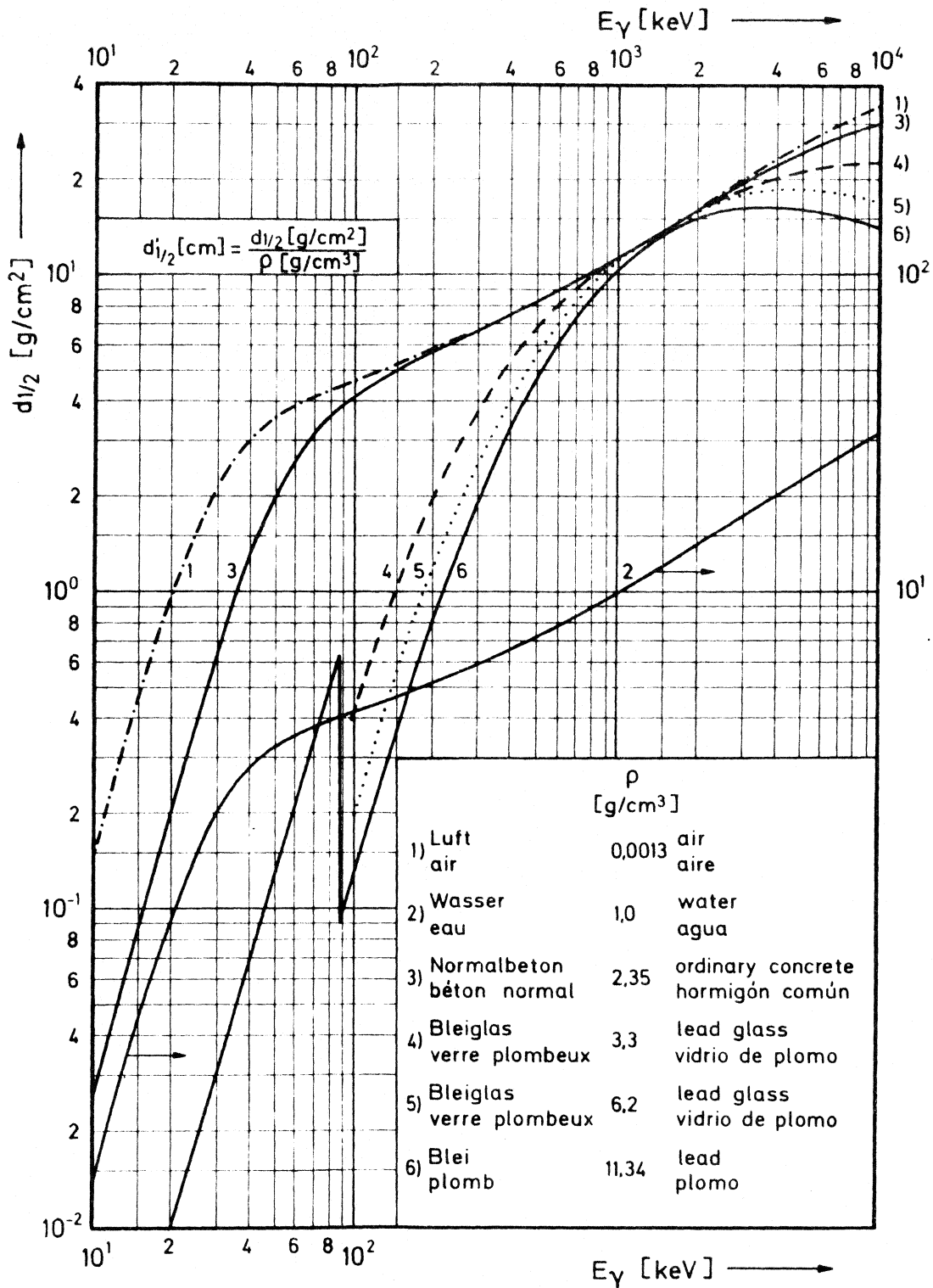
a) Bepaal de  $\gamma$ -efficiency van de G.M.-buis m.b.v. een  $^{60}\text{Co}$  ijkbron.

N.B. 1 Houd bij het bepalen van het aantal deeltjes dat de bron uitzendt rekening met het feit dat één kern meer dan één deeltje kan uitzenden! Raadpleeg dus de tabellenboeken met de vervalschema's.

N.B. 2 Zoek op hoe groot de energie is van de  $\gamma$ -straling die  $^{60}\text{Co}$  uitzendt.

N.B. 3 Corrigeer de opgegeven bronsterkte voor de leeftijd van de bron (te bevragen aan assistent).

b) Bepaal eventueel ook voor  $^{137}\text{Cs}$  de  $\gamma$ -efficiency van de G.M.-buis.



Halbwertsdicke für  $\gamma$ -Strahlen  
 Half-thickness for  $\gamma$ -rays  
 Couche de demi-absorption pour les rayons  $\gamma$   
 Espesor de semirreducción para rayos  $\gamma$

#### V.4.8 Efficiency voor $\beta$ -straling (electronen)

De meest eenvoudige bepaling van de  $\beta$ -efficiency zou analoog aan exp. V.4.7 verlopen. We hebben dan een zuivere  $\beta$ -bron nodig met een bekende sterkte. Op het praktikum zijn wel zuivere  $\beta$ -bronnen aanwezig, maar de sterkten van deze bronnen zijn niet exact bekend.

*Welke problemen zou men ontmoeten bij het meten van de bronsterkte van een  $\beta$ -bron?*

De meeste  $\gamma$ -bronnen echter zenden hun  $\gamma$ -straling uit na het uitzenden van  $\beta$ -straling. Stel dat het aantal kernen dat per tijdseenheid vervalt  $N_0$  is en dat bij elk verval a electronen en b  $\gamma$ -quanten vrij komen. Er zullen dan  $\epsilon_{geom} b N_0$   $\gamma$ -deeltjes de detector bereiken, terwijl door absorptie in de bronhulling etc. slechts  $\epsilon_{geom} c a N_0$  electronen de detector binnen kunnen komen.

De fractie van de doorgelaten electronen bedraagt dus c. Als  $\epsilon_\gamma$  en  $\epsilon_\beta$  de efficiencys zijn voor  $\gamma$ - en  $\beta$ -straling, dan kunnen we schrijven, met  $N_\gamma$  en  $N_\beta$  als de getelde aantallen  $\gamma$ -quanten en electronen:

$$N_\beta = c a N_0 \epsilon_\beta \epsilon_{geom} \quad \text{en} \quad (10)$$

$$N_\gamma = b N_0 \epsilon_\gamma \epsilon_{geom} \quad (11)$$

Hieruit volgt:

$$\frac{\epsilon_\beta}{\epsilon_\gamma} = \frac{b N_\beta}{c a N_\gamma} \quad (12)$$

Met behulp van deze formule zijn we, indien we  $\epsilon_\gamma$  kennen (zie exp. V.4.7) en over voldoende gegevens over de bron beschikken, in staat om  $\epsilon_\beta$  uit te rekenen.  $N_\gamma$  en  $N_\beta$  bepaalt men als volgt:

Wanneer de bron voor de detector wordt gezet, meten we een aantal pulsen A dat bestaat uit  $\gamma$ -quanten ( $N_\gamma$ ), electronen uit de  $\beta$ -straling ( $N_\beta$ ) en achtergrondstraling  $N_{\text{achterg.}}$ .

Dus:

$$N_\gamma + N_\beta + N_{\text{achterg.}} = A \quad (13)$$

Plaats nu tussen de bron en de detector een aluminium plaatje, dat juist dik genoeg is om de electronen te absorberen (zie exp. V.4.7). De meeste  $\gamma$ -deeltjes zullen nu door het plaatje toch tot de detector doordringen.

We meten nu

$$N_\gamma + N_{\text{achterg.}} = B \quad (14)$$

Uit (13) en (14) zijn, na bepaling van de achtergrondstraling  $N_\gamma$  en  $N_\beta$  te berekenen.

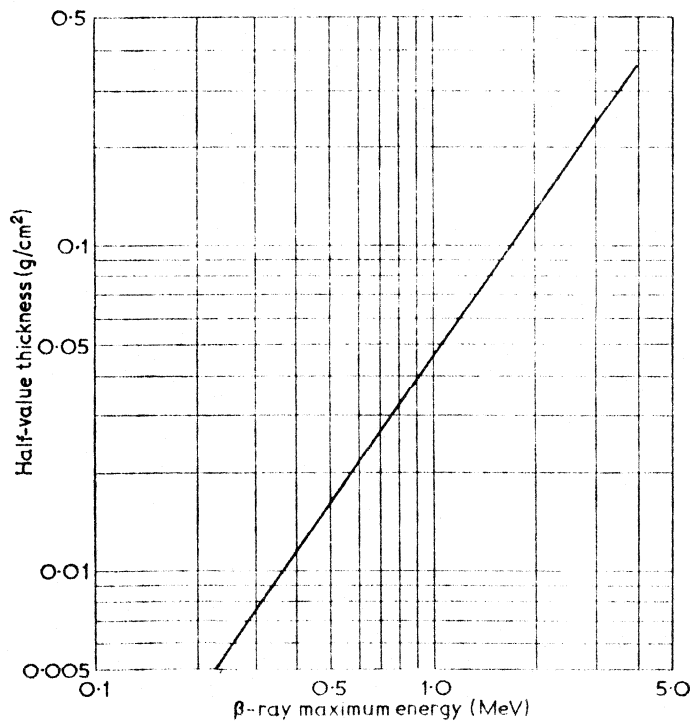
Experiment:

Bepaal de  $\beta$ -efficiency van de G.M.-buis m.b.v. een  $^{60}\text{Co}$ -bron (omdat voor  $\gamma$ -deeltjes uit deze bron  $\epsilon_\gamma$  bekend is uit het vorige experiment).

N.B. 1 Voor dit experiment hebben we een bron nodig die een niet al te dikke afscherming heeft, omdat anders de  $\beta$ -straling niet wordt doorgelaten. Gebruik een  $^{60}\text{Co}$ -bron, gemonteerd op een aluminium plaatje, en afgedekt met mylar folie, een metalen gaasje en een metalen schuif.



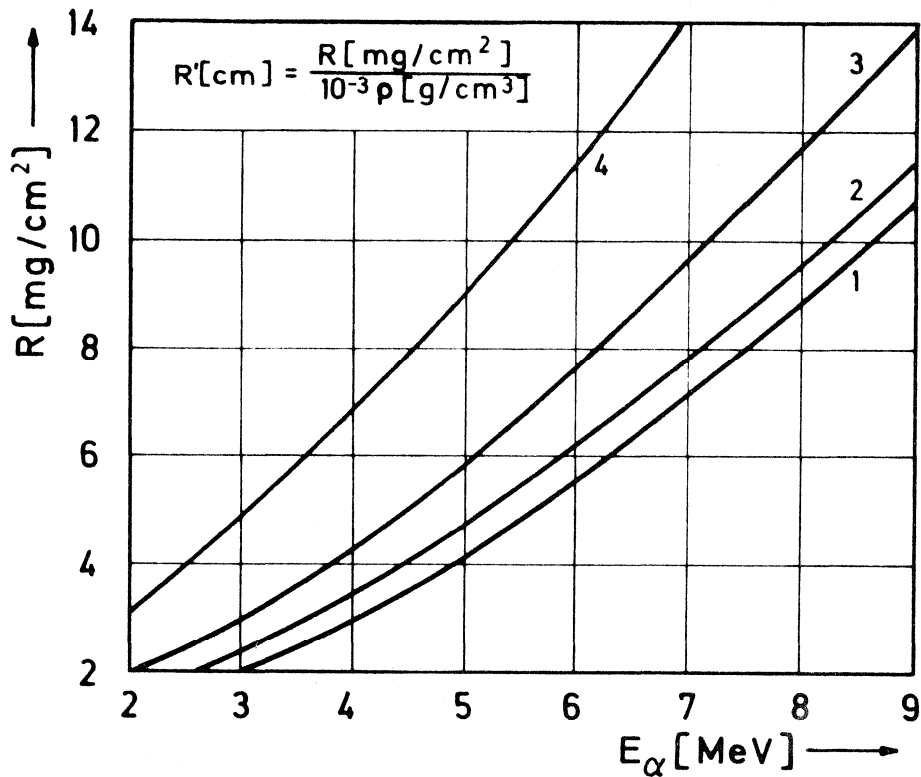
- N.B. 2 Houd de afstand in beide metingen (mèt en zonder absorber) constant. Op wèlke afstand de bron geplaatst wordt doet er niet toe, omdat bij de bepaling van de  $\beta$ -efficiency de beide factoren  $\epsilon_{geom}$  voor de  $\gamma$ - en  $\beta$ -metingen in (12) door deling wegvallen, als zij in rekening gebracht zouden worden.
- N.B. 3 Ga in een tabellenboek het vervalschema van de gebruikte nucliden na om te bepalen hoeveel  $\gamma$ -deeltjes en electronen er per kernomzetting worden uitgezonden.
- N.B. 4 De fractie  $c$  wordt door de volgende grootheden bepaald:  
Het mylar folie heeft een dikte van  $1 \text{ mg/cm}^2$ .  
Het gaasje laat 60% van de electronen door.  
De lucht heeft een dichtheid van  $1,3 \text{ mg/cm}^3$  en het venster van de G.M.-buis heeft een dikte van  $2 \text{ mg/cm}^2$ .  
De halfwaarde dikte voor electronen uit  $\beta$ -straling staat als functie van de maximale electronenergie in onderstaande grafiek uitgezet.



V.4.9 Efficiency voor  $\alpha$ -deeltjes

Bepaal m.b.v. een  $^{241}\text{Am}$ -bron van het merk Panax de efficiency van G.M.-buis voor  $\alpha$ -deeltjes.

- N.B. 1 Zet de bron zo dicht mogelijk bij de detector i.v.m. absorptie van de  $\alpha$ -deeltjes in lucht en in het detectorvenster. Zie hiervoor de onderstaande grafiek waarin de dracht van  $\alpha$ -deeltjes in verschillende materialen als functie van de  $\alpha$ -energie gegeven is.
- N.B. 2 Corrigeer voor achtergrondstraling en voor  $\gamma$ -straling die ook door de bron wordt uitgezonden.
- N.B. 3 Van de  $\alpha$ -deeltjes die de bron verlaten komt slechts ca. 3% in de detector terecht t.g.v. van absorptie in de bronhulling en van de geometrie.



Reichweite von $\alpha$ -Teilchen in	1	2	3	4
Range of $\alpha$ -particles in	Luft	Gewebe	Al	Cu
Parcours des particules $\alpha$ dans	air	tissue	Al	Cu
Alcance de las particulas $\alpha$ en	aire	tejido	Al	Cu
$\rho$ [g/cm³]	0,0013	$\approx 1,0$	2,70	8,96

V.5 LITERATUUR

E. Bleuler and G.J. Goldsmith - Experimental Nucleonics, Exp. 1  
 H.A. Enge - Introduction to Nuclear Physics, Ch. 7.5  
 E.B. Paul - Nuclear and Particle Physics, blz. 22 e.v.

## VI.A $\gamma$ -ABSORPTIE

### VI.A.1 DOEL

In het kader van het onderzoek naar de interactie van straling met materie wordt in dit experiment bekeken hoe de intensiteit (deeltjesstroom) van een  $\gamma$ -bundel afhangt van de dikte van de absorber, het materiaal van de absorber en de energie van de  $\gamma$ -deeltjes. Verder kan met behulp van dit absorptiegedrag een goede schatting gemaakt worden van de door een absorber (of biologisch materiaal) ontvangen dosissnelheid.

### VI.A.2 INLEIDING

Dit experiment is van wezenlijk belang wanneer men zich bezig houdt met stralingsbescherming. Het is voor de veiligheid van biologische organismen essentieel, dat men bij het werken met radioactieve preparaten een afscherming kiest van het juiste soort materiaal en van een juiste dikte. Verder moet men kunnen beoordelen of de dan alsnog te ontvangen doses beneden aanvaardbaar geachte waarden blijven (zie hoofdstuk IV over veiligheid).

Bij gebrek aan biologisch weefsel zullen we het materiaal van de absorbers zelf gebruiken om een dosisberekening aan te doen.

De absorptie van  $\gamma$ -straling in materie wordt door drie effecten veroorzaakt:

- 1) compton-effect; het  $\gamma$ -quant staat een deel van zijn energie en impuls af aan een vrij of (los) gebonden electron.

- 2) fotoelectrisch effect; het  $\gamma$ -quant staat al zijn energie af aan een (bij voorkeur K-schil-)electron van een atoom, dat hierdoor geïoniseerd wordt.

- 3) paarvormingseffect; het  $\gamma$ -quant valt in de omgeving van materie uiteen in een electron-positron paar. De minimum  $\gamma$ -energie voor dit effect bedraagt 2 x de "rustmassa" van een electron, dus 2 x 0,51 MeV = 1,02 MeV.

Elk van de drie bovengenoemde effecten geeft dus een bijdrage tot de verzwakking van de bundel, elk gekarakteriseerd door een partiële verzwakkingscoëfficiënt resp.  $\mu_c$ ,  $\mu_f$  en  $\mu_p$ . Deze partiële verzwakkingscoëfficiënten zijn afhankelijk van het soort materiaal van de absorber en van de  $\gamma$ -energie (zie § III.7).

Er geldt:

$$\mu_c + \mu_f + \mu_p = \mu$$

waarbij  $\mu$  de *lineaire verzwakkingscoëfficiënt* wordt genoemd.

Als  $n_0$  de intensiteit voorstelt van de invallende  $\gamma$ -bundel,  $x$  de dikte van de absorber, kan men schrijven voor de intensiteit van de bundel achter de absorber:

$$n(x) = n_0 e^{-(\mu_c + \mu_f + \mu_p)x} = n_0 e^{-\mu x} \quad (\text{zie § III.2})$$

Men kan hiervoor ook schrijven:

$$n(x) = n_0 e^{-\mu_m \rho x} = n_0 e^{-N \sigma x}$$

waarin  $\mu_m$  en  $\rho$  resp. de massaverzwakkingscoëfficiënt en de dichtheid van de absorber zijn, en  $N$  en  $\sigma$  resp. het aantal atomen per  $\text{cm}^3$  en de werkzame doorsnede per atoom van de absorber voorstellen.

Perspex (polymethylmethacrylaat,  $(C_5H_8O_2)_n$  met een dichtheid van  $1,2 \text{ g/cm}^3$ ) is, als het aan  $\gamma$ -straling wordt blootgesteld, redelijk vergelijkbaar met biologisch (menselijk) weefsel: een exposie van 1 r (röntgen) met  $\gamma$ -deeltjes van 1 MeV geeft in perspex een geabsorbeerde dosis van 0,94 rad en in biologisch weefsel van ca 0,95 rad.

Dus als we de geabsorbeerde dosis in perspex kennen, weten we ook hoe groot de dosis zou zijn die een menselijk lichaam, of een deel ervan, zou hebben ontvangen.

### VI.A.3 APPARATUUR

Bij het absorptieproces van  $\gamma$ -straling komen secundaire fotonen en elektronen vrij. Omdat het ons alleen gaat om de intensiteitsmeting van de door de absorber doorgelaten hoeveelheid  $\gamma$ -deeltjes mag de secundaire straling geen extra bijdrage tot de intensiteitsmeting leveren. Om deze bijdrage zo klein mogelijk te houden, wordt de bundel d.m.v. een doorboord loodblok gediafragmeerd voordat het op de absorber valt en wordt het weer gediafragmeerd voordat het op de detector valt.

Uit dit experiment zal overigens blijken waarom lood een zeer geschikt materiaal is om een diafragma van te maken.

Op de praktikumzaal zijn voor dit experiment speciale opstellingen aanwezig. Men heeft verder nodig een sterke  $\gamma$ -bron die in de "diafragma opstelling" past, absorbers en een G.M.-buis met toebehoren.

### VI.A.4 EXPERIMENTEN

- VI.A.4.1 Zet voor verschillende absorbermaterialen (Al, Pl en perspex) en voor verschillende  $\gamma$ -energieën (0,662 MeV van  $^{137}\text{Cs}$  en 1,25 MeV gemiddeld van  $^{60}\text{Co}$ ) het aantal geregistreerde deeltjes per eenheid van tijd grafisch uit tegen de dikte van de absorber (rechte-lijn constructie!).

N.B. *Draag er zorg voor dat de fout in iedere meetwaarde, ook bij toenemende absorberdiktes, ongeveer gelijk blijft, en corrigeer voor achtergrondstraling.*

- VI.A.4.2 Bepaal in elk van de gevallen de halfwaardedikte  $d_{\frac{1}{2}}$ , de lineaire verzwakingscoëfficiënt  $\mu$  en de massaverzwakingscoëfficiënt  $\mu_m$ . Schat de fout in elk der gevonden waarden.
- VI.A.4.3 Bepaal voor Al en Pb de werkzame doorsnede voor absorptie van 0,662 MeV  $\gamma$ 's en 1,25 MeV  $\gamma$ 's.
- VI.A.4.4 Schat uit de metingen met perspex hoe groot het dosisequivalent per tijdseenheid (in aantal rem per uur) zou zijn, als men een vlakke hand in de  $\gamma$ -bundel zou houden. Houd rekening met de detectorefficiency en schat de massa die bestraald is.
- Het dosisequivalent dat men hier berekent is wel een bovengrens, omdat de secundaire straling die in de absorber veroorzaakt wordt in de eerste plaats in een groter absorbervolume zijn energie kan afgeven en in de tweede plaats zelfs aan de absorber kan ontsnappen zonder energie te hebben afgegeven.

VI.A.5 LITERATUUR

- J. Weber en C.E. Rasmussen - Stralingsbescherming, inleiding tot de stralingshygiëne. Hst. 2 en app. I en III
- K. Siegbahn -  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  Ray Spectroscopy, blz. 829 e.v.
- H.A. Enge - Introduction to nuclear physics (blz. 191 e.v.)
- D. Halliday - Introductory Nuclear Physics (blz. 164 e.v. en 229 e.v.)



## VI.B $\beta$ -ABSORPTIE

### VI.B.1 DOEL

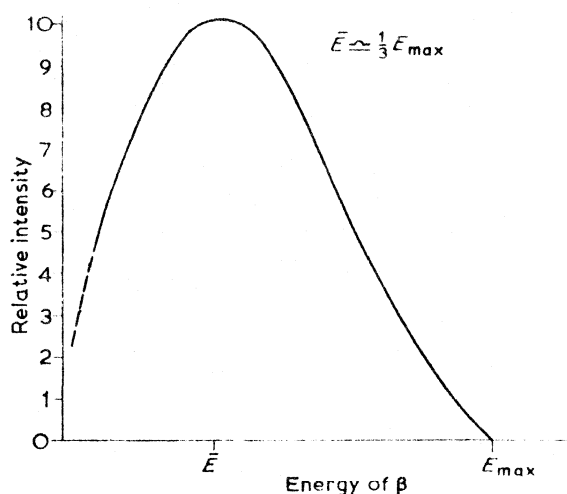
Hoewel met G.M-buizen slechts aantallen deeltjes geteld kunnen worden, is het in dit experiment mogelijk om aan de hand van absorptie van  $\beta$ -"straling" een goede schatting te maken van de maximale energie van de  $e^-$ -deeltjes uit deze straling.

Verder zal de dracht van de  $e^-$ -deeltjes gemeten worden en de in het absorbermateriaal opgenomen dosis berekend worden.

Tenslotte wordt het verschijnsel "backscattering" aangetoond.

### VI.B.2 INLEIDING

In een instabiele kern die  $\beta$ -actief is, wordt in de kern een neutron in een proton omgezet waarbij een electron en een antineutrino uitgezonden worden. Deze laatste twee deeltjes verdelen de beschikbare hoeveelheid energie die bij de kernovergang behoort. Het electron kan dan een energie bezitten tussen 0 en de bij dat vervalproces behorende eindpunts-energie. De  $e^-$ -deeltjes die het preparaat verlaten vertonen een continue energieverdeling (een continu spectrum) van karakteristieke vorm (zie onderstaande figuur).



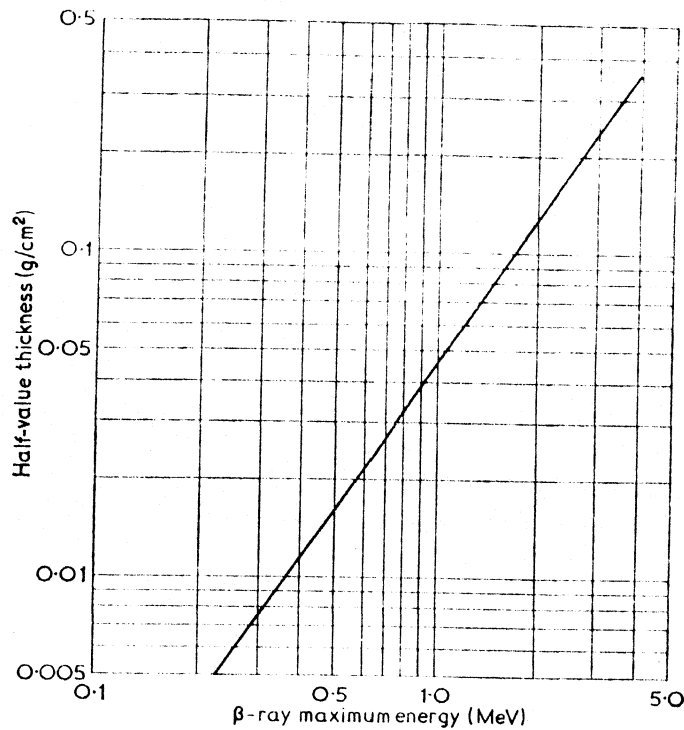
De energieafgifte van electronen in een absorber vindt voor energieën lager dan 1 MeV voornamelijk plaats door ionisaties en excitaties en voor hogere energieën door remstraling (zie § III.5).

De electronen worden in absorbers zeer sterk van richting veranderd (verstrooid). Wanneer we de intensiteit van een bundel  $\beta$ -"straling" achter een absorber opmeten en uitzetten in een grafiek als functie van de absorberdikte, vinden we bij *benadering*, voor niet al te grote absorberdiktes, ondanks de sterke verstrooiing een exponentieel verband. Dat deze afhankelijkheid zoveel een  $e^-$ -macht schijnt te volgen wordt veroorzaakt door het feit dat in een bundel electronen uit  $\beta$ -straling alle energieën volgens het karakteristieke spectrum vertegenwoordigd zijn. Een monoenergetische electronenbundel geeft dus geen exponentieel verband (zie § III.5).

De volgende figuur geeft het empirisch gevonden verband tussen de halfwaarde dikte (bepaald uit het beginstuk van de absorptiecurve) en de eindpuntsenergie.

De dracht kan geschat worden door extrapolatie van de absorptiecurve (zie Bleuler and Goldsmith, blz. 160).

Voor hoog-energetische electronen (groter dan 1 MeV) speelt remstraling een belangrijke rol bij het absorptiemechanisme, waardoor de absorptiecurve gesuperponeerd is op de bijdrage van geregistreeerde röntgenstraling, hetgeen de bepaling van de dracht bemoeilijkt.



### VI.B.3 APPARATUUR

Benodigheden: G.M.-buis met toebehoren, aluminium absorbers en  $\beta$ -bronnen.

Zorg ervoor dat de absorbers zo dicht mogelijk tegen de detector aan staan, daar anders 1) teveel deeltjes worden geteld t.g.v. verstrooiing in de richting van de detector (*scattering in*) en 2) de effectieve dikte van de absorbers niet juist te bepalen is doordat de bundel deels scheef op de absorber valt.

### VI.B.4 EXPERIMENTEN

VI.B.4.1. Bepaal voor  $e^-$ -deeltjes uitgezonden door  $^{204}\text{Tl}$  de dracht in Aluminium en bepaal uit de halfwaarde dikte de eindpuntsenergie.

N.B. *Breng de absorptie in het venster van de G.M.-buis ( $2,5 \text{ mg/cm}^2$ ) en in de lucht tussen de bron en de detector in rekening evenals de achtergrondstraling.*

VI.B.4.2  $^{60}\text{Co}$  vertoont behalve  $\beta$ -activiteit ook  $\gamma$ -activiteit. Bepaal ook voor deze bron de dracht van de  $e^-$ -deeltjes in Al en de eindpuntsenergie.

VI.B.4.3 Een bron die twee soorten  $e^-$ -deeltjes met sterk verschillende eindpuntsenergieën uitzendt is bijv. een  $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$ -bron.  $^{90}\text{Y}$  is een vervalproduct van  $^{90}\text{Sr}$  en beide isotopen zijn in radioactief evenwicht met elkaar. Als totaal wordt de som van het absorptiegedrag van beide componenten gemeten. Bepaal voor beide componenten de dracht in Al en de eindpuntsenergie.

VI.B.4.4 Toon het verschijnsel backscattering aan door met een sterke  $\beta$ -bron een stuk materie (Al) te bestralen en de onder grote hoek verstrooide electronen te detecteren.



N.B. Pas op dat de bron niet rechtstreeks de detector bestraalt.

Toon aan dat de opgevangen deeltjes inderdaad electronen zijn en niet secundaire  $\gamma$ - of R $\ddot{o}$ -straling.

VI.B.4.5 Bepaal voor een zelf te kiezen bron de dosissnelheid in de absorber als alle electronen daarin geabsorbeerd worden.

N.B. De gemiddelde energie van de  $e^-$ -deeltjes kan men grofweg stellen op 0,3 x eindpuntsenergie.

Schat de efficiency van de meetopstelling.

VI.B.5 LITERATUUR

A. Martin + S.A. Harbison - An Introduction to Radiation Protection,  
blz. 74 e.v.

E. Bleuler and G.J. Goldsmith - Experimental Nucleonics, blz. 157 e.v.

G. Böhler - Elementaire Uebungen zur Kernstrahlenmessung, blz. 49, 90 e.v.



VI.C HALFWAARDETIJDMETING AAN  $^{220}\text{Rn}$  en  $^{40}\text{K}$

VI.C.1 DOEL

De vervalconstanten en de halfwaardetijd van radioactieve nucliden worden op drie verschillende manieren gemeten.

De directe en de integrerende methode worden toegepast op  $^{220}\text{Rn}$  en de activiteitsmethode op  $^{40}\text{K}$ .

Tevens kan, zelfs van zeer kortlevende nucliden de begin-bronsterkte en een eventueel opgedane stralingsdosis bepaald worden.

VI.C.2 INLEIDING

Zoals in § II.2 vermeld is, wordt elke radioactieve nuclide gekarakteriseerd door zijn vervalconstanten of door zijn halfwaardetijd, die van de vervalconstanten is afgeleid.

Om twee redenen is het van belang om de halfwaardetijd van een preparaat te kennen. In de eerste plaats kan men aan de hand van de halfwaardetijd de nuclide identificeren en in de tweede plaats dient men, voor de persoonlijke veiligheid en die van het milieu, te weten hoelang en in welke mate een preparaat actief is (denk aan manipulaties, opslag etc.).

Er geldt, als  $n_0$  het aantal instabiele kernen voorstelt op tijdstip  $t=0$  en  $n(t)$  op tijdstip  $t$  en  $\lambda$  de vervalconstanten

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t} \quad (1)$$

waaruit volgt dat voor de halfwaardetijd geldt

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (2)$$

Experimenteel meet men echter alleen de deeltjes-intensiteit  $r(t)$ :

$$r(t) = - \epsilon \frac{dn(t)}{dt} = \epsilon \lambda n(t) \quad (3)$$

met  $\epsilon$  de totale detectie-efficiency (dus inclusief de geometrische efficiency).

Vul vgl. (1) in (3) in:

$$r(t) = \epsilon \lambda n_0 e^{-\lambda t} \quad (4)$$

$$\text{Met } r_0 = \epsilon \lambda n_0 \quad (5)$$

$$\text{geldt dus } r(t) = r_0 e^{-\lambda t} \quad (6)$$

Kennelijk geldt ook voor de gemeten intensiteit een exponentieel verloop in de tijd.

In het hierna volgende zullen we drie methoden bespreken om van een preparaat de halfwaardetijd te bepalen.

VI.C.2.1 De rechtstreekse methode

Als de intensiteit op verschillende tijdstippen wordt gemeten en half-logarithmisch in een grafiek tegen de tijd wordt uitgezet, kan men uit de helling van de lijn  $t_{\frac{1}{2}}$  en  $\lambda$  (zie vgl. (6)) bepalen.

Het is met onze opstelling echter niet mogelijk om momentaan de intensiteit te meten. De meting van een aantal detectorpulsen strekt zich altijd uit over een tijdsinterval  $\Delta t$ , waarbij het niet altijd mogelijk is om  $\Delta t$  voldoende klein te nemen.

Stel de meting begint op tijdstip  $t$  en eindigt op  $t + \Delta t$ .  
Op  $t$  waren aanwezig  $n(t) = n_0 e^{-\lambda t}$  instabiele kernen en op

$$t + \Delta t : \quad n(t + \Delta t) = n_0 e^{-\lambda(t+\Delta t)}$$

Het aantal deeltjes dat in  $\Delta t$  vervallen is bedraagt dan

$$n(t, t+\Delta t) = n(t) - n(t+\Delta t) = n_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (7)$$

De laatste factor is onafhankelijk van  $t$ , dus een constante, zodat er toch een exponentieel verband overblijft tussen het aantal in  $\Delta t$  vervallen kernen en de tijd, ongeacht de grootte van het tijdsinterval  $\Delta t$ , mits dit wel in alle metingen constant is. Van  $n(t, t+\Delta t)$  wordt weer een fractie  $\epsilon$  gemeten, zodat

$$R(t, t+\Delta t) = \epsilon n(t, t+\Delta t) = R_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (8)$$

$$\text{met} \quad R_0 = \epsilon n_0 = \frac{r_0}{\lambda} \quad (9)$$

#### VI.C.2.2 De integrerende methode

Bij dit type metingen wordt het totale, vanaf  $t=0$  gemeten, aantal pulsen  $R(t)$  bepaald als functie van de tijd ( $t$  of  $\tau$ ). Dus

$$\begin{aligned} R(t) &= R(0, t) = \epsilon n(0, t) = \epsilon (n_0 - n_0 e^{-\lambda t}) = \epsilon n_0 (1 - e^{-\lambda t}) = \\ &= \frac{r_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) = R_\infty (1 - e^{-\lambda t}) \end{aligned} \quad (10)$$

Dit resultaat is ook te verkrijgen als wordt gesteld:

$$R(t) = \int_0^t r(\tau) d\tau \quad (11)$$

Ga dit na.

Wanneer  $R(t)$  tegen de tijd wordt uitgezet zal het voor grote waarden van  $t$  ( $t \gg \frac{1}{\lambda}$ ) naar  $R_\infty$  naderen en dan constant blijven, omdat de bron uitgestoven is. ( $R_\infty$  heeft dezelfde waarde als  $R_0$  uit de voorgaande methode). In de praktijk echter blijft dan toch het gemeten aantal pulsen stijgen door toedoen van de achtergrondstraling e.d.  
Uit vgl. (10) volgt:

$$R_\infty - R(t) = R_\infty e^{-\lambda t} \quad (12)$$

Dus  $R_\infty - R(t)$  vertoont weer een exponentieel verband met de tijd, zodat  $t_{\frac{1}{2}}$  en  $\lambda$  grafisch bepaald kunnen worden.

#### VI.C.2.3 De activiteitsmethode

Volgens § II.3 geldt:

$$A(t) = - \frac{dn(t)}{dt} = \lambda n(t) \quad (13)$$

waarbij  $A(t)$  gedefinieerd is als de activiteit van een bron.  
In het bijzonder geldt voor de begin-activiteit

$$A_0 = - \left( \frac{dn(t)}{dt} \right)_{t=0} = \lambda n_0 \quad (14)$$

Men kan ook schrijven

$$r_o = - \epsilon \left( \frac{dn(t)}{dt} \right)_{t=0} = \epsilon \lambda n_o \quad (15)$$

De begin-intensiteit kan men goed benaderen door  $\frac{R(0, \Delta t)}{\Delta t}$  te bepalen, waarbij moet gelden  $\Delta t \ll \frac{1}{\lambda}$ , dus

$$\frac{R(0, \Delta t)}{\Delta t} \approx r_o \quad (16)$$

Vgl. (15) gecombineerd met (16) levert

$$\lambda \approx \frac{R(0, \Delta t)}{\Delta t} \cdot \frac{1}{\epsilon n_o} \quad \text{mits } \Delta t \ll \frac{1}{\lambda}$$

De rechtstreekse methode leent zich alleen voor preparaten waarvan de activiteit binnen de experimenteertijd goed merkbaar afneemt, terwijl voor toepassing van de integrerende methode de bron zelfs binnen de experimenteertijd uitgestorven moet zijn om  $R_\infty$  te bepalen.

In het bijzonder voor zeer grote halfwaardetijden - de methode werkt ook voor kortere vervaltijden - leent de activiteitsmethode zich het beste. Men dient dan wel over voldoende gegevens te beschikken over de detector-opstelling en over het bronmateriaal om respectievelijk  $\epsilon$  en  $n_o$  te bepalen.

Voor de eerste twee methoden is een serie metingen vereist, terwijl voor de derde methode slechts één meting voldoende is.

### VI.C.3 APPARATUUR

Benodigd zijn: G.M.-buis met toebehoren, preparaten die  $^{220}\text{Rn}$  en  $^{40}\text{K}$  bevatten, een loodkasteel en een Mettlerbalans.

Radon is een edelgas en het isotoop  $^{220}\text{Rn}$  komt vrij als vervalproduct van  $^{232}\text{Th}$ , dat als  $\text{Th}(\text{Co}_3)_2$  in een papieren stoffilter en in een knijpflesje is opgesloten.

Het  $^{220}\text{Rn}$  diffundeert uit het bronmateriaal in de ruimte in het knijpflesje. Een gashoudertje, dat via een slangetje en een ventieltje met het knijpflesje is verbonden kan met  $^{220}\text{Rn}$ -houdende lucht worden gevuld door het flesje leeg te knijpen.

Omdat  $^{220}\text{Rn}$   $\alpha$ -deeltjes uitzendt, is het naar de G.M.-buis gekeerde deel van de gashouder afgedekt met zeer dun mylarfolie (ca 1 mg/cm<sup>2</sup>).

Om dezelfde reden ook moet de gashouder zeer dicht bij de G.M.-buis geplaatst worden om absorptie in lucht tegen te gaan.

Het  $^{40}\text{K}$  komt voor 0,0118% voor in natuurlijk kalium. Op het praktikum is een voorraad KCl en KI aanwezig. Na eventueel te zijn verpoederd kan het zout in een bakje onder de G.M.-buis in het loodkasteel worden geplaatst.

### VI.C.4 EXPERIMENTEN

- VI.C.4.1 Bepaal m.b.v. de rechtstreekse methode de halfwaardetijd en de vervalconstante van  $^{220}\text{Rn}$ , door  $R(t, t+\Delta t)$  grafisch uit te zetten tegen  $t$ . Pas een *rechte lijn constructie* toe!

- N.B. 1 De halfwaardetijd ligt in de orde van 1 minuut.  
Kies een geschikte waarde voor  $\Delta t$  en bepaal de tijdstippen  $t$  waarop elke meting gestart moet worden.
- N.B. 2 Voor een goede meting dient de begin-intensiteit minstens 30 tellingen/sec te bedragen.
- N.B. 3 Omdat de gashouder langlevende vervalproducten bevat, kan de achtergrondstraling (dit is straling die niet direct van  $^{220}\text{Rn}$  afkomstig is) het beste achteraf bepaald worden, als de gashouder nog voor de buis staat en het  $^{220}\text{Rn}$  is uitgestorven.

VI.C.4.2 Bereken de bronsterkte en het aantal actieve kernen op  $t=0$  en schat het maximale dosisequivalent t.g.v. het  $^{220}\text{Rn}$  dat men zou krijgen als men de gashouder met de hand zou omvatten totdat de bron uitgestorven is.

N.B. 1 Ga het vervalschema van  $^{220}\text{Rn}$  na!

N.B. 2 Schat de massa van de bestraalde huid. Zie de grafieken in hst V.

VI.C.4.3 Bepaal van  $^{220}\text{Rn}$  de halfwaardetijd en de vervalconstante volgens de integrerende methode. Houd rekening met de achtergrondstraling.

VI.C.4.4 Bepaal de vervalconstante en de halfwaardetijd van  $^{40}\text{K}$  door een hoeveelheid KCl of KI af te wegen en in een daarvoor geschikt bakje onder de G.M.-buis in het loodkasteel te plaatsen.

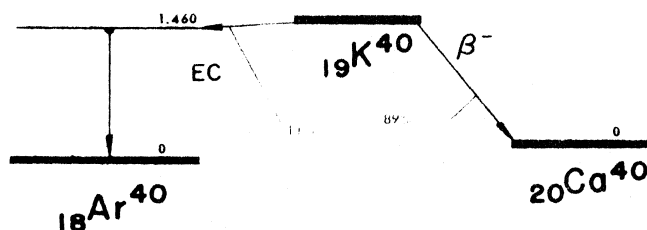
N.B. 1 Voor het merendeel zendt  $^{40}\text{K}$  electronen uit, een reden waarom het laagje KCl of KI niet te dik mag zijn i.v.m. zelfabsorptie in het bronmateriaal.

N.B. 2 Kies i.v.m. de zelfabsorptie het meest geschikte bronmateriaal (KCl of KI).

N.B. 3 De halfwaardetijd van  $^{40}\text{K}$  bedraagt zĳer vele jaren. Kies een geschikt tijdsinterval  $\Delta t$  om in te meten.

N.B. 4 Corrigeer voor achtergrondstraling.

N.B. 5 Een vereenvoudigd vervalschema van  $^{40}\text{K}$  is hieronder gegeven.



Behalve  $\beta^-$  activiteit vertoont  $^{40}\text{K}$  ook electronvangst, waarna een  $\gamma$ -deeltje wordt uitgezonden. Beide processen verlopen ieder met een eigen vervalkans resp.  $\lambda_\beta$  en  $\lambda_{\text{EC}}$ .

Bedenk dat de G.M.-buis voornamelijk electronen registreert en nauwelijks  $\gamma$ -straling, zodat de uit de meting volgende vervalconstante die van het  $\beta$ -verval ( $\lambda_\beta$ ) is. Er geldt  $\lambda_{\text{EC}} = 0,13 \lambda_\beta$ .

De totale vervalconstante wordt dan

$$\lambda = \lambda_\beta + \lambda_{\text{EC}} = 1,13 \lambda_\beta$$

zodat

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{t_{\frac{1}{2}\beta}}{1,13}$$

VI.C.5 LITERATUUR

Bleuler and Goldsmith - Experimental nucleonics, blz. 117 e.v. en  
blz. 135 e.v.

Lederer, Hollander and Perlman - Table of Isotopes

Enge - Introduction to Nuclear Physics, blz. 225

F. Tyler - A Laboratory Manual of Physics SI units, exp. 154





## VI.D NEUTRONEN ACTIVERING, OPBOUW- EN VERVALCURVE

### VI.D.1 DOEL

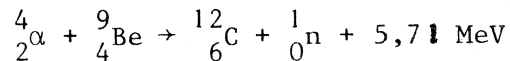
De bedoeling van dit experiment is inzicht te verkrijgen in de mate waarin een trefplaatje door beschieting met neutronen radioactief gemaakt wordt, als functie van de bestralingsduur. Ook zal een schatting gemaakt worden van de werkzame doorsnede voor neutronenvangst en het ontvangen dosisequivalent.

### VI.D.2 INLEIDING

De hierna volgende inleiding kan voor alle neutronenactiveringsexperimenten gebruikt worden. Welke informatie we ook willen halen uit de neutronenbronexperimenten, of het nu informatie betreft over de neutronen zelf of over de bestraalde materialen, altijd zullen we trefplaatjes bij de bron moeten plaatsen in de hoop dat de neutronen een reactie aangaan met het materiaal van het trefplaatje (de neutronen zelf zijn niet direct detecteerbaar). Aan de trefplaatjes moet dan tijdens of na het bestralen gemeten worden. In onze experimenten gaat het voornamelijk om (n,γ)-reacties waarbij radioactieve nucliden gevormd worden.

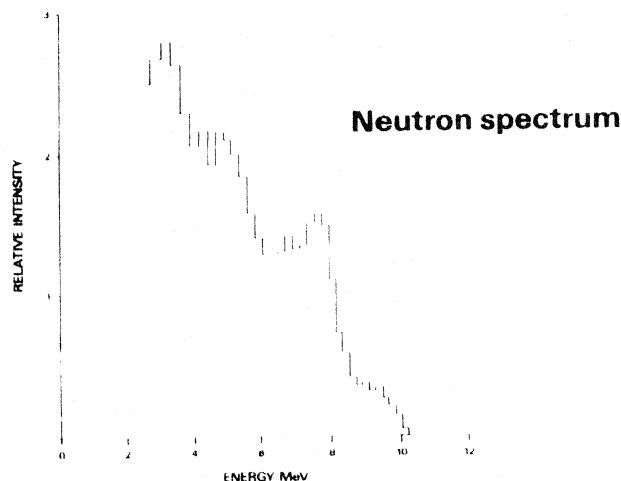
De neutronenbron bestaat uit een goed doorelkaar gemengde hoeveelheid  $^{241}_{95}\text{Am}$  en  $^9_4\text{Be}$ , die in een grote met paraffine gevulde roestvrij stalen houder is opgeborgen. Tijdens het experimenteren wordt de bron in een watervat gehangen.

Het  $^{241}_{95}\text{Am}$  zendt een α-deeltje uit, dat door een  $^9_4\text{Be}$ -kern kan worden opgenomen. Als resultaat van deze reactie komt er een neutron vrij:



De vrijkomende energie van 5,71 MeV wordt tesamen met de kinetische energie van het α-deeltje (maximaal 5,49 MeV) verdeeld over de kinetische energie van het neutron, de aangeslagen toestanden van de  $^{12}_6\text{C}$ -kern en de kinetische energie van het  $^{12}_6\text{C}$ -atoom.

Het spectrum van de neutronen heeft een continu karakter; de maximale energie ligt bij ongeveer 10,2 MeV.



Wanneer men de neutronenbron omgeeft met materie (bij wijze van absorber) zullen de neutronen, omdat ze ongeladen zijn, geen Coulombinteractie vertonen met de elektronenwolken of met de kernen. Zij kunnen slechts via kernkrachten met kernen in wisselwerking treden: er kan sprake zijn van al

dan niet elastische neutronenverstrooiing of van neutronenvangst waarbij een neutron wordt opgenomen in een kern zodat er een andere, mogelijk radioactieve nuclide ontstaat.

Welk interactieproces de voorkeur geniet hangt af van de neutronenenergie en van de soort kern.

Zodra verstrooiing of vangst optreedt, is het neutron uit de oorspronkelijke bundel verdwenen, hetgeen aanleiding geeft tot een exponentieel verloop van de bundelintensiteit als functie van de dikte van de absorber. Er geldt:

$$n(x) = n_0 e^{-N(\sigma_s + \sigma_c)x}$$

In deze formule is  $n_0$  het aantal neutronen in de invallende bundel en  $n(x)$  is het aantal neutronen achter de absorber met dikte  $x$ , terwijl  $N$  de deeltjesdichtheid van de absorber is en  $\sigma_s$  en  $\sigma_c$  de werkzame doorsneden voor resp. neutronenverstrooiing en neutronenvangst. Zo bedraagt de halfwaardedikte in lood voor neutronen met een energie van enkele MeV's ongeveer 6 cm (vergelijk dit met de halfwaardedikte voor  $\alpha$ -,  $\beta$ - en  $\gamma$ -straling).

Men heeft de neutronen op grond van hun energie grofweg in drie klassen ingedeeld:

- 1) snelle neutronen,  $E > 2$  MeV
- 2) epithermische neutronen  $0,2$  MeV  $< E < 2$  MeV
- 3) thermische neutronen  $E < 0,2$  MeV

De begrippen (epi)thermische neutronen en thermische energie worden later in deze inleiding besproken.

Voor de snelle neutronen treedt meestal een  $(n,n')$ -reactie op: het neutron wordt elastisch of inelastisch (de kern wordt aangeslagen) verstrooid, of het wordt na vangst door de kern meteen weer uitgezonden. Hierbij ondergaat het neutron een impuls- en een energieverandering.

Thermische neutronen, die gezien hun energie langzaam zijn, kunnen door een kern worden ingevangen. De kern heeft dan een verhoogde energie-inhoud die hij weer kan verlagen of door reëmissie van een langzaam neutron (een  $(n,n')$ -reactie) of door uitzending van  $\gamma$ -straling, waarbij dus het neutron in de kern achterblijft: een  $(n,\gamma)$ -reactie.

Het zijn de reacties van het laatste type waarbij nieuwe nucliden ontstaan die voor onze experimenten van belang zijn.

De kans op vangst van langzame neutronen is ruwweg evenredig met  $1/v$  (waarbij  $v$  de snelheid van de neutronen voorstelt), dus in feite is die kans evenredig met de tijd die de neutronen in de buurt van de kern doorbrengen. Bij toenemende energie van de neutronen neemt de invangkans af, terwijl het energieoverschot in de kern, als er toch vangst plaats vindt, groter wordt. Wanneer de energieinhoud van de nieuw te vormen nuclide overeenkomt met een stationnaire toestand van die nuclide, bestaat er een verhoogde kans op vangst. Dus voor zeer specifieke waarden van de neutronenenergie, die meestal in het epithermisch gebied liggen, treden deze zgn. *resonanties* op.

Uit het bovenstaande blijkt dat de  $(n,\gamma)$ -reacties vooral optreden bij de langzame neutronen. De neutronenbron zendt echter in hoofdzaak snelle neutronen uit, zodat we een *moderator* nodig hebben die de energie van de neutronen reduceert. De neutronen zullen door verstrooiing (elastische of inelastische botsingen) aan kernen van het moderator-materiaal hun energie kwijtraken. Dit gaat het meest effectief als het neutron en de moderatorkern een vergelijkbare massa hebben. In de praktijk omhult men de neutronenbron met stoffen die veel chemisch losgebonden lichte kernen bevatten, bij voorkeur waterstof. Veel gebruikte stoffen zijn water en paraffine.

In water zijn maar enkele tientallen botsingen nodig om een neutron met een energie van 10 MeV zodanig af te remmen dat zijn kinetische energie van dezelfde grootte is als de energie die de moleculen in zijn omgeving hebben op grond van hun temperatuur. De neutronen heten dan *thermisch* en

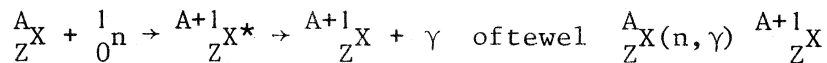
hun snelheden zijn verdeeld volgens een Maxwellverdeling waarvan de karakteristieke temperatuur gelijk is aan de temperatuur T van het water. De gemiddelde energie van de thermische neutronen ligt in de buurt van  $kT$  ( $k$  is de Boltzmannconstante) en bedraagt voor kamertemperatuur ongeveer 0,025 eV.

Na een waterlaag van ongeveer 4 cm dikte treft men de grootste flux van thermische neutronen aan. N.B. *De fluxverdeling van de thermische neutronen wijkt zeer sterk af van een  $1/r^2$ -verloop.* Als het watervat groot genoeg is, worden de meeste neutronen ingevangen door H-kernen van het water, waarbij  $^1_1D$  gevormd wordt, terwijl de overige neutronen aan het watervat kunnen ontsnappen.

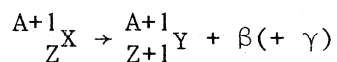
In al onze experimenten met de neutronenbron worden trefplaatjes in het watervat gehangen. Het materiaal van deze plaatjes is zo gekozen dat er een grote invangkans van neutronen bestaat en dat er na vangst een niet-stabiele, dus radioactieve, nuclide gevormd wordt: *neutronenactivering*. Uit de mate van de activiteit van het trefplaatje kunnen conclusies getrokken worden omtrent de eigenschappen van de neutronen, van de neutronbron, van de kern uit het trefplaatje zelf, of van de chemische samenstelling van het trefplaatje d.m.v. identificatie van de straling (*non-destructieve analyse methode*).

We zullen nu nagaan op welke wijze de meeste geactiveerde nucliden vervallen en hoe groot het aantal actieve kernen als functie van de tijd is.

Stel dat de stabiele kern  $^A_ZX$  een neutron invangt, zodat via een  $(n, \gamma)$ -reactie een andere, mogelijk instabiele nuclide ontstaat:



Op de nuclidenkaart (zie blz. 17) bevinden de stabiele nucliden van het type  $^A_ZX$  zich in het gearceerde gebied. Nucliden van het type  $^{A+1}_ZX$  kunnen zich ter rechterzijde buiten het gearceerde gebied bevinden, in welk geval ze  $\beta$ -activiteit vertonen. In de kern wordt een neutron in een proton omgezet, waarbij een electron en een antineutrino uitgezonden worden, terwijl er vaak ook nog uitzending van  $\gamma$ -straling volgt. Het in de kern achterblijvende proton zorgt ervoor dat er een nuclide van een ander element Y gevormd wordt, die zich meestal weer in de stabiele band bevindt:



Laten we voor het gemak de nucliden  $^A_ZX$  en  $^{A+1}_ZX$  aanduiden met resp. X en  $X_1$ .

De aanmaak van actieve nucliden  $X_1$  is evenredig met de neutronenflux  $\phi$ , de werkzame doorsnede van de kern X voor neutronenvangst (invangkans)  $\sigma$  en het aantal aanwezige X-kernen  $N_X$ .

Bij goede benadering wordt er per tijdseenheid een constante hoeveelheid nieuwe kernen  $X_1$  gevormd. Echter, de kernen  $X_1$  zijn niet stabiel en vervallen met een vervalkans  $\lambda$ . Op een gegeven moment zal de aanmaak van  $X_1$ -kernen in evenwicht zijn met het verlies ervan door radioactief verval. Het aantal aanwezige  $X_1$ -kernen  $n_{X_1}$  blijft dan bij verdere bestraling constant: er treedt *verzadiging* op en er geldt tijdens bestraling (de bestralings-tijd wordt aangeduid met  $t_b$ ):

$$n_{X_1}(t_b) = \frac{N_X \sigma \phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_b}) \quad \text{met} \quad \frac{N_X \sigma \phi}{\lambda} \quad \text{als de verzadigings-}$$

waarde.

Na beëindiging van de bestraling neemt het aantal  $n_{X_1}$  af volgens

$$n_{X_1}(t) = (n_{X_1})_0 e^{-\lambda t} \quad \text{waarbij } (n_{X_1})_0 \text{ het aantal kernen is}$$

direct na beëindiging van de bestraling.

### VI.D.3 APPARATUUR

Benodigd zijn een neutronenbron, trefplaatjes (Vanadium) en een G.M.-buis met toebehoren.

De neutronenbron wordt neergelaten in een watervat, waarin een aantal sleuven is aangebracht om de trefplaatjes in op te hangen.

De G.M.-buis kan het best in de verticale houder geplaatst worden.

*Denk aan de lichtgevoeligheid van de buis.*

### VI.D.4 EXPERIMENTEN

VI.D.4.1 Meet het verloop van de activiteit van een Vanadium trefplaatje als functie van de bestralingsduur en bepaal de bij dit proces behorende karakteristieke tijd ( $1/\lambda$ ).

N.B.1. Na beëindiging van de bestraling bedraagt het aantal actieve kernen  $(n_{X_1})_0$  en het zal in de loop van de tijd afnemen volgens

$$n_{X_1}(t) = (n_{X_1})_0 e^{-\lambda t} .$$

Het aantal pulsen dat de detector per tijdseenheid afgeeft, bedraagt

$$r(t) = \varepsilon \lambda (n_{X_1})_0 e^{-\lambda t} = r_0 e^{-\lambda t}$$

(zie VI.C.2)

Met onze meetopstelling kunnen we de intensiteit  $r(t)$  niet momentaan meten; de meting van het aantal getelde deeltjes start op een bepaald tijdstip  $t$ , en strekt zich uit over  $\Delta t$  seconden ( $\Delta t$  hoeft niet klein te worden genomen), zodat we in totaal meten

$$\begin{aligned} R(t_1, t_1 + \Delta t) &= \int_{t_1}^{t_1 + \Delta t} r(t) dt = \int_{t_1}^{t_1 + \Delta t} \varepsilon \lambda (n_{X_1})_0 e^{-\lambda t} dt = \\ &= \varepsilon (n_{X_1})_0 \left( e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda(t_1 + \Delta t)} \right) \end{aligned}$$

Hieruit kan de conclusie getrokken worden dat  $R(t_1, t_1 + \Delta t)$  evenredig is met  $(n_{X_1})_0$ .

Voor het meten van het verloop van  $(n_{X_1})_0$  tegen de bestralingsduur is het dus voldoende om per meetpunt één keer  $R(t_1, t_1 + \Delta t)$  te meten.

*Voor de verschillende meetpunten dienen de tijdstippen  $t_1$  en  $t_1 + \Delta t$  steeds dezelfde te zijn t.o.v. het moment waarop de bestraling beëindigd wordt.*

N.B.2. Als de neutronen-absorptie in het trefplaatje groot is zal de activiteit aan de voorkant van het trefplaatje (de naar de bron toegekeerde zijde) anders zijn dan aan de achterkant van het plaatje. (Een en ander is afhankelijk van de positie van het plaatje in het watervat.) En aangezien we vooral de elektronen uit de  $\beta$ -straling meten, zullen we in de detector hoofdzakelijk straling ontvangen van

de kernen die dicht bij het oppervlak van het plaatje liggen. Straling die van dieper gelegen kernen afkomstig is, wordt in het trefplaatje zelf reeds geabsorbeerd.

*Meet daarom consequent aan de naar de bron toegekeerde of van de bron afgewende zijde van het trefplaatje.*

VI.D.4.2 Meet de halfwaardetijd op van het vervalproces van  $^{52}_{23}\text{V}$ . Kies één van de methodes zoals beschreven in hoofdstuk VI.C en vergelijk het verband tussen de opbouwkromme en de vervalcurve.

VI.D.4.3 Maak een schatting van de werkzame doorsnede voor thermische-neutronenvangst.

Bedenk zelf een meetmethode en bepaal de daarvoor benodigde grootheden. Overleg met de assistent!

VI.D.4.4 Bepaal de maximale bronsterkte van een geactiveerd Vanadiumplaatje en bepaal het dosisequivalent dat men van een maximaal geactiveerd Vanadiumplaatje zou ontvangen, wanneer men het plaatje gedurende een zekere tijd, zeg 10 minuten, in de hand zou vasthouden.

#### VI.D.5 LITERATUUR

Yuan Wu - Methods of Experimental Physics, Nuclear Physics part B, blz. 557 e.v.

E. Bleuler and G.J. Goldsmith - Experimental Nuclear Physics Hst. 4



## VI.E NEUTRONEN ACTIVERING, SAMENGESTELDE VERVALCURVE

### VI.E.1 DOEL

Naast het kennismaken met het verschijnsel neutronenactivering is het de bedoeling van dit experiment dat men van een preparaat dat uit twee soorten nucliden bestaat, de halfwaarde tijd van elke nuclide apart bepaalt.

We zullen ook de maximale bronsterkte van het preparaat bepalen en we zullen bekijken in welke mate de bestralingsduur van invloed is op de verhouding van de activiteiten van de beide componenten in het trefplaatje.

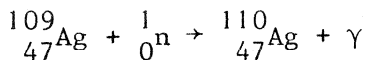
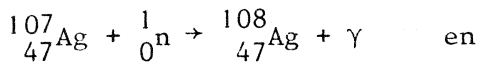
Tenslotte zullen we het dosisequivalent bepalen dat we maximaal van ons trefplaatje kunnen opdoen.

### VI.E.2 INLEIDING

Zie eerst de inleidingen in § VI.C.2 en § VI.D.2.

We zullen in ons experiment gebruik maken van zilveren trefplaatjes. Zilver bestaat voor 51,35% uit  $^{107}_{47}\text{Ag}$  en voor 48,65% uit  $^{109}_{47}\text{Ag}$ .

Bij neutronenvangst treden de volgende reacties op:



Zowel  $^{108}_{47}\text{Ag}$  als  $^{110}_{47}\text{Ag}$  is radioactief en vertoont  $\beta$ -verval, ieder met een eigen halfwaardetijd.

Dit preparaat levert een vervalcurve op die de som is van de twee afzonderlijke vervalcurves, die beiden volgens een e-macht verlopen, echter met verschillende vervalconstanten.

Voor grote tijden zal deze samengestelde vervalcurve alleen gevormd worden door de langstlevende component - de kortstlevende component is dan uitgestorven -, zodat op half-logarithmisch papier de helling en dus de halfwaardetijd en  $\lambda$  van de langstlevende component te bepalen is.

Door deze vervalcurve naar kleine tijden te extrapoleren en af te trekken van de totale vervalcurve, zijn de halfwaardetijd en  $\lambda$  van de kortstlevende component te bepalen.

### VI.E.3 APPARATUUR

Voor dit experiment hebben we nodig een neutronenbron, zilveren trefplaatjes en een G.M.-buis met toebehoren, waaronder een automatische teller.

De neutronenbron wordt neergelaten in een watervat, waarin een aantal sleuven is aangebracht om de trefplaatjes in op te hangen.

De G.M.-buis kan het best in de verticale houder geplaatst worden.

*Denk aan de lichtgevoeligheid van de buis.*

### VI.E.4 EXPERIMENTEN

VI.E.4.1 Neem van een geactiveerd zilverplaatje de vervalcurve op en bepaal voor beide componenten de halfwaardetijd en de vervalkans.

- N.B.1 De halfwaardetijden van  $^{108}_{47}\text{Ag}$  en  $^{110}_{47}\text{Ag}$  liggen in de orde van respectievelijk enkele minuten en enige tientallen seconden. Bepaal aan de hand hiervan de bestralingstijd voor een zo groot mogelijke activiteit van het trefplaatje.
- N.B.2 Omdat de activiteit van 1 trefplaatje zeer gering is, treden er in de vervalcurve grote statistische onzekerheden op. Herhaal deze meting daarom minstens driemaal. Gebruik telkens een ander trefplaatje om niet telkens de rest-activiteit van een voorgaande bestraling mee te meten en tel de resultaten van alle metingen bij elkaar op en pas eventueel een middeling toe. Zorg ervoor dat de trefplaatjes identiek zijn en zie er op toe dat de bestralings- en meetomstandigheden constant zijn (bestralingsduur, positie in watervat, tijd verlopen tussen einde van bestraling en start meting, naar de detector gekeerde zijde van het plaatje, zie N.B.2 in VI.D.4.1).
- N.B.3 Houd rekening met de achtergrondstraling, vooral licht van de zon en T.L.-buizen.
- VI.E.4.2 Verander - overleg met de assistent - de bestralingstijd en vergelijk de verhouding van de beginintensiteiten van beide componenten met die uit de vorige meting.
- VI.E.4.3 Bepaal voor de trefplaatjes uit de eerste meting de bronsterkte op het moment van het beëindigen van de bestraling.
- VI.E.4.4 Bereken het dosisequivalent dat men maximaal zou ontvangen wanneer men het trefplaatje gedurende een zekere tijd, zeg 10 minuten, in de hand zou vasthouden.
- VI.E.5 LITERATUUR
- Deze handleiding - Hst VI.C en VI.D
- E. Bleuler and G.J. Goldsmith - Experimental Nucleonics Hst. 4



## II DETECTOREN

### II.1 ALGEMEEN

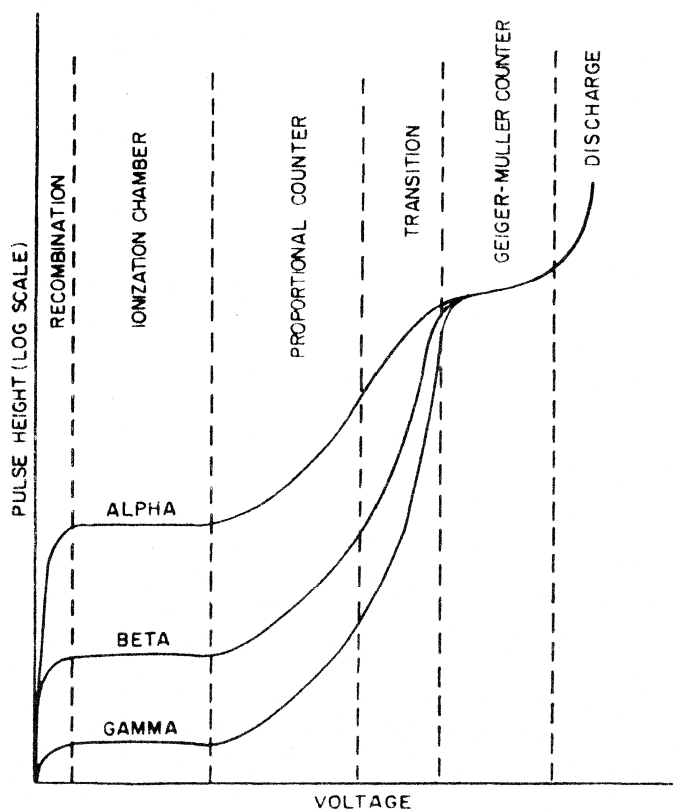
Een instrument dat de door een radioactief preparaat uitgezonden straling of deeltjes omzet in een signaal dat door ons kan worden verwerkt heet een detector. In het algemeen gezegd registreert een detector geladen deeltjes en berust de werking van de detector op het ioniserend en/of exciterend vermogen van de geladen deeltjes. Ook  $\gamma$ -straling is, zij het *indirect*, volgens bovenstaand principe te detecteren. Eerst moet dan het  $\gamma$ -quant via één van de interactiemechanismen met de materie waarvan de detector is opgebouwd, één of meerdere geladen deeltjes vrij maken, die dan voor die ionisaties en/of excitaties kunnen zorgen.

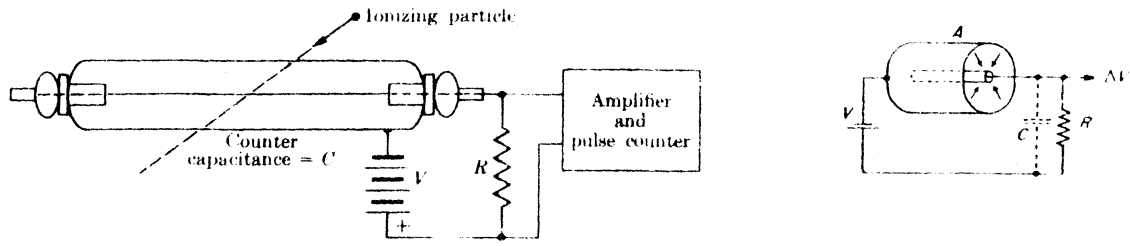
De informatie die de detector geeft over de radioactiviteit kan verschillen al naar gelang de constructie van het instrument. Zo kunnen we bijvoorbeeld detectoren construeren voor de bepaling van de aard van de straling, voor de activiteit van de bron, voor de intensiteit van de bundel, voor de energie van de deeltjes of stralingsquanta, voor de massa van de deeltjes, voor de impuls, voor de totale hoeveelheid afgegeven energie (dosis), voor het exacte tijdstip van het radioactieve vervalproces etc.

We zullen een kort overzicht geven van de meest gebruikelijke types detectoren. Voor uitvoeriger informatie, in het bijzonder over die detectoren die tijdens het praktikum worden gebruikt, dient de literatuur te worden geraadpleegd.

### II.2 GASGEVULDE DETECTOREN

Het algemene principe waarop de werking van een gasgevulde detector berust is het omzetten van de ionisatie die door een geladen deeltje (eventueel door een  $\gamma$ -quant vrijgemaakt) in het gas of in de wand van de detector wordt te weeggebracht, in een elektrische stroom of stroomstoot. Hiertoe worden twee elektroden in het gas aangebracht, meestal in de vorm van een draad binnen een metalen cylinder, waartussen een potentiaalverschil wordt aangelegd. Afhankelijk van de grootte van de spanningsgradient spelen zich in het gas verschillende processen af, waardoor verschillende types detectoren ontstaan (zie onderstaande figuren), die we in het kort zullen bespreken.





De gevoeligheid ( ook wel *efficiency* genoemd ) van gasgevulde detectoren voor verschillende stralingssoorten is afhankelijk van het ioniserend vermogen van die straling. De gevoeligheid is daarom groot voor  $\alpha$ -deeltjes, electronen en positronen, die t.g.v. hun lading een groot ioniserend vermogen bezitten. Een  $\alpha$ -deeltje zal daarbij door zijn geringe dracht meestal zijn gehele energi aan de detector afstaan. Een electron of positron zal in vele gevallen niet volledig worden afgestopt.

Voor  $\gamma$ -straling is de gevoeligheid veel kleiner. Hierbij reageert de detector voornamelijk via de secundaire electronen die vrijkomen bij de interacties van de  $\gamma$ -straling met de wand van de detector.

Voor neutronen is de detector alleen gevoelig wanneer hij is gevuld met een gas waarvan de atoomkernen met de neutronen reacties aan kunnen gaan waarbij geladen deeltjes worden geproduceerd, zoals bij boriumtrifluoride  $\text{BF}_3$ . Een meer gedetailleerde beschrijving van gasgevulde detectoren, waarin begrippen als dode tijd, quenching, plateau, efficiency etc. worden toegelicht, kan in de meeste boeken over kernfysica worden gevonden.

### VII.2.1 Ionisatiekamer

In een ionisatiekamer worden de door de "straling" geproduceerde negatieve electronen en positieve ionen door de aangelegde spanning naar de elektroden getransporteerd voordat zij de gelegenheid krijgen om te recombineren. In het elektrisch circuit waarin de elektroden zijn opgenomen ontstaat hierdoor een stroom in de orde van  $10^{-14}$  A. Met behulp van een grote impedantie kan deze stroom in een meetbare spanning worden omgezet. De ionisatiekamer is meestal gevuld met lucht of argon van normale druk.

De energie die gemiddeld nodig is om een electron-ion paar te vormen is nagenoeg onafhankelijk van het soort gas waarmee de ionisatiekamer is gevuld en bedraagt steeds ongeveer 30 eV. De grootte van de gemeten stroom is daardoor een maat voor de totale energie die de straling per seconde aan het gas heeft afgestaan. Door het meten van de stroom kunnen we dus de totale energie bepalen die per seconde in de detector wordt geabsorbeerd. De detector fungeert dan als *energiedosismeter*.

Bekijken we de afzonderlijke spanningspulsen die ontstaan wanneer stralingsdeeltjes in de detector worden afgestopt, dan is, voor het geval de deeltjes volledig in de detector worden geabsorbeerd (bijv.  $\alpha$ -deeltjes), de hoogte van de waargenomen puls een directe maat voor de energie van het stralingsdeeltje dat de puls veroorzaakt. In dat geval kan de detector worden gebruikt voor de meting van het energiespectrum van de straling. Men spreekt dan van een *puls-ionisatiekamer*.

### VII.2.2 Proportionele telbuis

Worden de in het gas gevormde electronen en ionen door het elektrische veld tussen de elektroden voldoende versneld dan treden door botsingen met gasatomen secundaire ionisaties op. Dit heeft tot gevolg dat de lading die de elektroden bereikt vele malen groter is dan in de ionisatiekamer. Doordat de gasversterkingsfactor bij één bepaalde waarde van de aangelegde spanning een constante grootte heeft is de resulterende stroom- of spanningsstoot echter nog wel direct evenredig met de energie die het binnenkomende stralingsdeeltje aan het gas heeft afgestaan.

Door het proces van gasvermenigvuldiging is de stroom- of spanningsstoot in dit geval echter geen directe maat meer voor de in de detector geabsorbeerde energie. Vandaar dat dit type detector voornamelijk wordt gebruikt voor vergelijkende metingen van energieën van stralingsdeeltjes en voor de registratie van energiespectra. De constructie van de buis is in de praktijk zodanig dat de pulshoogte niet afhangt van de plaats in de buis waar de ionisatie zich voordoet.

### VII.2.3 Geiger-Müller telbuis

Worden de in het gas gevormde electronen en ionen zo veel versneld dat de secundair gevormde ladingsdragers op hun beurt ook weer ionisaties teweeg kunnen brengen, dan ontstaat een lawineeffect, met als gevolg een stroomstoot in het electricch circuit dat de spanningsgradient in de buis opwekt. Bekijken we de spanningspuls die we met behulp van een grote impedantie uit deze stroomstoot kunnen vormen, dan heeft de grootte van deze puls geen enkele relatie meer met de energie van het stralingsdeeltje dat de ionisatie opwekte. De puls geeft dus alleen de informatie dat er een deeltje in de detector is binnengekomen en geeft geen informatie over de energie. Geiger-Müller telbuizen worden daarom voornamelijk gebruikt als deeltjes-tellers, dus ter bepaling van de intensiteit van de bundel of van de activiteit van de bron. Door hun eenvoudige constructie worden ze vaak toegepast. N.B. De waarde van de werkspanning van een gasgevulde detector is geen vaste indicatie voor het type detector. Door verschil in geometrische constructie kan de werkspanning van een proportionele telbuis hoger zijn dan voor een G.M. buis. Immers het electricch veld tussen de electroden wordt bepaald door de spanningsgradient.

### VII.3 SCINTILLATIE DETECTOREN

De werking van een scintillatiedetector berust op de eigenschap van het voor de detector gebruikte materiaal om een lichtflits (scintillatie, meestal blauw of ultraviolet) uit te zenden wanneer er een stralingsdeeltje in de detector wordt geabsorbeerd. De lichtflits bestaat uit een zeer groot aantal fotonen die worden uitgezonden door atomen die in het detectormateriaal door geladen deeltjes, meestal electronen, geëxciteerd worden (fosforescentie). Het aantal fotonen, dus de intensiteit van de lichtflits, is evenredig met de hoeveelheid energie die het deeltje in het detectormateriaal afstaat. Een scintillatiedetector is daarom een proportionele detector die kan worden gebruikt om de energie van de opvallende stralingsdeeltjes te meten. Teneinde de scintillatie om te zetten in een electricch spanningspuls wordt het scintillatiemateriaal vastgekit op de fotokathode van een fotomultiplicatorbuis. Deze buis zorgt dan tevens voor een voorversterking van de gedetecteerde puls.

Als scintillatormaterialen worden gebruikt:

- 1) Anorganische kristallen zoals NaI en CaF<sub>2</sub>. De meest gebruikte scintillatiedetector is de natriumjodidedetector, meestal geactiveerd met ongeveer 1% thallium. Dit laatste om het scintillatieproces te bevorderen. De scintillatiefotonen worden geproduceerd wanneer energie kan worden geabsorbeerd uit de wisselwerking met geladen deeltjes, in de meeste gevallen electronen. Wanneer  $\gamma$ -straling op de detector valt worden deze geladen deeltjes in de vorm van electronen en positronen geproduceerd via fotoeffect, comtoneffect en paarvormingseffect. Door het hoge atoomnummer van jodium is de NaI detector zeer geschikt voor de detectie van  $\gamma$ -straling.

Omdat NaI sterk hygroscopisch is, is het kristal in een droge atmosfeer gemonteerd en hermetisch van de buitenlucht afgesloten. Behalve luchtdicht moet de detectoromhulling ook lichtdicht zijn, i.v.m. de gevoeligheid van de fotomultiplicatorbuis voor gewoon (dag)licht.

CaF<sub>2</sub>-kristallen, geactiveerd met Europium, kunnen goed worden gebruikt voor de detectie van elektronen en positronen.

- 2) Organische kristallen zoals anthraceen en stilbeen. Deze kristallen vertonen een lagere lichtopbrengst dan NaI (Tl) maar hebben een lichtflits van kortere duur.
- 3) Organische vloeistoffen, meestal bestaande uit oplossingen van grote organische moleculen in toluen of xyleen. De eigenschappen zijn ongeveer gelijk aan die van anthraceen.
- 4) Plastics (ook vloeistoffen), zoals polystyreen en polyvinyltoluene. Deze worden eveneens gekenmerkt door een lagere lichtopbrengst en een korte duur van de lichtflits.

Het mechanisme van de scintillatie is zeer gecompliceerd en verschilt sterk voor anorganische kristallen en organische stoffen. In de praktijk blijkt dat de energie die in de scintillator uit de opvallende straling moet worden geabsorbeerd voor de uiteindelijke productie van 1 fotoelectron in de fotokathode de volgende grootte heeft: voor NaI (Tl), afhankelijk van samenstelling van kristal en fotokathode, ongeveer 400 eV/fotoelectron, voor anthraceen ongeveer 2000 eV/fotoelectron, voor plastic ongeveer 5000 eV/fotoelectron.

Voor de praktijk belangrijke eigenschappen van een scintillatiedetector zijn verder:

- a) de detectie-efficiency; deze is o.a. afhankelijk van het atoomnummer van de scintillator en van zijn afmetingen.
- b) lineariteit van de energierespons; deze is gewaarborgd, mits de pulsvoerende en verwerkende apparatuur lineair werken.
- c) energiescheidend vermogen; deze is afhankelijk van het aantal fotoelectronen dat per scintillatie door de fotokathode wordt afgegeven.

#### VII.4 HALFGELEIDERDETECTOREN

De werking van een halfgeleiderdetector berust in principe op ionisatie door de in de detector vallende straling of deeltjes, die uiteindelijk resulteert in excitatie van elektronen uit de valentieband naar de geleidingsband, waardoor er geleidingselectronen en gaten ontstaan. Deze geven aanleiding tot een elektrische stroom of stroomstoot wanneer via twee elektroden een uitwendig elektrisch veld in de halfgeleider is aangelegd. Het aantal elektronen en gaten dat wordt gevormd is evenredig met de geabsorbeerde energie, m.a.w. de detector is proportioneel. De werking van de halfgeleiderdetector is volledig analoog aan die van de gasgevulde pulsionisatiekamer.

Men moet bij de constructie van een halfgeleiderdetector aan een aantal eisen voldoen:

- a) De *lekstroom*, dit is de stroom die loopt als er geen straling op de detector valt, moet klein zijn. Fluctuaties in deze stroom kunnen anders niet worden onderscheiden van pulsen t.g.v. absorptie van stralingsdeeltjes.
- b) De *vrije levensduur* en de *mobiliteit* van de gevormde elektronen en gaten moet voldoende groot zijn opdat de ladingsdragers onder invloed van het aangelegde veld de elektroden hebben bereikt voordat zij de gelegenheid hebben gehad om te recombineren.

ad a)

De lekstroom wordt in de praktijk veroorzaakt door geleidingselectronen en gaten die door thermische excitaties ontstaan. Een eerste vereiste bij het gebruik van halfgeleiderdetectoren is daarom het koelen met vloeibare stikstof tot 78 K. Een tweede vereiste is een zeer lage onzuiverheids- (donoren- en acceptoren-)concentratie. Berekening leert dat bij 78 K voor germanium en silicium de onzuiverheidsconcentratie kleiner dan 1 op  $10^{13}$  moet zijn. Dit is een zeer hoge eis, zodat in de praktijk vrijwel geen detectoren bestaande uit "intrinsiek" germanium of silicium worden gebruikt. Er kan echter op een aantal andere manieren worden gezorgd voor een gebied met intrinsieke eigenschappen in de detector:

1) p-n detectoren

Wanneer we op een p-n contact een grote spanning in de sperrichting zetten vormt zich bij de p-n overgang een depletielaag met vrijwel intrinsieke eigenschappen. De breedte van deze laag neemt toe met toenemende sperspanning. Dit principe wordt toegepast in twee types detectoren, de oppervlaktesperlaagdetector (surface barrier detector), waarbij het p-n contact wordt geformeerd door oxydatie van het oppervlak van de halfgeleider en het opdampen van een laagje goud, en de diffusiesperlaagdetector (diffused junction detector), die wordt geformeerd door fosfor (donor) te laten diffunderen in p-type materiaal. Beide types detectoren kunnen ook bij kamertemperatuur worden gebruikt.

2) p-i-n detectoren

Een tweede methode om een gebied met intrinsieke eigenschappen te maken is uit te gaan van p-type materiaal (p-Ge of p-Si) en hierin vanuit het buitenoppervlak lithium te laten diffunderen. De lithiumatomen worden interstitieel in het germanium of siliciumrooster opgenomen, en hebben de eigenschap dat ze de p-type verontreinigingen via een afgegeven electron compenseren. Door het diffusieproces nauwkeurig te controleren kan men op deze wijze een intrinsiek gebied maken met grotere afmetingen dan bij de vorige types detectoren. Het buitenoppervlak wordt n-type. Tijdens het gebruik wordt ook hier een grote spanning in de sperrichting aangelegd. Ge(Li) en Si(Li) detectoren moeten niet alleen tijdens het gebruik maar ook tijdens het bewaren met vloeibare stikstof worden gekoeld. De reden hiervoor is dat bij kamertemperatuur door de grote mobiliteit van het lithiatoom de zorgvuldige diffusiebehandeling teniet zou worden gedaan en de detector onherstelbaar zou worden beschadigd.

ad b)

De uitgangsmaterialen voor de bereiding van de detectoren moeten bovendien voldoende zuiver zijn, omdat, zelfs wanneer op diverse wijzen wordt gezorgd voor een gebied met voldoende intrinsieke eigenschappen, door de aanwezigheid van onzuiverheidsenergieniveaux ("traps") de recombinatiesnelheid van electronen en gaten sterk toeneemt.

Het belangrijkste voordeel van halfgeleiderdetectoren boven scintillatiedetectoren is het veel grotere energiescheidend vermogen. Dit wordt voornamelijk veroorzaakt door de geringe benodigde energie voor de vorming van een geleidingselectron en een gat. Voor germanium bedraagt dit 2,8 eV per electron-gat-paar en voor silicium 3,8 eV per electron-gat-paar. Een nadeel is de lage efficiency voor  $\gamma$ -straling t.g.v. enerzijds het lage atoomnummer van germanium en silicium en anderzijds de technische onmogelijkheid om grote kristallen te construeren.

## VII.5 CERENKOV DETECTOREN

De werking van een Cerenkovdetector berust op het ontstaan van een lichtverschijnsel (Cerenkovstraling), wanneer een geladen deeltje zich door een medium beweegt met een snelheid groter dan de snelheid van het licht in dat medium. Voor de constructie kan ieder optisch doorzichtig materiaal met redelijk hoge brekingsindex worden gebruikt ( $v_{\text{licht}} = c/n$ ). De geproduceerde fotonen worden evenals bij een scintillatiedetector verder verwerkt m.b.v. een fotomultiplicatorbuis. In vergelijking met een scintillatiedetector heeft de Cerenkovdetector een factor 50 lagere lichtopbrengst. Het voordeel is echter dat alleen deeltjes met zeer hoge energie worden gedetecteerd, omdat alleen hiervoor is voldaan aan de eis  $v_{\text{deeltje}} > v_{\text{licht}}$ .

Dit type detector wordt veel gebruikt voor deeltjesidentificatie vanwege de specifieke eigenschap dat de detector de snelheid van de deeltjes meet en niet de energie.

## VII.6 SPOORDETECTOREN

Onder een spoordetector verstaan we een detector die bij de interactie van (stralings)deeltjes met het detectormateriaal ook gegevens verschaft over de ruimtelijke baan die de (stralings)deeltjes in de detector hebben beschreven. Als zodanig worden gebruikt:

a) Nevelkamer (Wilsonkamer)

De nevelkamer maakt gebruik van de condensatie van oververzadigde damp op die plaatsen waar het stralingsdeeltje door ionisatie ionen in het gas doet ontstaan.

b) Bellenvat

Een bellenvat is gevuld met vloeistof die in een toestand van oververhitting wordt gebracht. Passeert er een stralingsdeeltje dan worden langs de baan dampbelletjes ontwikkeld doordat de vloeistof plaatselijk gaat koken. De toestand van oververhitting wordt in de praktijk bereikt door een plotselinge verlaging van de uitwendige druk op de vloeistof.

c) Fotografische emulsie

In een fotografische emulsie wordt de baan van het deeltje detecteerd als een spoor van zilverkorrels dat na het ontwikkelen van de emulsie zichtbaar wordt.

d) Vonkenkamer

Een vonkenkamer is opgebouwd uit een groot aantal metalen platen waartussen zich gas bevindt. Onmiddellijk na het binnenkomen van een deeltje, hetgeen door een scintillatieteller wordt bepaald, wordt via een trigger-schakeling een zeer hoge elektrische spanning tussen de platen aangebracht. Wanneer het deeltje door de kamer is gegaan, zijn er door ionisaties langs de baan een reeks ladingsdragers vrijgemaakt. Deze veroorzaken op die plaats een doorslag tussen de platen waardoor een vonk ontstaat. De baan van het deeltje is op deze wijze na te gaan en te registreren als een serie doorslagen en vonken op een aantal plaatsen in de vonkenkamer.

e) Dradenkamer (driftkamer)

Een dradenkamer bestaat uit een met gas gevulde kamer waarin zich een groot aantal geleidende metaaldraden bevinden. Op de draden is een elektrische spanning aangebracht. Bij het passeren van een deeltje ontstaat op een aantal draden een spanningspuls doordat gasontladingen optreden analoog aan die in een proportionele gasgevulde telbuis. Door het gebruik van (meerdere) dradenkamers kan informatie over de baan van het deeltje worden verkregen. Het voordeel van dradenkamers boven vonkenkamers is de veel lagere spanning die wordt gebruikt.

### VII.7 OP HET PRAKTIKUM AANWEZIGE DETECTOREN

Op het praktikum kan worden geëxperimenteerd met Geiger-Müller buizen, een proportionele gasbuis, NaI(Tl),  $\text{CaF}_2(\text{Eu})$  en perspexscintillatiedetectoren, p-n Si oppervlaktesperlaagdetectoren en p-i-n- Ge(Li) en Si(Li) detectoren.





## VIII MEETAPPARATUUR EN SIGNAALVERWERKING

Een meetopstelling voor detectie van straling bevat in het algemeen onderdelen voor de volgende stappen in het meetproces:

- 1) detectie
- 2) voorversterking
- 3) hoofdversterking en beïnvloeding van de signaalvorm
- 4) analyse van de signaalformatie
- 5) registratie

### VIII.1 DETECTOROUTPUT

De pulsvormige uitgangssignalen van een detector waarop we straling of deeltjes laten vallen bevatten informatie over:

- a) de *intensiteit* van de straling of deeltjes, ofwel de bronsterkte van het radioactieve preparaat; deze kan worden bepaald uit het aantal pulsen per tijdseenheid.
- b) de *energie* van de stralingsdeeltjes; bij een proportionele detector is deze direct evenredig met de amplitude van de pulsen.
- c) het *tijdstip* waarop de stralingsdeeltjes de detector bereiken; vergelijking van de tijdstippen waarop verschillende pulsen worden afgegeven kan bijvoorbeeld informatie geven over de levensduur van kerntoestanden.

Al naar gelang de manier waarop de detectoroutput verder wordt verwerkt spreken we van a) activiteitsmetingen, b) energiespectroscopie of c) tijdspectroscopie. In de praktijk hebben we vaak te maken met een combinatie van deze 3 technieken b.v. bij coincidentiemetingen.

### VIII.2 VOORVERSTERKING

De hoofdfunctie van een voorversterker is het verzorgen van een goede aanpassing van de detectoroutput aan de rest van het meetsysteem. Ook is het beperken van het ruisniveau een belangrijke taak.

De detectorsignalen worden in de voorversterker veelal geïntegreerd en van een lange afvaltijd voorzien.

De signalen die uit de voorversterker komen hebben ook een zodanig niveau gekregen dat transport over een afgeschermd kabel mogelijk wordt.

#### a) Geiger-Müller buis

De pulsen uit een G.M. buis zijn van de orde van enkele volts zodat voorversterking niet nodig is.

#### b) Scintillatiedetector

Voorversterking van de pulsen uit een scintillatiedetector geschiedt door gebruik te maken van een fotomultiplicatorbuis en kan geregeld worden door de hoogspanning van de fotomultiplicatorbuis te veranderen. Meestal is achter de fotomultiplicatorbuis een emittervolger ingebouwd om te zorgen voor een lage uitgangsimpedantie en een goede aanpassing aan de kabel naar de hoofdversterker.

#### c) Halfgeleider detector

Voorversterking geschiedt met een zeer ruisarme zgn. ladingsgevoelige verdterker die, om de bijdrage aan de ingangscapaciteit van de toevdraden zoveel mogelijk te beperken, dichtbij het detectorkristal is aangebracht. *De ingangstrap van deze versterker is zeer kwetsbaar!* Met dit laatste dient vooral rekening te worden gehouden bij het aan- en uitschakelen van de hoogspanning van de halfgeleiderdetector. Deze spanning mag slechts zeer langzaam worden vergroot en verkleind omdat anders door de spanningsstoot de ingangstrap onherstelbaar kan worden beschadigd.

VIII.3 HOOFDVERSTERKING EN BEINVLOEDING SIGNAALVORM

a) Beïnvloeding van de signaalvorm

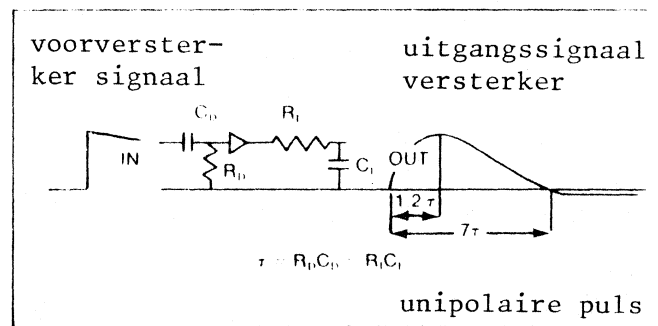
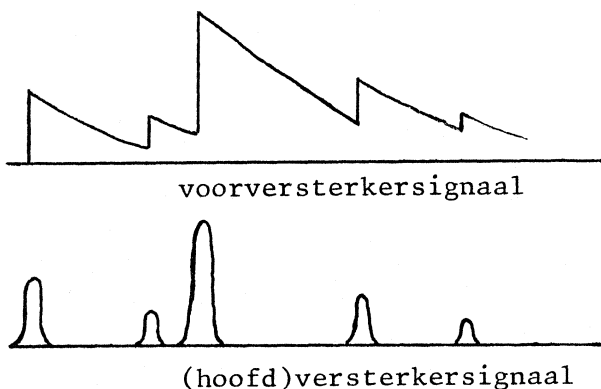
De hoofdversterker dient in de eerste plaats voor een aanpassing van de vorm van de pulsen (stijgtijd, afvaltijd, pulsbreedte) aan de voorwaarden voor een optimale signaal-ruis verhouding en aan de eisen die worden gesteld door de ingang van de analyseapparatuur. De pulsen die aan de versterkeringang verschijnen worden daartoe via een aantal filternetwerken in de versterker zodanig beïnvloed dat aan de uitgang steeds een puls verschijnt met een breedte van 2 à 3  $\mu$  sec. en met bij benadering de gedaante van een Gausskromme. Via een schakelaar "unipolair-bipolair" kunnen we bovendien nog een extra differentiërend netwerk inschakelen waardoor in de stand bipolair het uitgangssignaal een nuldoorgang gaat vertonen. Ook in de stand unipolair kan het uitgangssignaal echter al een zekere "undershoot" vertonen. Dit is meestal het gevolg van een te korte afvaltijd van de ingangspuls. In dat geval kunnen we proberen de "undershoot" te corrigeren door de filternetwerken in de versterker bij te regelen met de op de versterker aangebrachte "pole-zero cancellation" trimpotentiometer.

De beïnvloeding van de signaalvorm kan ook geschieden buiten de versterker met een speciaal daarvoor geconstrueerde *pulsstrekker (stretcher)*. Deze maakt van iedere positieve puls aan de ingang een blokpuls met exact dezelfde amplitude als de ingangspuls maar met een instelbare pulsbreedte.

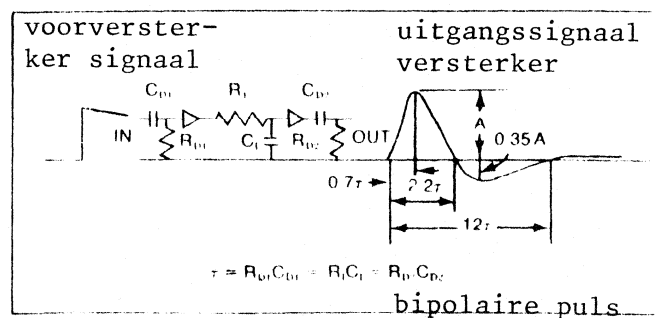
b) Versterking

Behalve voor de vormaanpassing van de signalen wordt de hoofdversterker gebruikt voor versterking; de amplitude van de signalen wordt zo groot gemaakt dat ze geschikt zijn voor de analyseapparatuur.

De door ons gebruikte versterkers hebben een versterkingsfactor die instelbaar is tussen grofweg gezegd 10 en 1000. De uitgangsspanning dient altijd positief te zijn en kan maximaal 10 Volt bedragen. Aan de ingang bevindt zich een omschakelaar waardoor zowel positieve als negatieve ingangspulsen kunnen worden verwerkt. De versterkers zijn lineair bij uitgangsspanningen in het gebied tussen 0 en 10 Volt.



CR-RC Pulse Shaping.



Doubly-Differentiated RC Shaping.

#### VIII.4 SIGNAALANALYSE

a) Bronsterkteanalyse.

Voor een bepaling van de intensiteit van de op de detector vallende straling of deeltjesbundel is het nodig alle pulsen te tellen die de detector afgeeft. De enige signaalbewerking die we moeten uitvoeren is het aanbrengen van een drempelspanning voor het telapparaat. Dit om te voorkomen dat ruis uit de versterkers, die meestal uit pulsen van kleine amplitudes bestaat, de telling beïnvloedt.

b) Energiespectroscopie.

Voor de bepaling van het energiespectrum van de op de detector vallende straling moeten de door een proportionele detector afgegeven pulsen worden geanalyseerd met betrekking tot hun amplitude. Dit kan geschieden met behulp van een *éénkanaalsdiscriminator* (single channel analyzer, SCA). Dit apparaat bevat aan de ingang een "venster" (window) waarmee zowel de breedte als de plaats van een bepaald gebied van pulsamplitudes kan worden geselecteerd. Telkens wanneer er een puls binnenkomt waarvan de amplitude binnen het gebied van het venster ligt, verschijnt aan de uitgang van de discriminator een logische telpuls met vaste breedte van ong.  $1 \mu$  sec en vaste amplitude van 5 Volt. Door deze pulsen naar een teller te voeren kunnen we bepalen hoeveel detectorpulsen per tijdseenheid binnen het gekozen gebied van amplitudes zijn afgegeven. Door het venster in stappen te verschuiven over het gehele gebied van 0 tot 10 Volt en de meting bij iedere positie te herhalen, kunnen we het energiespectrum van de op de detector vallende straling bepalen. Het zojuist genoemde meetproces is geautomatiseerd in de *meerkanaalsdiscriminator* of *pulshoogteanalysator* (PHA). In dit apparaat wordt de amplitude van iedere aan de ingang verschijnende puls vergeleken met een standaardspanning. Naar keuze heeft men tussen de 64 en 4096 pulshoogte-intervallen waarbinnen de te meten pulsen kunnen liggen. Aan ieder interval, *kanaal* genoemd, is een geheugen gekoppeld. Via een analoog-digitaalomzetter (ADC) wordt bepaald in welk kanaal de puls geteld wordt. Het kanaalnummer van het geheugen is evenredig met de pulsamplitude, de inhoud van ieder kanaal geeft het aantal pulsen aan dat er bij de betreffende amplitude is geteld. Uitlezen van het geheugen na enige tijd geeft dus direct het energiespectrum van de op de detector vallende straling of deeltjes als resultaat. De ijking van het verband tussen kanaalnummer en pulsamplitude van een pulshoogteanalysator kan geschieden met een speciale *pulsgever* (*pulsar*) die met een herhalingsfrequentie van 50 of 200 Hz pulsen afgeeft met van te voren instelbare amplitude.

c) Tijdspectroscopie

Wanneer we geïnteresseerd zijn in de tijdrelatie tussen de interacties van verschillende stralingsdeeltjes met de detector, is het van belang dat we nauwkeurig informatie hebben omtrent het tijdstip waarop de interactie in de detector plaatsvindt. Het precieze tijdstip waarop een puls door de detector en eventueel versterker is afgegeven ligt echter door de relatief grote pulsbreedte en de variërende pulsamplitude niet zonder meer nauwkeurig vast. Nauwkeurige bepaling van dit tijdstip kan geschieden door uit de pulsvorm van de detectorpuls een korte logische tijdpuls af te leiden.

De manier van "time pick off" moet daarbij zodanig zijn dat het moment waarop de tijdpuls wordt afgegeven onafhankelijk is van de vorm en van de grootte van de detectorsignalen.

Bij de methode van "leading edge timing" wordt een logische tijdpuls

geproduceerd wanneer de beginhelling van de detectorpuls een bepaalde drempelspanning overschrijdt. Dit principe werkt bevredigend voor pulsen met een relatief korte stijgtijd.

Bij "trailing edge timing" wordt een logische tijdspuls afgegeven wanneer de "achterkant" van de puls een bepaalde drempelspanning overschrijdt. De moeilijkheid die zich bij "leading edge timing" en "trailing edge timing" voordoet is dat het tijdstip van de logische puls varieert met de amplitude van de detectorpuls. Deze moeilijkheid wordt ondervangen in een speciale versie van deze technieken, de zgn. "constant fraction timing", waarbij de drempel automatisch op een constante fractie van de totale amplitude wordt ingesteld.

Tijdverschillen tussen logische pulsen waarin we geïnteresseerd zijn kunnen we met behulp van een *tijd naar pulshoogte omvormer* (*time to pulse height converter*) omzetten in blokpulsen waarvan de amplitudes representatief zijn voor de tijdverschillen. De amplitudes kunnen daarna worden geanalyseerd met een pulshoogteanalysator.

d) Coïncidentiemetingen.

Bij een coïncidentiemeting zijn we geïnteresseerd in het registreren van het al dan niet gelijktijdig optreden van twee interacties van stralingsdeeltjes met verschillende detectoren. Een coïncidentiecircuit is daarom in principe geconstrueerd als een poortschakeling (gate), die alleen een uitgangspuls afgeeft als aan beide ingangen van de poortschakeling tegelijkertijd een puls verschijnt. De ingangspulsen kunnen direct afkomstig zijn van een detector, maar ook van een pulsstrekker, een éénkanaalsdiscriminator of van een "timing" circuit.

Bij een *linear gate* is de poortschakeling zodanig geconstrueerd dat de amplitude van het uitgangssignaal gelijk is aan de amplitude van één van de ingangssignalen. Komt dit uitgangssignaal van een proportionele detector dan blijft dus de energieinformatie behouden. Coïncidentiecircuits in de vorm van "linear gates" zijn in het algemeen als standaard onderdeel ingebouwd in pulshoogteanalysatoren.

Bij coïncidentiemetingen is het van belang dat geen meetfouten ontstaan door ongelijke tijdvertragingen in de gebruikte elektronische circuits. Om hiervoor te compenseren kunnen *pulsvertragers* worden tussengeschakeld (delay).

## VIII.5 REGISTRATIE

Registratie van de geanalyseerde informatie kan geschieden met een

- 1) Electronische teller
- 2) Mechanische printer
- 3) Oscilloscoop
- 4) Plotter of X-Y-recorder
- 5) Teletype
- 6) Ponsband

IX

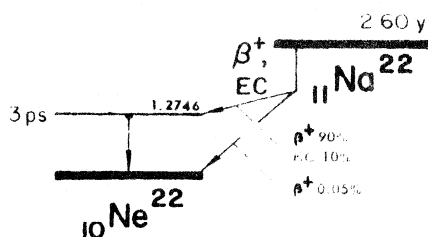
$\gamma$ -SPECTROSCOPIE

IX.1 DOEL

In dit experiment zullen we kennis maken met proportionele detectoren en de pulshoogteanalysator (PHA), waarna we met behulp van deze apparatuur  $\gamma$ -spectra zullen opnemen en de bronsterkte van een preparaat zullen bepalen.

IX.2 INLEIDING

Elke radioactieve nuclide zendt straling uit waarvan de soort en de energie karakteristiek zijn voor deze nuclide. We kunnen de nucliden dus identificeren aan de hand van hun straling. Neem als voorbeeld  $^{22}\text{Na}$ . Deze nuclide is instabiel en vervalt - voor 90% via emissie van positronen met een maximale energie van 0,54 MeV of voor 10% via electronvangst - naar een aangeslagen toestand van  $^{22}\text{Ne}$ , die vrijwel onmiddellijk naar de grondtoestand overgaat onder uitzending van een  $\gamma$ -deeltje met een energie van 1,27 MeV.



In het bronmateriaal en in de afscherming van de bron zullen een aantal positronen geabsorbeerd worden, waarna ze met electronen uit hun omgeving zullen annihilieren. Er komen bij dit annihilatieproces twee  $\gamma$ -quanten vrij van 0,51 MeV (= energie-equivalent van de massa van een electron of van een positron).  
 Uit een  $^{22}\text{Na}$ -bron treden dus de volgende deeltjes:

- a) 0,54 MeV ( $E_{\text{max}}$ ) positronen (en daarmee neutrino's die door ons niet te detecteren zijn)
- b) 1,27 MeV  $\gamma$ -quanten als gevolg van kernovergangen
- c) 0,51 MeV  $\gamma$ -quanten als gevolg van annihilatieprocessen.

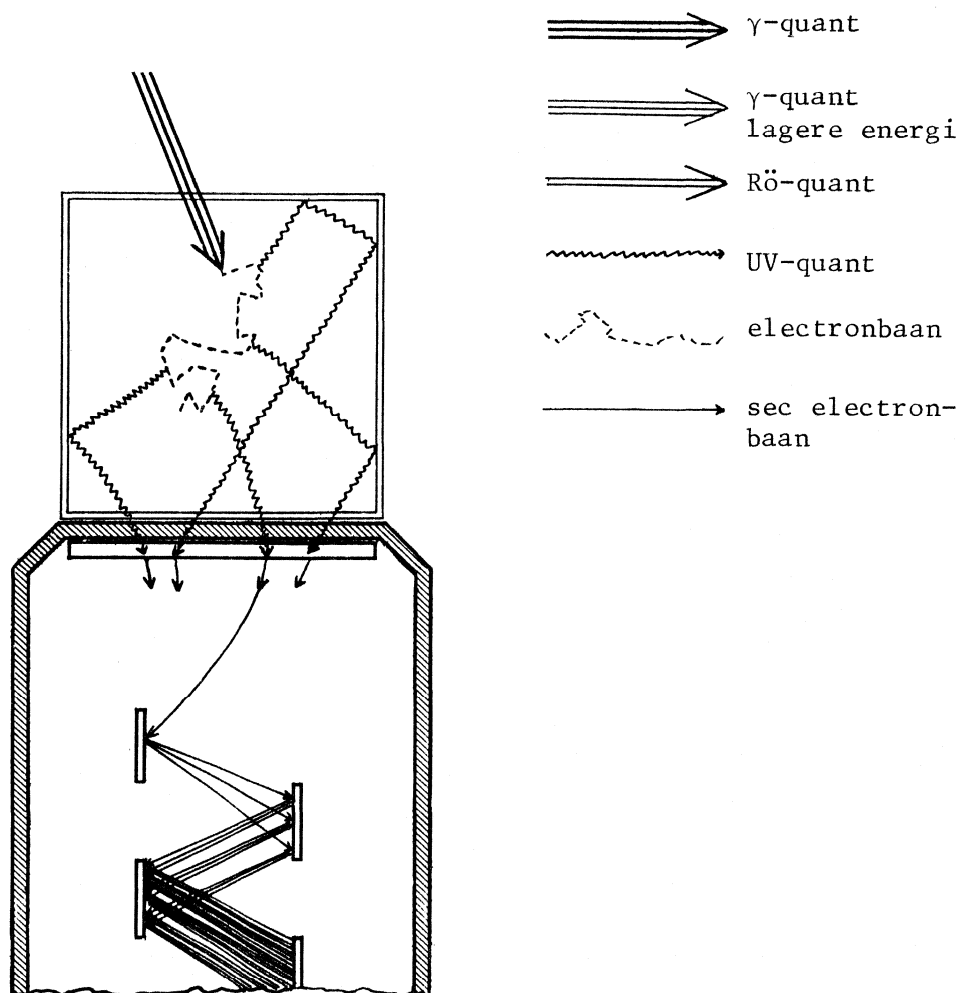
Kunnen we de aanwezigheid van deze stralingssoorten ( $\gamma$ -straling is meestal voldoende) aantonen, dan hebben we de aanwezigheid van  $^{22}\text{Na}$  bewezen.

De detectoren waarover het praktikum beschikt laten zich in twee categorieën indelen: deeltjes tellers en proportionele detectoren. Tot de eerste soort behoren de Geiger-Müller-buizen. Zij registreren slechts de binnenkomst van een ioniserend deeltje, terwijl zij verder niets omtrent de aard of energie van het deeltje zeggen: elke registratie, van welk deeltje dan ook, heeft één soort elektrische puls tot gevolg. De proportionele detectoren echter, zoals de scintillatiedetector, de proportionele gasbuis en de halfgeleider-detector geven een puls af waarvan de hoogte evenredig (proportioneel) is met de energie die de binnenkomende deeltjes aan de detector afgeven. Door ze op speciale wijze te construeren kan men de detectoren (on)gevoelig maken voor bepaalde soorten straling,

zodat we behalve de energie vaak ook de soort van het deeltje kennen. We zullen ons voorlopig beperken tot de  $\gamma$ -detector en wel de NaI (Tl)-scintillator (lit 1 en 2). Zie ook hst. VII.3.

### Pulsvorming

In de NaI(Tl)-detector komt de puls als volgt tot stand. Allereerst moet het  $\gamma$ -quant zijn energie geheel of voor een deel afstaan aan een geladen deeltje (electron of positron). Dat kan plaats vinden via het fotoelectrisch effect, het comptoneffect of via het paarvormingseffect. Dit geladen deeltje heeft een korte dracht en zal dus in het detector-materiaal al zijn energie afstaan. Daarbij wordt een zeer groot aantal Tl-atomen aangeslagen. Dit aantal is evenredig met de energie die het geladen deeltje aan de detector afgeeft. De Tl-atomen vallen terug naar de grondtoestand en zenden daarbij elk een foton uit (*fosforescentie*). Deze verzameling fotonen (*scintillatie*, lichtflits) komt, eventueel na reflectie tegen de aluminium kristalomhulling, op de fotokathode van een fotomultiplicatorbuis (zie onderstaande figuur), waar weer een omzetting plaats vindt van een groot aantal fotonen naar een in principe evengroot aantal fotoelectronen.



Achter de fotokathode bevindt zich achterelkaar een aantal (10) electrodes, *dynodes* genaamd, die via een spanningsdeler op telkens een hogere potentiaal staan. De laatste trap heet de anode.

De fotoelectronen worden versneld naar de 1e dynode, alwaar elk electron één of meerdere secundaire electronen (tot ca 7, afhankelijk van de spanning van de dynodes) vrijmaakt. De dan ontstane hoeveelheid electronen zal weer vergroot worden bij de volgende dynode etc. Op de anode tenslotte krijgen we een zo groot aantal electronen dat dit, over een weerstand geleid, een meetbare spanningspuls geeft.

### $\gamma$ -spectrum

Het signaal dat deze detector afgeeft hangt sterk af van de fysische processen die zich in het scintillatie kristal voordoen, wanneer het  $\gamma$ -quant dit kristal binnendringt.

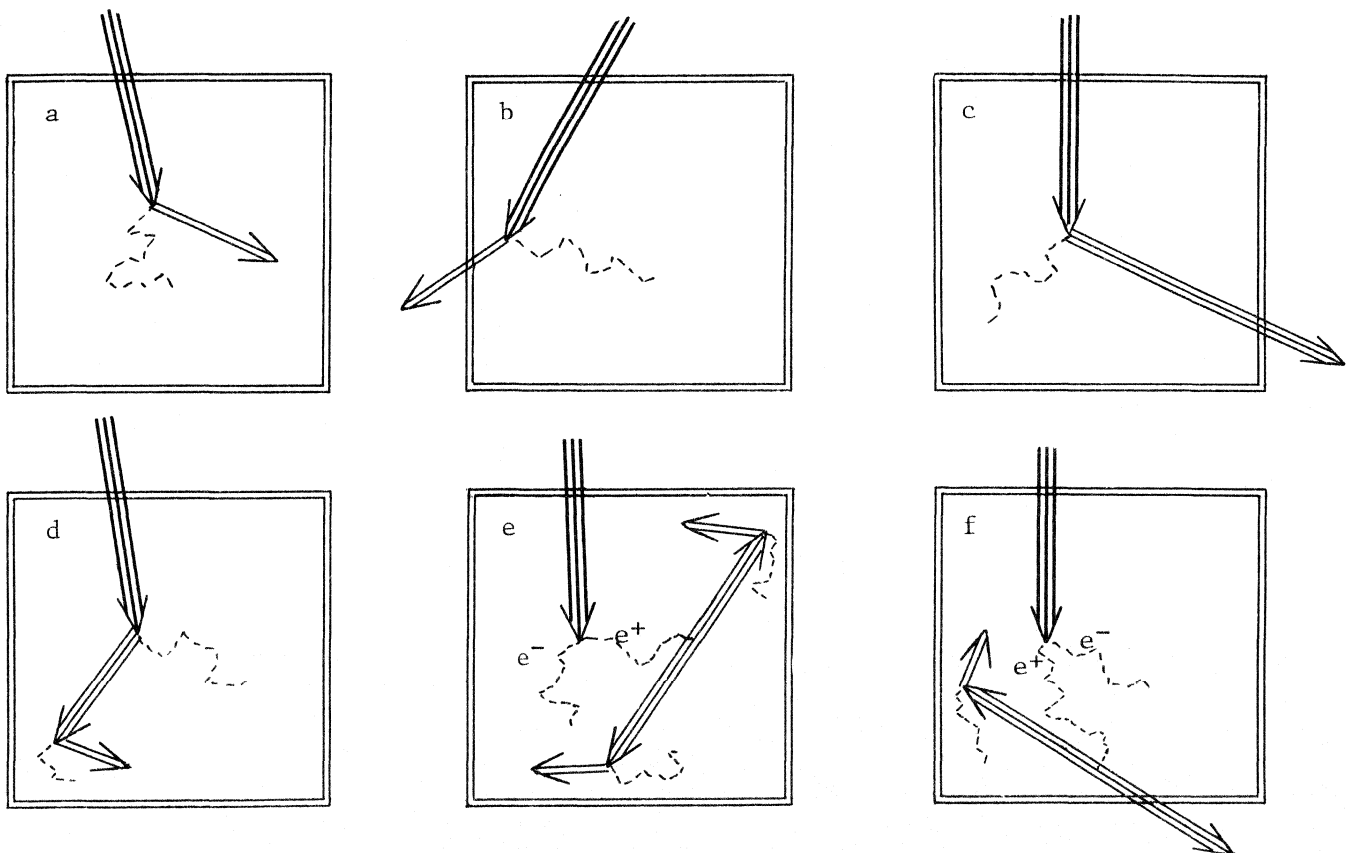
We kennen, zoals reeds eerder vermeld, het fotoelectrisch effect, het compton-effect en het paarvormingseffect. Bij al deze processen blijft een bepaald deel van de energie van het  $\gamma$ -deeltje achter in het kristal en deze hoeveelheid energie bepaalt de hoogte van het afgegeven signaal. Zie ook hst.III.7. Als we de geabsorbeerde energie (evenredig met de pulshoogte) grafisch uitzetten tegen het aantal deeltjes met die energie (pulshoogte), dan verkrijgen wij het zgn.  $\gamma$ -spectrum.

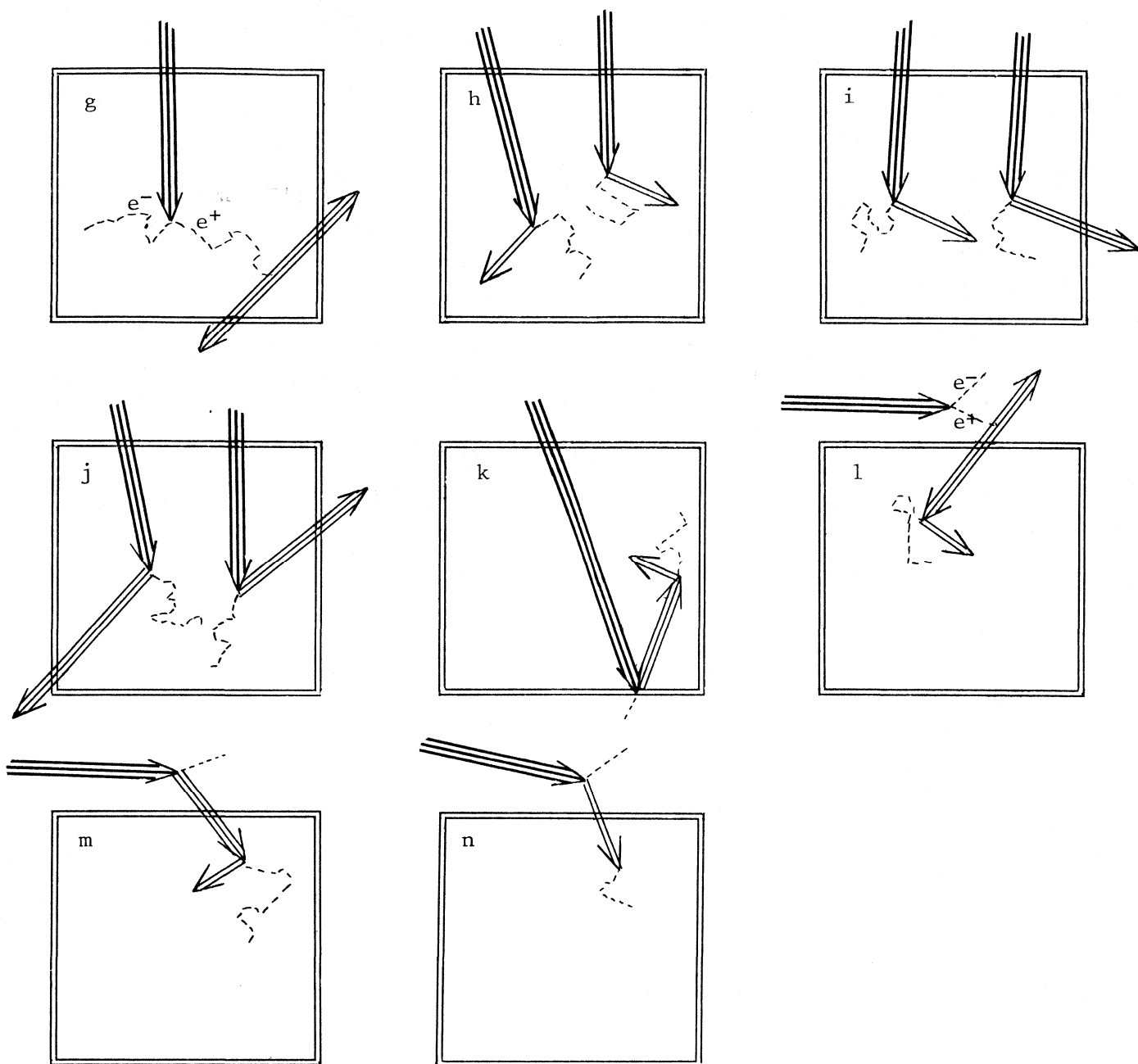
Dit spectrum heeft een karakteristieke vorm en is zelfs voor strikt mono-energetische  $\gamma$ -straling tamelijk complex.

Het komt als volgt tot stand.

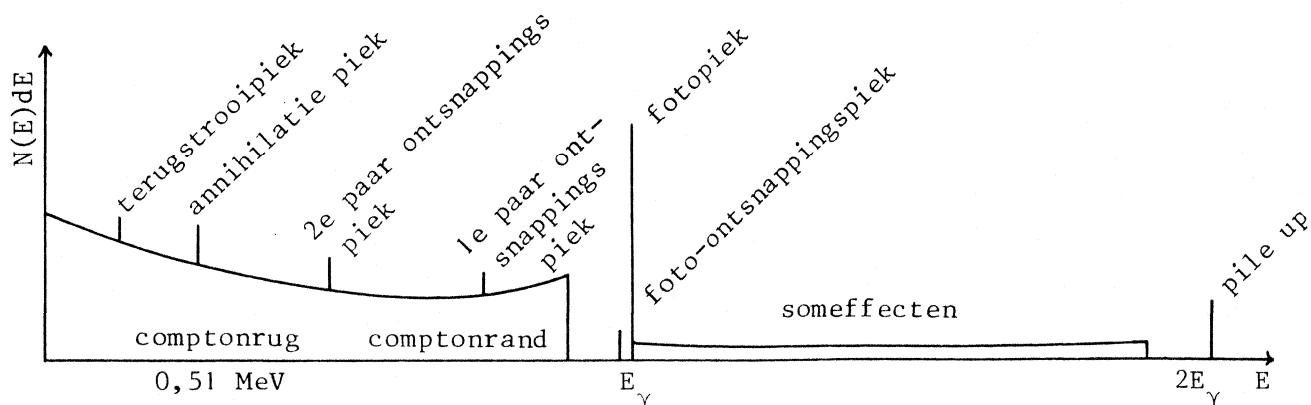
We gaan uit van een monoenergetische bundel  $\gamma$ -quanten met energie  $E_\gamma$ .

Als het fotoelectrisch effect in de detector optreedt staat het  $\gamma$ -quant zijn energie geheel af aan bij voorkeur een K-schil-electron van een I-atom van het detectiekristal. Zie fig. a Dit electron heeft dan een kinetische energie van  $E_\gamma - E_b$  (waarbij  $E_b$  de bindingsenergie van dat K-schil-electron in het I-atom is) en het electron staat deze energie weer aan het kristal af.





Vrijwel tegelijkertijd komt de energie  $E_b$  weer vrij in de vorm van röntgenstraling of Auger-electronen, zodat, als deze ook geabsorbeerd worden, er in totaal de energie  $E$  in de detector achterblijft. Aldus wordt een scintillatie en uiteindelijk een puls gevormd van maximale grootte. Deze pulsen vormen in het spectrum de zgn. *fotopiek* ( zie onderstaande figuur ).





Eén van de röntgenstralingen die gevormd wordt is de zgn. K- $\alpha$ -straling, die vrij komt in het I-atom als een L-schil-electron het gat in de K-schil opvult. Deze stralingssoort is nog redelijk doordringend, zodat er een, zij het kleine, kans bestaat dat deze straling, zonder dat het geabsorbeerd wordt, aan het kristal ontsnapt. Zie fig. b.

De kans op ontsnapping is het grootst als die straling in de buurt van het kristaloppervlak ontstaat. De energie van deze K- $\alpha$ -quanten bedraagt 28 keV, zodat er in geval van ontsnapping pulsen ontstaan die overeenkomen met een energie  $E_\gamma - 28$  keV. Zo ontstaat de foto-ontsnappingspiek (*photo-escapepeak*). Bij het optreden van het Comptoneffect wordt slechts een deel van de  $\gamma$ -energie aan een vrij (of los-gebonden) electron afgestaan en in een puls omgezet. Het verstrooide  $\gamma$ -quant kan aan het kristal ontsnappen. Zie fig. c. Omdat de Comptonverstrooiing onder alle hoeken tussen  $0^\circ$  en  $180^\circ$  kan plaatsvinden kunnen de electronen alle mogelijke waarden van de energie tussen 0 ( $0^\circ$  verstrooiing) en een maximale waarde ( $180^\circ$  verstrooiing) verkrijgen. Het continuüm dat dan in het spectrum ontstaat wordt de *Compton rug* genoemd. De begrenzing van de Comptonrug aan de hoog-energetische kant heet de *Compton rand* (*Compton edge*).

De Comptonrug loopt enigszins hol omdat er voorkeuren bestaan van verstrooiing over zeer kleine en zeer grote hoeken. Als het verstrooide  $\gamma$ -quant niet ontsnapt maar geabsorbeerd wordt, is vanwege de lagere energie de kans op het fotoelectrisch effect het grootst, zodat dan in totaal toch alle energie  $E_\gamma$  binnen het kristal blijft. Zie fig. d. De dan ontstane puls zorgt weer voor een bijdrage in de fotopiek (het Compton effect en het daarna volgende fotoelectrisch effect vinden t.o.v. de pulsduur vrijwel gelijktijdig plaats). Als tenslotte het paarvormingseffect optreedt, kunnen er weer andere pieken gevormd worden.

Stel dat  $E_\gamma > 1,02$  MeV. Voor het vormen van het electron-positron-paar is  $2 \times 0,51$  MeV = 1,02 MeV aan energie nodig. De rest van de  $\gamma$ -energie wordt omgezet in kinetische energie van het electron en van het positron:

$E_{kin} = E_\gamma - 1,02$  MeV. Deze  $E_{kin}$  neemt het kristal in ieder geval op.

Als het positron met een naburig electron annihileert, komen er twee  $\gamma$ -quanten van 0,51 MeV vrij. Deze quanten kunnen geheel geabsorbeerd worden. Zie fig. e. Dus in totaal is  $E_{kin} + 2 \times 0,51$  MeV =  $E_\gamma - 1,02$  MeV +  $2 \times 0,51$  MeV =  $E_\gamma$

aan de detector afgegeven. Dit geeft weer een bijdrage aan de fotopiek.

In het geval dat één van beide 0,51 MeV  $\gamma$ -quanten aan het kristal ontsnapt wordt slechts  $E_\gamma - 0,51$  MeV aan energie geabsorbeerd (zie fig. f). We spreken dan van de *1e paar-ontsnappingspiek* of *1st pair-escapepeak*. Als beide  $\gamma$ -quanten ontsnappen (zie fig. g) verkrijgen we de *2e paar-ontsnappingspiek*.

Dit waren de hoofdeffecten die in grote lijnen vorm geven aan het spectrum.

Maar er zijn nog meer gebeurtenissen die aan het spectrum bijdragen.

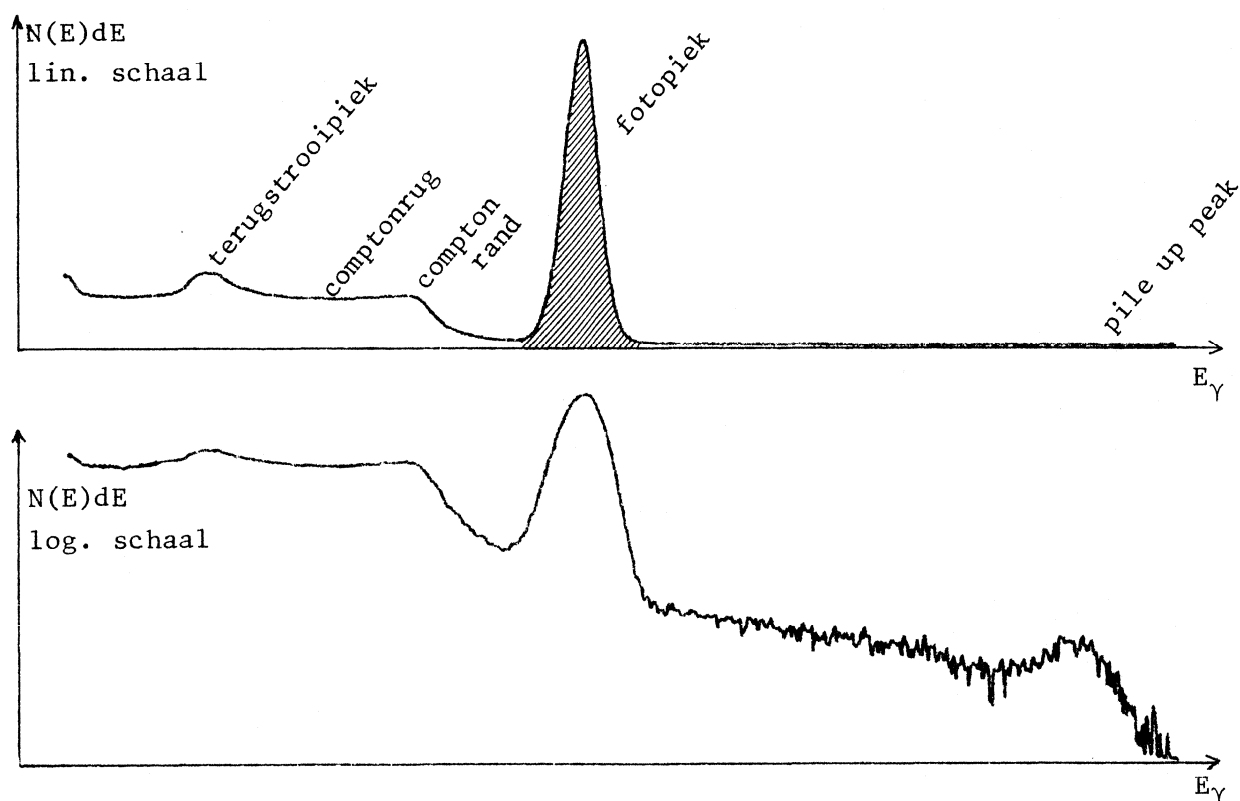
Het kan gebeuren dat er tegelijkertijd 2  $\gamma$ -quanten geabsorbeerd worden, zie fig. h, i en j. Als dit voor beide quanten via het fotoelectrisch effect geschiedt krijgen we een piek bij  $2E_\gamma$ , de *pile-up-peak*. Er zijn ook combinaties mogelijk van fotoelectrisch effect voor het ene quant, en Comptoneffect voor het andere, of voor beide het Comptoneffect. Dit geeft een continuüm links van de pile-up-peak.

Als een detector twee  $\gamma$ -quanten van verschillende energie  $E_{\gamma 1}$  en  $E_{\gamma 2}$  tegelijkertijd registreert, spreken we van een *sompeik*. Deze ligt dus bij  $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}$ . Het som-effect en de pile-up is groter naarmate de detector meer quanten per tijdseenheid te verwerken krijgt.

Fig. k toont het verschijnsel van *backscattering* of *terugstrooiing*.

Het  $\gamma$ -quant heeft geen interactie met het kristal, maar wel met de kristal-omhulling, bijv. de fotokathode. Alleen in het geval dat Comptonverstrooiing onder grote hoeken ( $180^\circ$ ) plaats vindt komt het verstrooide  $\gamma$ -quant in het kristal terug. Omdat  $\gamma$ -energie nu erg laag is, vindt vooral absorbtie door het fotoelectrisch effect plaats: de zgn. *terugstrooipiek* of *backscatterpeak* wordt gevormd.

Als het paarvormingseffect buiten het kristal plaats vindt (fig. 1) - men kan denken aan paarvorming in het bronmateriaal zelf of in de bron-omhulling of in de kristalomhulling zoals de fotokathode of loodafschermingen - kan men de registratie van 0,51 MeV annihilatie quanten verwachten. Tot slot is nog comptonverstrooiing of röntgenfluorescentie ( $K_{\alpha}$ -straling) aan loodafschermingen of tafels of wanden mogelijk die weer voor respectievelijk een continuum of röntgenpiekjes kan zorgen (zie fig. m en n). Kortom, het  $\gamma$ -spectrum is inderdaad tamelijk complex. Gelukkig zijn bepaalde effecten vrij klein (te maken). Ook zal er piekverbreding optreden door allerhande statistische processen die optreden tussen de absorptie van het  $\gamma$ -quant en het vormen van een elektrische puls, denk hierbij aan het variërende aantal Tl-atomen dat aangeslagen wordt en de absorptie van de hierbij vrijkomende foton in het kristal en het aantal fotoelectronen dat bij de fotokathode vrij komt en de verdere versterking in de fotomultiplicatorbuis. Het resultaat is, dat we een spectrum verkrijgen zoals dat hieronder staat afgebeeld. Het is het spectrum van  $^{137}\text{Cs}$  met een  $E_{\gamma}$  van 0,662 MeV, dus er treedt hier geen paarvorming op.



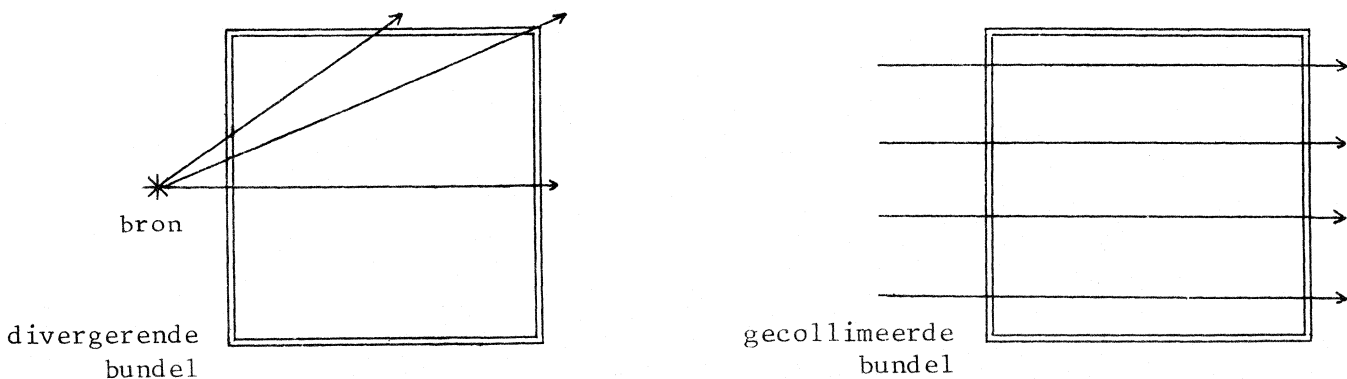
Vangen we met onze detector ook nog  $\gamma$ -straling op met een andere energie, dan geeft dit op zijn beurt ook aanleiding tot een dergelijk spectrum als boven beschreven is, alleen liggen de pieken op een andere plaats. Als totaal zien we twee op elkaar gesuperponeerde spectra, waarbij echter de fotopieken meestal voldoende herkenbaar zijn. Op deze wijze kan men van een preparaat de voorkomende isotopen bepalen (iedere isotoop heeft zijn eigen karakteristieke spectrum).

De fotopiek is ook het best gedefinieerde stuk van het spectrum: de positie is precies op  $E_{\gamma}$  en het aantal tellingen in de piek (het gearceerde oppervlak) is vrij zuiver te bepalen omdat we weinig last hebben van ruis (die zit vnl. in het gebied van de lege pulsen, dus bij lage energieën) en omdat we niet afhankelijk zijn van de preciese ligging van de nul-waarde van de energie (zie ook IX.4.2 en IX.4.3).

Het *scheidend vermogen* (*resolutie*) van de detector wordt gedefinieerd als  $\frac{\Delta E}{E}$ , waarbij  $\Delta E$  de breedte van de piek op halve hoogte is en  $E$  de positie van de piek, waarbij  $E$  en  $\Delta E$  energieën voorstellen. Als standaard preparaat wordt voor de opgave van het scheidend vermogen  $^{137}\text{Cs}$  gebruikt.

### IX.3 APPARATUUR

We hebben gezien dat we een gecompliceerd scala van output-pulsen krijgen, als we monoenergetische  $\gamma$ 's op de detector laten vallen. De pulshoogte-analysator (PHA) kan deze pulsen na eventuele versterking sorteren. De PHA kan pulsen verwerken die tussen 0 V en + 10 V in liggen. Dit spanningsgebied van 0 tot + 10 V wordt opgedeeld in een aantal gelijke intervallen, *kanalen* genaamd. Afhankelijk van het type en de instelling van de PHA (op het praktikum aanwezig) kan het aantal kanalen variëren van 64 tot 4096. Van iedere aangeboden puls bepaalt de PHA in welk kanaal hij geregistreerd wordt. Er geldt hier een lineair verband tussen de pulshoogte en het kanaalnummer. Hoe groter de pulshoogte is, des te hoger is het kanaalnummer waarin de puls geregistreerd wordt. Aan ieder kanaal is een geheugenplaats gekoppeld waarin "geturfd" kan worden hoeveel pulsen er in dat kanaal geteld zijn. Als we na een zekere tijd de meting beëindigen kunnen we de inhoud van het geheugen uitlezen. We krijgen dan via een scoop of een recorder een grafische voorstelling waarbij horizontaal het kanaalnummer ( $\sim$  pulshoogte  $\sim$  energie) uitgezet staat en vertikaal het aantal pulsen (deeltjes) dat die bepaalde hoogte (energie) had. Zo hebben we het spectrum geregistreerd. Uitgaande van de fotopiek kunnen we de bronsterkte van een preparaat bepalen. We moeten dan weten met welke efficiency de  $\gamma$ 's in de fotopiek geregistreerd worden. Als we het verval van de bron kennen, weten we hoeveel deeltjes er van een bepaalde soort per kernomzetting worden uitgezonden. De bron zendt in alle richtingen (bolsymmetrisch) zijn straling uit waarvan een gedeelte slechts de detector kan bereiken. We hebben dus allereerst te maken met de geometrische efficiency  $\epsilon_{\text{geom}}$ . Dan zal er slechts een bepaald gedeelte van die deeltjes die de detector bereiken interactie hebben met het kristal: de absorptie-efficiency  $\epsilon_{\text{abs}}$ . Slechts weer een bepaalde fractie daarvan komt in de fotopiek terecht: de piek-totaal verhouding  $\epsilon_{\text{p/T}}$ . De totale fotopiek-efficiency is het product van de drie bovengenoemde efficiencies. Dat  $\epsilon_{\text{geom}}$  van de detectorafmetingen en van de bron-detector-afstand afhangt moge duidelijk zijn. Maar dat  $\epsilon_{\text{abs}}$  en  $\epsilon_{\text{p/T}}$  behalve van de  $\gamma$ -energie óók afhangt van vorige twee genoemde factoren ligt minder voor de hand. In het algemeen echter geldt dat hoe groter het detectiekristal is, des te groter is de absorptiekans en des te groter wordt dus ook de kans op totale absorptie (fotopiek). Dus  $\epsilon_{\text{abs}}$  en  $\epsilon_{\text{p/T}}$  zijn beide afhankelijk van de detector-grootte. Voor een bron die dicht op de detector staat is de effectieve afmeting van de detector anders dan wanneer de bron verder wegstaat. Dus ook van deze afstand zijn de efficiencies afhankelijk. Zie onderstaande figuur.



Op de volgende pagina's staan  $\epsilon_{abs}$  en  $\epsilon_{p/T}$  voor een aantal bron-detector afstanden gegeven als functie van de  $\gamma$ -energie. Deze waarden gelden voor puntvormige bronnen en voor cilindervormige detectiekristallen met een hoogte van 2 inch en een diameter van  $1\frac{3}{4}$  inch.

Voor andere bron-detectorafstanden en voor schijfvormige bronnen wende men zich tot de assistent.

Het NaI (Tl)-kristal is als één geheel gemonteerd op de fotomultiplicatorbuis. De buis heeft een goed gestabiliseerde positieve voedingsspanning nodig die tussen de 500 en 800 V ligt.

In sommige buisvoeten zitten emittervolgers ingebouwd om de uitgang in verband met storingen laagohmig te maken. De versterkertjes hebben een voedingspanning nodig van -12 V (+ aan aarde).

Het uitgangssignaal van alle Harshaw detectoren is negatief (de Hewlett-Packard-detector heeft een positieve output) zodat we een inverterende versterker nodig hebben alvorens het signaal aan de PHA aan te bieden.

## IX.4 EXPERIMENTEN

### IX.4.1 Apparatuurverkenning; spectrum

Neem het  $\gamma$ -spectrum op van een  $^{22}\text{Na}$ -bron.

Bekijk wat de invloed op het spectrum is van verandering van de

- hoogspanningsvoeding van de fotomultiplicatorbuis
- versterkingsfactor
- zero level

### IX.4.2 Bepaling nulpunt van de ijking

Het verband tussen kanaalnummer en energie kunnen we in een zgn. ijkgrafiek weergeven. Dit verband is niet voor elke detector gelijk en kan (afhankelijk van de hoogspanning op de fotomultiplicatorbuis) van een rechte lijn afwijken. Men wil daarom zoveel mogelijk ijkpunten hebben. Een ijkpunt dat men zonder bron kan vinden is het zgn. nulpunt van de ijking: het kanaalnummer waarin een puls met hoogte "0" zou vallen, oftewel het punt waar de ijkgrafiek de as met de kanaalnummers snijdt. Dit kanaal is op te zoeken door een *pulser* i.p.v. een detector via de versterker op de PHA aan te sluiten. De pulser geeft pulsen af waarvande hoogte willekeurig is in te stellen (met de regelknop vanaf nulstand opdraaien, omdat de puls gauw te groot is). Met behulp van schakelaars is de hoogte van de puls exact te halveren, mits de uitgang van de pulser met de bijgeleverde belastingsweerstand is afgesloten. Uit de kanaalnummers waarin de hele en de gehalveerde pulsen geteld worden is uit te rekenen waar het nulpunt ligt.

### IX.4.3 Ijking

Stel de apparatuur zo af, dat 2 MeV nog net op het scoopbeeld zichtbaar is. Leg deze instelling vast m.b.v. een ijkgrafiek: energie vs kanaalnummer. (Gebruik nulpunt en  $^{22}\text{Na}$ -bron.)

Meet de energie van de  $\gamma$ -straling van een andere willekeurige bron op en vergelijk de gevonden waarde met de literatuur, of probeer uitgaande van de gevonden energie de isotoop te bepalen,

### IX.4.4 Scheidend vermogen

Bepaal het scheidend vermogen waarmee de meetapparatuur de 0,662 MeV-piek van  $^{137}\text{Cs}$  registreert.

#### X.4.5 Bronsterkte bepaling

Bepaal de bronsterkte van een preparaat waarvan de wijze van het verval bekend is.

Kies een geschikte afstand van de bron tot de detector in verband met de gegeven waarden van de verschillende efficiencies.

#### IX.5 LITERATUUR

Praktische  $\gamma$ -spectroscopie - A.J. Duivestein, L.A.J. Venverloo

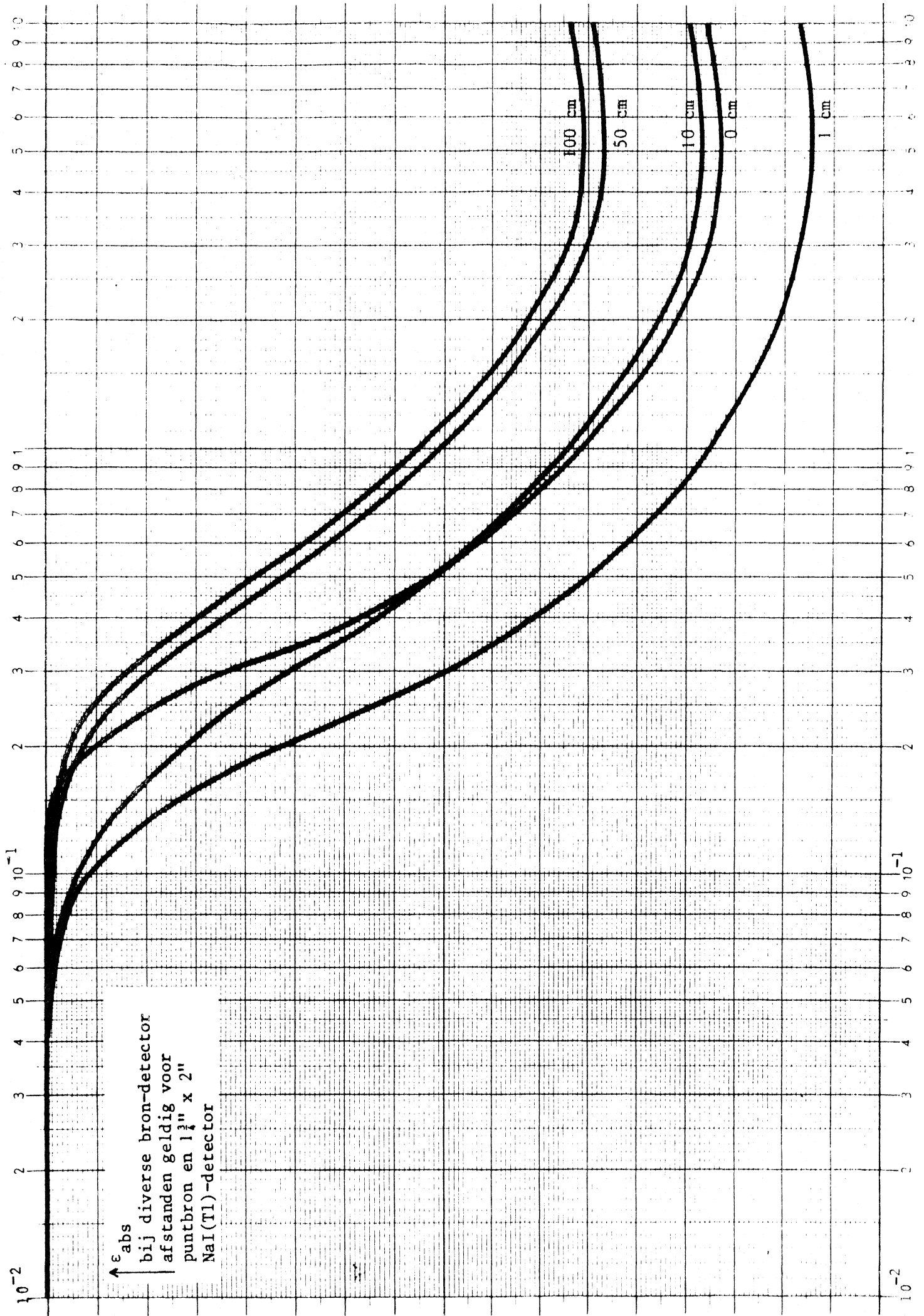
Introduction to Nuclear Physics - H.A. Enge

Nuclear Radiation Detectors - J. Sharpe

Introduction to nuclear radiation detectors - D.J. Ouseph

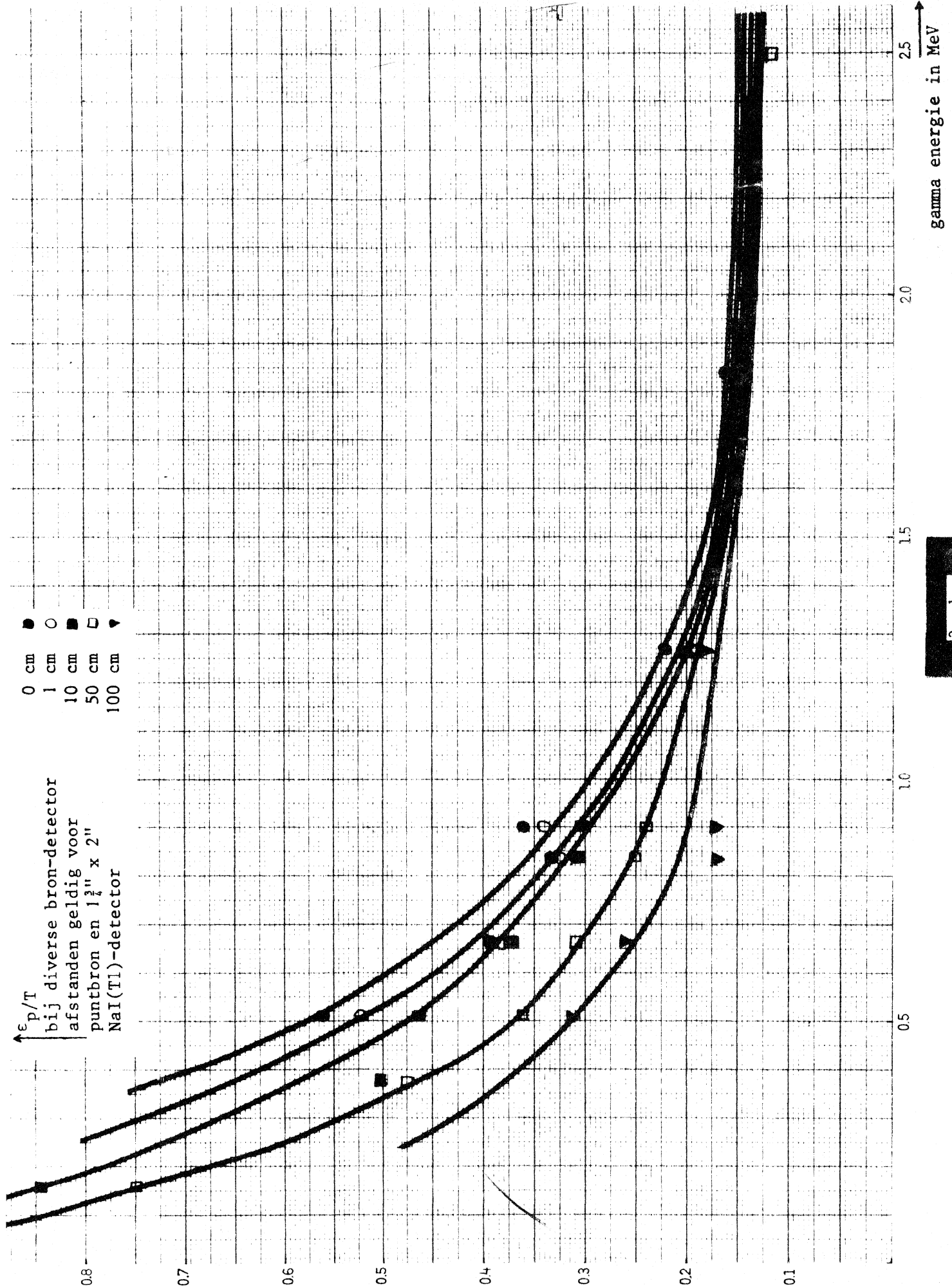
Scintillation spectrometry, gamma-ray spectrum catalogue - R.L. Heath

Table of absolute gamma-ray detection efficiencies - C.C. Grosjean, W. Bossaert



$\epsilon_{p/T}$   
bij diverse bron-detector  
afstanden geldig voor  
puntbron en  $1\frac{1}{4}'' \times 2''$   
NaI(Tl)-detector

- 0 cm
- 1 cm
- 10 cm
- 50 cm
- ▼ 100 cm



3e dag

gamma energie in MeV





## X.A $\alpha$ -ABSORPTIE

### X.A.1 DOEL

In dit experiment wordt nader ingegaan op de interactie van  $\alpha$ -deeltjes met materie. We zullen de zgn. stopping power en de dracht in lucht,  $\text{CO}_2$  en He meten.

### X.A.2 INLEIDING

Doordat het  $\alpha$ -deeltje sterk geladen is en een grote massa heeft, zal zijn gedrag in materie afwijken van dat van het electron.

Wanneer het  $\alpha$ -deeltje met een zekere kinetische energie in materie binnendringt zal het, vanwege zijn lading, voornamelijk energie verliezen door ionisaties en excitaties van de atomen. Er vindt dus een wisselwerking plaats met electronen.

Een maat voor het energieverlies (absorptie) is de stopping power van de absorber gedefinieerd als  $-\frac{dT}{dx}$ , waarbij T de kinetische energie voorstelt en x de afstand die het

deeltje door de absorber heeft afgelegd (lit. 1 en 2).

Wanneer het deeltje al zijn energie heeft afgestaan, dan heet de afstand die het door de absorber heeft afgelegd de *dracht* (*range*).

N.B. In de praktijk bestaan er verschillende methodes om uit een absorptiecurve (aantal getelde deeltjes vs absorber dikte) de dracht te bepalen.

### X.A.3 APPARATUUR

Bij eerder uitgevoerde experimenten is gebleken dat de dracht van  $\alpha$ -deeltjes erg klein is. Voor 5 MeV -  $\alpha$ 's is zelfs een blad papier al voldoende om ze te absorberen. Om toch enige variatie in de absorberdikte te verkrijgen, gebruiken we een gas (lucht,  $\text{CO}_2$ , He) als absorber.

Bij 1 atm gasdruk blijkt de dracht toch nog maar slechts enkele cm te bedragen. Variatie van absorberdikte zou nu verandering van de afstand van de bron tot de detector kunnen betekenen. Dit heeft natuurlijk invloed op de telsnelheid en daarmee samenhangende eigenschappen van het detectiesysteem. Een veel betere methode is de volgende. Plaats de bron op een afstand tot de detector van enige malen de dracht bij 1 atm en varieer de druk van het gas, zodat men de dichtheid van het gas in de hand heeft.

Men kan dus zo het aantal gasatomen, dat het  $\alpha$ -deeltje op weg naar de detector ontmoet, regelen. Hiertoe is op het praktikum een met een vacuumpomp verbonden cylinder aanwezig waarin de opstelling geplaatst kan worden. De gasdruk is regelbaar van enige mm Hg tot atmosferische druk.

Als detector wordt een surface-barrier-detector gebruikt (lit. 3,4 en 5). De biasspanning (120 - 130 V) die over deze detector wordt gezet, wordt via een RC-filter (20 sec) aan de detector aangeboden om de voorversterker te beschermen, die geen grote spanningsvariaties aan de ingang kan verdragen. De voeding (24 V) voor de voorversterker wordt van achter uit een NIM-module (bijv. versterker) betrokken.

Het spectrum van de  $\alpha$ -deeltjes wordt via een versterker met een pulshoogte-analysator opgenomen.

#### X.A.4 EXPERIMENTEN

##### X.A.4.1 Stopping power voor $\alpha$ -deeltjes in lucht

N.B. Gebruik een  $^{241}\text{Am}$ -bron met een sterkte van 35 Ci. Maak bij het hanteren van deze bron altijd gebruik van een pincet, omdat de bron niet is afgeschermd. Zet de bron op ongeveer 10 cm afstand van de detector (bij de aangebrachte schaalverdeling moet, door later aangebrachte wijzigingen in de opstelling, nog 6 mm opgeteld worden).

Verhoog telkens de luchtdruk in de cylinder en bepaal de energie T van de  $\alpha$ -deeltjes die in de detector geregistreerd worden. Neem zoveel mogelijk meetpunten bij de laagste energieën. Reken de luchtdruk om naar de afstand x die de bron tot de detector zou moeten hebben om een  $\alpha$ -deeltje bij 1 atm dezelfde hoeveelheid luchtmoleculen te laten ontmoeten.

Zet de gevonden energie T uit tegen deze afstand x.

N.B. Omdat het  $\alpha$ -spectrum zeer sterk gepiekt is, kunnen er, om tijd te besparen, een aantal opnamen over elkaar heen gemaakt worden, alvorens het geheugen van de pulshoogteanalysator uit te lezen. De energieën mogen echter niet te dicht bij elkaar liggen, omdat dan de pieken gaan overlappen.

Bepaal uit de grafiek de stopping power  $-\frac{dT}{dx}$  en zet dit uit tegen T. Controleer voor één punt de experimenteel gevonden waarde van  $-dT/dx$  met de theoretische voorspelde waarde (lit. 1).

##### X.A.4.2 Bragg-curve, dracht in lucht

Construeer de zgn. Bragg-curve (lit. 2) waarbij n, het aantal gevormde ionen per eenheid van weglengte, uitgezet wordt tegen de weglengte x die het  $\alpha$ -deeltje in de absorber heeft afgelegd.

Er geldt  $n = -\frac{dT}{dx} \frac{1}{\epsilon}$ , waarin  $\epsilon$  de gemiddelde energie voorstelt die door het  $\alpha$ -deeltje per ion wordt verbruikt. Stel  $\epsilon = 32,5$  eV.

We kunnen nu proberen een schatting te maken van de dracht.

##### X.A.4.3 Stopping power van $\text{CO}_2$ , excitatie potentiaal

Bepaal de STOPPING POWER voor  $\alpha$ -deeltjes van  $\text{CO}_2$  als functie van de energie van de  $\alpha$ -deeltjes.

Probeer zo goed mogelijk in het laagenergetisch gebied te meten en verklaar de optredende vorm van de curve  $-\frac{dT}{dx}$  vs T.

Maak een schatting van de gemiddelde excitatie potentiaal I van  $\text{CO}_2$  via de in lit. 1 gegeven formule en een experimenteel gevonden waarde van  $-\frac{dT}{dx}$ .

Schat tevens de dracht uit de grafiek van  $-\frac{dT}{dx}$  vs x.

##### X.A.4.4 Stopping power van He

Maak ook voor He een grafiek van  $-\frac{dT}{dx}$  vs T.

##### X.A.4.5 Dracht

Bepaal de dracht van  $\alpha$ -deeltjes uitgezonden door  $^{241}\text{Am}$  in lucht,  $\text{CO}_2$  en He. We zijn nu geïnteresseerd in het aantal deeltjes dat de detector bereikt en niet in de energie van de deeltjes.

Gebruik de pulshoogteanalysator dan op de multichannelscaling mode.

We kunnen twee methodes volgen, waarvan de laatste de nauwkeurigste is.

a) Laat de kraan langzaam gas inleken en start de multichannelscaling meting. Op vaste tijden ziet men op de scoop het verspringen van de kanalen. Als men de relatie kent tussen het kanaalnummer en de luchtdruk, dan kan men eenvoudig bepalen hoe groot de absorberdikte was bij iedere meting in een kanaal.

- b) Meet telkens bij een vaste gasdruk (in de buurt van de druk waarbij alle deeltjes geabsorbeerd worden) in een aantal kanalen de aantallen gasdeeltjes die de detector bereiken, zodat we ook meteen beter voor statistische fluctuaties kunnen corrigeren.

Zet bij a) of b) de aantallen pulsen uit tegen de absorberdikte  $x$  en VERKLAAR HET VERLOOP.

#### X.A.5 LITERATUUR

1. Introduction to nuclear physics - H.A. Enge, Hst. 7, blz. 185
2. Experimental Nucleonics - E. Bleuler and G.J. Goldsmith, Hst. 19
3. Introduction to nuclear physics - H.A. Enge, Hst. 7.6
4. Nuclear and particle physics - E.B. Paul, Hst. 4, 2.4
5. Experiments in nuclear science - Ortec, Exp. 4 en 5



X.B Ge (Li)-DETECTOR; PAARVORMINGSEFFECT

X.B.1 DOEL

In dit experiment worden de eigenschappen van een Ge(Li) detector opgemeten en vergeleken met die van een NaI (Tl)-scintillatie-detector. Daarnaast zal met behulp van de Ge(Li)-detector het paarvormingseffect worden aangetoond.

X.B.2 INLEIDING

De Ge(Li)-detector is een surface-barrier (halfgeleider)-detector met een P-I-N-configuratie (zie lit. 1 en hst. VII.4). Evenals in NaI worden  $\gamma$ -quanten in germanium volgens de drie bekende interacties fotoeffect, comptoneffect en paarvormingseffect geabsorbeerd. We kunnen dus ook nu karakteristieken in het spectrum aantreffen die door deze effecten veroorzaakt zijn. Alleen zal de verhouding van bijv. het aantal deeltjes in de fotopiek en het aantal onder de comptonrug bij beide soorten detectoren verschillend zijn, vanwege de verschillende waarschijnlijkheden voor het optreden van de effecten.

Een van de meest in het oog springende eigenschappen van de Ge(Li)-detector is zijn grote oplossend vermogen. Het oplossend vermogen van het gehele detectiesysteem  $R_S$  bestaat uit het oplossend vermogen van de detector  $R_D$  en uit dat van de electronica (t.g.v. ruis, jitter, etc.)  $R_E$ .

Er geldt: 
$$R_S = \sqrt{R_D^2 + R_E^2} \quad (1)$$

Een theoretische ondergrens voor het oplossend vermogen van de detector is  $R_D = K \sqrt{FE}$ , met K een constante, F de statistische Fanofactor en E de  $\gamma$ -energie in MeV.

Een goede benadering levert  $R_D = 1,44 \sqrt{E}$ , (2)

waarbij  $R_D$  nu in KeV gegeven wordt.

Een andere eigenschap is de efficiency waarmee de fotopiek geregistreerd wordt (lit. 2).

Het is gebruikelijk om bij een Ge(Li)-detector de relatieve efficiency te definiëren als een percentage van de fotopiek-efficiency van een 3" x 3" NaI (Tl)-detector, opgemeten onder genormeerde condities, nl.

- 1) energie 1,33 MeV  $\gamma$ 's van  $^{60}\text{Co}$ .
- 2) bron-detector afstand 25 cm. (lit. 3)

De fotopiek-efficiency van deze NaI-detector bedraagt  $1,2 \cdot 10^{-3}$ .

Voor het optreden van het paarvormingseffect zijn  $\gamma$ 's vereist die een grotere energie hebben dan 1,02 MeV (2 x rustmassa van het electron). Deze hoogenergetische  $\gamma$ 's worden bijvoorbeeld in de neutronenbron en in de afscherming ervan gecreëerd. In de neutronenbron, een mengsel van  $^{241}\text{Am}$  en  $^9_4\text{Be}$ , wordt door het  $^{241}\text{Am}$  een  $\alpha$ -deeltje uitgezonden, dat door de Be-kern wordt ingevangen. Dit geeft een aangeslagen kern van  $^{12}_6\text{C}$  en een neutron. Wanneer deze aangeslagen  $^{12}\text{C}$  kern naar de grondtoestand vervalt wordt er een  $\gamma$ -deeltje uitgezonden van 7,66 MeV. Ook in de bronomhulling, paraffine of water, kan  $\gamma$ -straling vrijkomen als er uit een proton en een neutron deuterium gevormd wordt. De  $\gamma$ -energie is gelijk aan het massadefect nl. 2,23 MeV. De energie van dergelijke  $\gamma$ -quanten is hoog genoeg om in de detector of in de bronafscherming het paarvormingseffect aan te gaan (lit. 2, 3). Zie ook hst. III.7 en IX.2 van deze handleiding.

### X.B.3 APPARATUUR

Om zo weinig mogelijk last te hebben van vrije ladingsdragers als gevolg van thermische excitaties, wordt de Ge(Li)-detector met vloeibare stikstof gekoeld. Bovendien mag de detector niet tot kamertemperatuur worden opgewarmd, omdat dan het Li uit het kristal diffundeert.

De biasspanning (sperspanning over de detector) wordt betrokken uit een voeding die -2000 V kan leveren.

(Vraag: Waarom moet deze spanning zo hoog zijn?)

N.B.!: Omdat de voorversterker geen grote spanningsvariatie aan de ingang kan verdragen wordt de biasspanning via een filter met zeer grote RC-tijd (200 sec) op de detector aangesloten. Desondanks mag de spanning niet in één keer op -2000 V worden aangeschakeld, maar moet men het met de hand of via een externe spanningssturing langzaam opdraaien in zo'n tempo, dat in 10 à 15 minuten de -2000 V wordt bereikt. Dit geldt onverkort ook weer voor het afbreken van de spanning!

Zet tijdens deze handelingen een bron voor de detector en laat de PHA op live-display analyseren, zodat men kan zien of de voorversterker nog werkzaam is. Een halfgeleider-detector werkt nl. al bij een biasspanning van enige tientallen Volt (zij het met een slecht oplossend vermogen).

Wanneer de spanningsvariatie te groot is, geeft de voorversterker geen signalen meer af, hetgeen men onmiddellijk op de scoop van de PHA ziet. Men kan dan direct de spanning weer terugdraaien voordat de voorversterker beschadigd wordt.

### X.B.4 EXPERIMENTEN

#### X.B.4.1 Ge(Li)-detector

Bepaal van de Ge(Li)-detector en van een NaI(Tl)-detector bij verschillende energieën (0,662 MeV en 1,33 MeV) het oplossend vermogen gedefiniëerd als  $\frac{\Delta E}{E} \cdot 100\%$ , waarbij E de energie van de fotopiek is en  $\Delta E$  de breedte van de piek op halve hoogte.

Gebruik de hoogste conversion gain van de PHA voor de beste kanaalscheiding. Het oplossend vermogen van de electronica is te bepalen door een pulser op de voorversterker aan te sluiten.

X.B.4.2 Bepaal de relatieve fotopiek-efficiency van de Ge(Li)-detector.

X.B.4.3 Bepaal het scheidend vermogen van de Ge(Li)-detector bij lage biasspanning (paar honderd Volt). (Men kan dit, om tijd te besparen, het beste helemaal aan het eind van het experiment doen, wanneer men toch de hoogspanning moet verlagen.)

#### X.B.4.4 Paarvormingseffect

Neem met een Ge(Li)-detector een spectrum op van de neutronenbron. Toon hierin het optreden van het paarvormingseffect aan en verklaar het spectrum.

### X.B.5 LITERATUUR

1. Philips Technisch Tijdschrift - jaargang 27, no 12 1965/1966
2. Experiments in Nuclear Science- Ortec, Hst. VII
3. Scintillation Spectrometry - Phillips Petroleum Company
4. Introduction to Nuclear Physics - H. A. Eng

## X.C RÖNTGENFLUORESCENTIE

### X.C.1 DOEL

We zullen ons in dit experiment bezig houden met het opwekken van röntgenfluorescentie in materialen. Dit verschijnsel stelt ons o.a. in staat om op non-destructieve wijze materialen te analyseren op hun chemische samenstelling.

### X.C.2 INLEIDING

Wanneerwe een materiaal bestralen met "harde" röntgen- of  $\gamma$ -straling, treedt bij wisselwerking tussen deze straling en het materiaal o.a. het foto-electrisch effect op. Hierbij worden vooral K-schil electronen vrijgemaakt van de atomen. Het zo ontstane gat in de K-schil wordt door een electron uit een hoger gelegen schil opgevuld, waarbij röntgenstraling wordt uitgezonden. De energie van de röntgenquanten is gelijk aan het verschil van de bindingsenergieën van de electronen in de betreffende schillen. Dit verschijnsel heet röntgenfluorescentie.

Elk element heeft aldus zijn eigen karakteristieke röntgenfluorescentie-spectrum. We spreken van  $K_{\alpha}$ -straling als het gat in de K-schil wordt opgevuld met een electron uit de L-schil en van  $K_{\beta}$ -straling als een electron van de M-schil naar de K-schil overgaat.  $K_{\alpha}$ -straling treedt met grotere waarschijnlijkheid op dan  $K_{\beta}$ -straling.

Zo kent men ook straling die men tot de zgn. L-serie rekent. In dit geval wordt een gat in de L-schil opgevuld (lit. 1).

Het spreekt vanzelf dat we bijv.  $K_{\alpha}$ -straling alleen bij die elementen kunnen opwekken waarvan de ionisatie-energie van de K-schil electronen kleiner is dan de energie van de quanten waarmee we het materiaal bestralen.

Omdat röntgenstraling geen grote indring- (of uittree-)diepte heeft, kunnen we met deze methode alleen de oppervlakte-laag van een materiaal bestuderen. De samenstelling van dieper gelegen lagen blijft met deze methode voor ons verborgen.

### X.C.3 APPARATUUR

De röntgenstraling vindt zijn oorsprong in de electronenwolk van het atoom, zodat we niet van een kernfysisch proces kunnen spreken. De reden dat we dit experiment toch op het kernfysica praktikum uitvoeren is, dat we gebruik maken van typisch kernfysische meetapparatuur.

Als detector gebruiken we een proportionele gas-telbuis (zie hst. VII.2 en lit. 2), die röntgenquanten vanaf 5 KeV tot 40 KeV meet. De hoogspanning over de buis mag maximaal + 3000 V bedragen. Een gunstige praktijkwaarde, in verband met het scheidend vermogen van de telbuis en de grootte van het signaal, is echter + 2000 V.

Aan de detector is een voorversterker gekoppeld die zijn voedingsspanning via een aparte kabel van achteruit een NIM-module betreft. Om de ingangstrap van deze voorversterker tegen onherstelbare beschadiging te beschermen is een filter met een grote tijdconstante ingebouwd, via welke de hoogspanning geleidelijk aan het systeem wordt toegevoerd. De hoogspanning mag dus wel in één keer aan- of uitgeschakeld worden, maar de verbindingskabel tussen de detector en de voorversterker mag nimmer losgemaakt worden als de hoogspanning aan staat. Pas na 2 minuten na uitschakelen van de hoogspanning zou deze kabel losgemaakt mogen worden.

Alvorens de output van de voorversterker met de PHA te analyseren, dient deze nog met een hoofdversterker verder versterkt te worden.

Op het praktikum zijn voor het bestralen twee types bronnen aanwezig:  $^{238}\text{Pu}$  en  $^{210}\text{Pb}$  (lit. 3). Het hangt van de energie van de straling die deze bronnen uitzenden af, welke elementen men kan bestralen, zodat röntgenfluorescentie het gevolg is. Op de zaal is een lijst aanwezig waarop voor elk element diverse energieën getabelleerd staan (ionisatie-energieën en röntgen-emissie-energieën).

Veel van de te bestralen materialen zijn in de vorm van een rond plaatje op een statiefje geplaatst. De bron dient zo t.o.v. de detector opgesteld te worden dat directe straling zoveel mogelijk wordt tegengegaan (zie fig. 1). In het geval dat er toch straling van de bron gemeten wordt, moet deze van het spectrum afgetrokken worden. Het oppervlak van het trefplaatje dat men vanuit de bron en vanuit de detector kan "zien" dient zo groot mogelijk te zijn voor een zo groot mogelijke stralingsopbrengst.

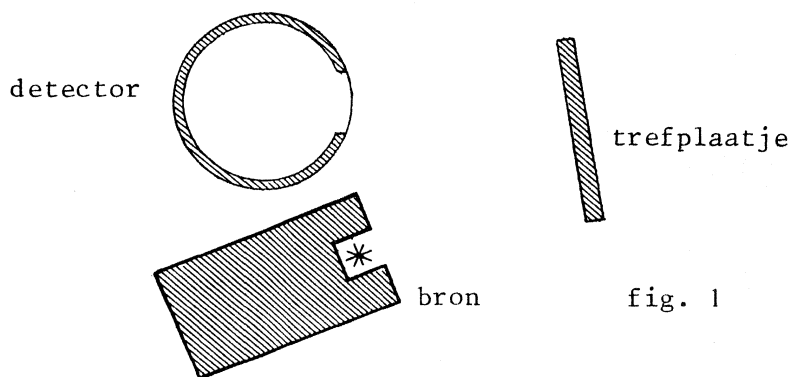


fig. 1

#### X.C.4 EXPERIMENTEN

X.C.4.1 Ijk de opstelling aan de hand van de straling van de bron (lit. 3) of van röntgenfluorescentie van bekende materialen.

X.C.4.2 Neem kwalitatief enige röntgenfluorescentiespectra op.

X.C.4.3 Meet de  $K_{\alpha}$ -energie van de fluorescentiespectra op als functie van het atoomnummer  $Z$  en bepaal de constante  $s$ , die in de wet van Moseley (lit. 4, 5) voorkomt als correctie op de Bohrse benadering:

$$\nu = cR(Z - s)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) .$$

X.C.4.4 Bepaal van een legering (R.V.S., messing, etc.) de samenstellende elementen en probeer de verhouding van de hoeveelheden te schatten.

X.C.4.5 Bepaal van een verkoperd plaatje ijzer de dikte van het koperlaagje. Vergelijk daartoe de opbrengst aan  $K_{\alpha}$ -straling van een zuiver ijzeren plaatje met die van het verkoperde plaatje. Het zuiver ijzeren plaatje wordt vanuit de bron bestraald met een aantal quanten  $N_{\text{o-bron}}$ . Dit geeft een opbrengst van een aantal  $K_{\alpha}$ -quanten  $N_{\text{o-K}_{\alpha}}$  (zie fig. 2)



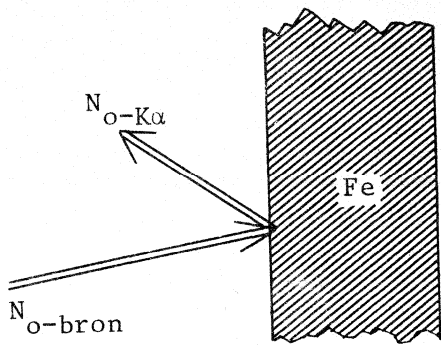


fig. 2

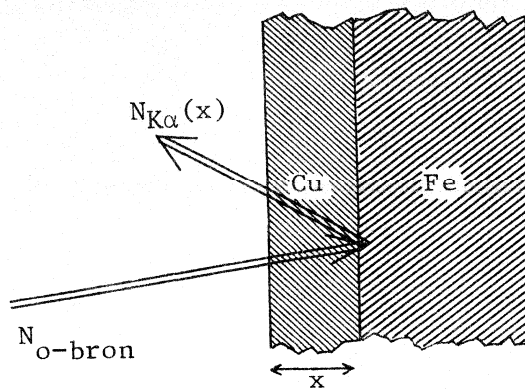


fig. 3

Het opgebrachte koperlaagje ter dikte  $x$  absorbeert een aantal quanten uit de bron met een massaverzwakkingscoëfficiënt  $\mu_1$  (in lit. 6 wordt  $\mu_1$  "X-ray cross section" genoemd) (zie fig. 3), zodat het aantal quanten dat het ijzer bereikt nog slechts

$$N_{\text{bron}}(x) = N_{\text{o-bron}} e^{-\mu_1 \rho x} \quad \text{bedraagt.}$$

De dichtheid van koper wordt voorgesteld door  $\rho$ .  
De opbrengst  $N'_{K\alpha}$  zal dan ook evenredig minder zijn.

$$N'_{K\alpha} = N_{\text{o-K}\alpha} \cdot \frac{N_{\text{bron}}(x)}{N_{\text{o-bron}}} = N_{\text{o-K}\alpha} \cdot e^{-\mu_1 \rho x}$$

De  $K$ -straling wordt echter ook weer geabsorbeerd met een massa verzwakkingscoëfficiënt  $\mu_2$ . Zodat we overhouden:

$$N_{K\alpha}(x) = N'_{K\alpha} \cdot e^{-\mu_2 \rho x} = N_{\text{o-K}\alpha} e^{-\mu_1 \rho x} e^{-\mu_2 \rho x}$$

Als we alle meetomstandigheden constant houden kunnen we  $x$ , eventueel gecorrigeerd voor een gemiddelde invalshoek en uitstralingshoek, bepalen uit de verhouding van het aantal  $K_{\alpha}$ -quanten dat gemeten wordt aan het plaatje zonder en met koperlaagje.

N.B. We zullen, behalve de  $K$ -straling van ijzer, ook die van koper meten. Trek dus een zuiver-koper $_{\alpha}$ -spectrum van het gemengde spectrum af, opdat we alleen de ijzer-bijdrage overhouden.

#### X.C.5 LITERATUUR

1. Natuur en Techniek - 39e jaargang 1-1971 (overdruk op zaal)
2. Experimental Nucleonics - E. Bleuler and G.J. Goldsmith
3. AMERSHAM Low Energy Photon Sources - Techn. Bulletin 72/6
4. Experimental Atomic Physics - G.P. Harnwell and J.J. Livingood
5. Introduction to Atomic and Nuclear Physics - H. Semat and J.R. Albright
6. Handbook of Radiation Measurement and Protection - Allen Brodsky



X.D

COMPTONEFFECT

X.D.1 DOEL

In dit experiment wordt het comptoneffect bestudeerd. In eerste instantie wordt de hoekafhankelijkheid van de energie van de verstrooide fotonen onderzocht en als uitbreiding kan ook de intensiteitsverdeling van de verstrooide fotonen als functie van de verstrooiingshoek nader worden bekeken.

X.D.2 INLEIDING

Een van de wisselwerkingen die fotonen, zoals R $\ddot{o}$ - en  $\gamma$ -quanten, met materie kunnen hebben is het comptoneffect. Het foton wordt hierbij verstrooid aan een electron, waarbij het foton een deel van zijn energie en impuls afgeeft aan het electron. Het verstrooide foton heeft dan ook een lagere energie en impuls.

We kunnen deze wisselwerking beschrijven als ware het een botsing tussen een foton en een vrij electron. Ook kan het comptoneffect optreden bij losgebonden electronen, d.w.z. electronen waarvan de bindingsenergie klein is t.o.v. de energie van de invallende fotonen (lit. 1 en 2).

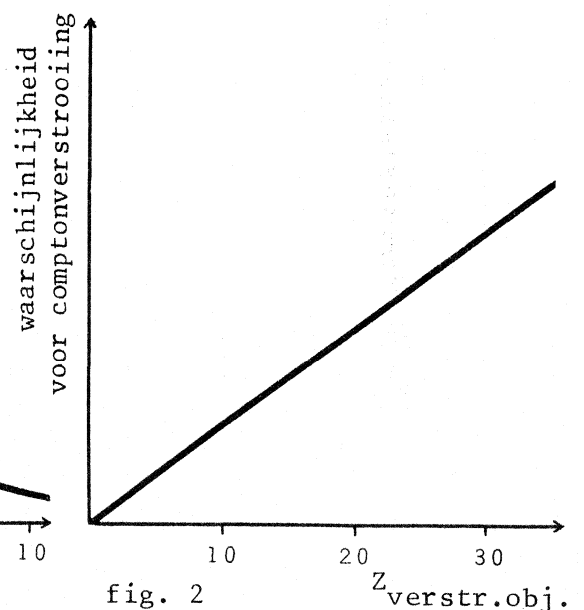
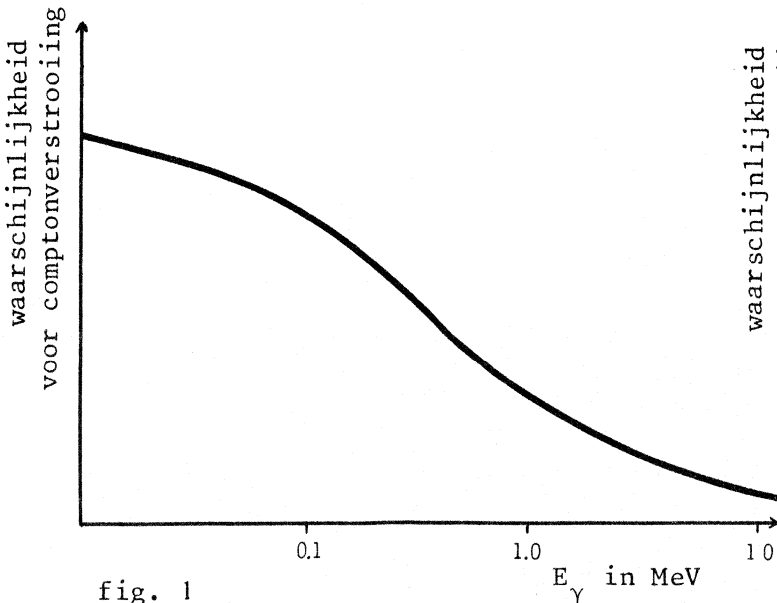
Voor de energie  $E'_{\gamma}$  van de verstrooide fotonen geldt:

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{mc^2} (1 - \cos \phi)}$$

waarin  $E_{\gamma}$  de energie van de invallende fotonen voorstelt,  $mc^2$  de rustenergie van het electron (= 0,511 MeV) en  $\phi$  de verstrooiingshoek van het foton. Er is ook verstrooiing mogelijk aan sterkgebonden electronen. In dit geval is de massa van het electron effectief nagenoeg gelijk aan die van het atoom. Omdat het comptoneffect alleen een belangrijke rol speelt bij fotonen met een energie van de orde van 10 MeV en lager (zie fig. 1) en omdat de rustmassa van een atoom enige duizenden malen groter is dan de electronmassa geldt dat

$$\frac{E_{\gamma}}{m_{eff} c^2} \ll 1$$

zodat in het geval van verstrooiing aan sterk gebonden electronen geldt dat  $E'_{\gamma} \approx E_{\gamma}$ . Het verstrooide foton heeft dus nauwelijks energie afgestaan aan het atoom.



De waarschijnlijkheid waarmee zich het comptoneffect voordoet is recht evenredig met het aantal electronen per atoom en hangt dus lineair af van het atoomnummer van het verstrooiingsmateriaal (fig. 2).

We kunnen ook bij een gegeven verstrooiingsmateriaal de intensiteit van de verstrooide fotonen meten als functie van  $\phi$ .

De differentiële werkzame doorsnede voor het comptoneffect is een maat voor die intensiteit. Een uitdrukking hiervoor wordt gegeven door Klein en Nishina (lit. 3, 4):

$$\sigma(\phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 Z \left( \frac{E'}{E_\gamma} \right)^2 \left( \frac{E_\gamma}{E'} + \frac{E'}{E_\gamma} - \sin^2 \phi \right)$$

waarin  $r_0 = \frac{e^2}{m c^2}$  met  $e$  de electronlading,  $m$  de electronmassa en  $c$  de lichtsnelheid.  $Z$  is het atoomnummer van de verstrooier.

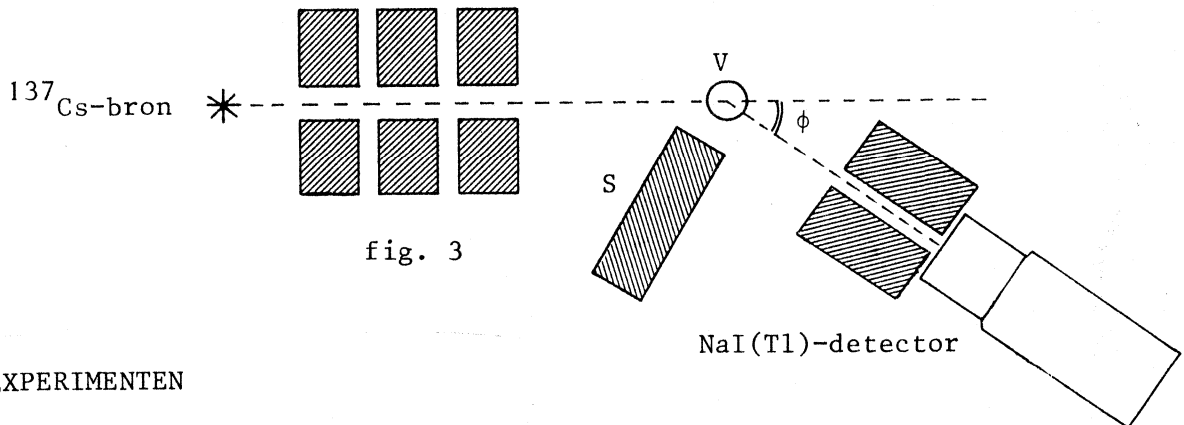
### X.D.3 APPARATUUR

De meetopstelling is geschetst in fig. 3. Een  $^{137}\text{Cs}$ -bron van 100 of 1000  $\mu\text{Ci}$  verzorgt de  $\gamma$ -quanten (0,662 MeV) die verstrooid moeten worden aan het object V. Een aantal doorboorde loodblokken dient als diafragma om de  $\gamma$ -bundel te begrenzen en dus de invalrichting vast te leggen.

Het verstrooiingsobject is cilindrisch symmetrisch i.v.m. de draaiing van de detector om de symmetrie-as van V. Er zijn verstrooiingsobjecten aanwezig van verschillende afmetingen en materialen.

Ook voor de detector wordt een looddiafragma geplaatst om de hoek  $\phi$  te bepalen. Dit diafragma heeft echter wel invloed op de detectie-efficiency. Een loden afscherming S is aangebracht om zoveel mogelijk directe straling van de bron in de richting van de detector tegen te houden. De gehele opstelling is op een verhoging boven de tafel geplaatst om zoveel mogelijk verstrooiing aan het tafelblad te voorkomen.

Als detector wordt een NaI(Tl) scintillator gebruikt.



### X.D.4 EXPERIMENTEN

X.D.4.1 IJk de pulshoogteanalysator.

X.D.4.2 Kies bij een gegeven brondiafragma a) een geschikte afstand tussen de bron en verstrooier b) de grootte van het verstrooiingsobject c) de afstand tussen de verstrooier en de detector en d) de grootte van het detector-diafragma.

X.D.4.3 Meet de energie van de verstrooide  $\gamma$ -quanten als functie van de verstrooiingshoek  $\phi$  en vergelijk dit met de theorie. Om de positie en de inhoud (i.v.m. X.D.4.4) van de fotopieken juist te bepalen kunnen eventueel de storende "achtergrondstraling" en niet gewenste verstrooiingen van de metingen afgetrokken worden.

X.D.4.4 Meet de intensiteit van de verstrooide  $\gamma$ -quanten als functie van  $\phi$  .  
N.B.: Houd rekening met het feit dat de detectie-efficiency afhankelijk is van de energie van de te detecteren  $\gamma$ -quanten. Betrek in een discussie ook de invloed van de  $\gamma$ -absorptie in het verstrooiingsobject.

X.D.5 LITERATUUR

1. Introductory Nuclear Physics - D. Halliday
2. Elementary Modern Physics - R.T. Weidner and R.L. Sells
3. Harshaw Chemical Company (op zaal)
4.  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -Ray Spectroscopie I - K. Siegbahn



X.E.  $\beta$ -SPECTROSCOPIE; ABSORPTIE VAN ELECTRONEN

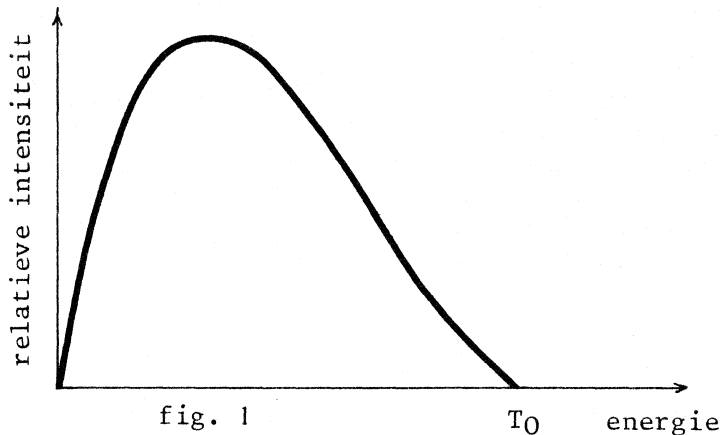
X.E.1 DOEL

Het doel van dit experiment is het bestuderen van de vorm van  $\beta$ -spectra en van het absorptiegedrag van materie voor electronen (zowel voor conversie-electronen als voor electronen uit  $\beta$ -straling).

X.E.2 INLEIDING

Nu zij reeds opgemerkt dat al het volgende zowel van toepassing is op electronen als op positronen. In tegenstelling tot  $\alpha$ -deeltjes en  $\gamma$ -quanten vertonen electronen uit  $\beta$ -straling een continu spectrum, omdat bij het verval van een kern behalve een electron (of een positron) er ook een anti-neutrino  $\bar{\nu}$  (resp. een neutrino  $\nu$ ) wordt uitgezonden. De desintegratie-energie wordt verdeeld over beide deeltjes. In de uiterste gevallen krijgt het electron òf geen energie mee, òf alle energie  $T_0$ .

Het electronenspectrum (zie fig. 1) zoals dat door een  $\beta$ -actieve bron wordt uitgezonden wordt dus bij hoge energie begrensd door de energie  $T_0$ , de *eindpuntsenergie*. Deze is karakteristiek voor de beschouwde nuclide.



Omdat de aantallen electronen met een energie in de buurt van  $T_0$  zo gering zijn, is vanwege de grote statistische fluctuaties de eindpuntsenergie  $T_0$  in een gemeten spectrum moeilijk te bepalen.

Uitgaande van de theoretische vorm van het spectrum hebben Fermi en Kurie een methode ontwikkeld om door extrapolatie  $T_0$  te bepalen (lit. 1, 2 en 3). Uit het spectrum construeert men een zgn. *Fermi-Kurie-plot*, d.w.z. men zet de grootheid

$$\sqrt{\frac{N(E)dE}{F(Z,E)pE}} \quad (1)$$

uit tegen de energie  $E$  of  $T$  van het electron. Hierin is  $E$  de totale energie van het electron,  $T$  de kinetische energie,  $N(E)dE$  is het aantal deeltjes dat men aantreft in het energie-interval  $[E, E+dE]$ ,  $F(Z, E)$  de Fermi-functie of Coulombfactor (lit. 3) en  $p$  de impuls van het electron met energie  $E$ . De vorm van het spectrum wordt op deze wijze tot een rechte lijn teruggebracht en de plaats waar de rechte de energie-as snijdt levert ons de eindpuntsenergie  $T_0$ .

In de praktijk  $T_0$  kan men het gemakkelijkst een grootheid uitzetten die evenredig is met (1). De procedure is dan als volgt. Men kiest uit een geïjkt spectrum een bepaald kanaal. Uit de energie  $T$  die bij dit kanaal behoort kan men via de relaties

$$E = T + m_0 c^2 \quad (2)$$

en

$$E^2 = (m_0 c^2)^2 + p^2 c^2 \quad (3)$$

de impuls van de electronen berekenen.

Omdat E lineair afhangt van T en omdat elk kanaal eenzelfde energie-interval voorstelt is het voldoende om de grootheid

$$\left\{ \frac{N(T)}{F(Z,E) (T^2 + 2Tm_0 c^2)^{\frac{1}{2}} \cdot (T + m_0 c^2)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

uit te zetten tegen T. In veel gevallen mag men F(Z,E) ook als constante beschouwen.

Twee processen zijn verantwoordelijk voor de absorptie van electronen in materie. Voor electron-energieën > 1 MeV lijdt het electron hoofdzakelijk energieverlies door het uitzenden van remstraling en voor energieën < 1 MeV staat het electron hoofdzakelijk energie af door ionisaties en excitaties (lit. 4 en zie hst. III.5). Een maat voor het energieverlies is de *stopping power*  $\frac{dI}{dx}$  van het absorberende materiaal. Hierin stelt x de afstand voor die het electron door het absorberende materiaal heeft afgelegd.

### X.E.3 APPARATUUR

We hebben de keus uit twee types detectoren die in combinatie met een PHA gebruikt worden.

In de eerste plaats staat een  $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ -scintillatie-detector tot orze beschkking. Het kristal is tamelijk dun (12,5 mm) en het is vervaardigd van een materiaal met lage gemiddelde Z, zodat het weinig gevoelig is voor  $\gamma$ -straling. Om het kristal lucht- en lichtdicht te maken is het afgedekt met aluminiumfolie. Dit folie is zeer dun (0,5  $\mu\text{m}$ ) gehouden om de electronen zo weinig mogelijk af te stoppen. De detector is dus KWETSBAAR.

In de tweede plaats kunnen we gebruik maken van een halfgeleiderdetector, een *surface barrier detector* met een dikte van 2000  $\mu\text{m}$  en een oppervlak van 25  $\text{mm}^2$ . Zie voor de werking van deze detector lit. 5.

De *biasspanning* van deze detector moet ca + 800 V bedragen. Deze spanning mag niet meteen op de detector worden aangesloten, noch mag deze spanning in één keer worden uitgeschakeld. De ingangstrap van de voorversterker kan nl. onherstelbaar beschadigd worden als de spanningsvariatie aan de ingang te groot is. Als de hoogspanning niet via een filter met grote RC-tijd aan het systeem wordt toegevoerd, moet de hoogspanning langzaam met de hand worden geregeld, zowel voor het aanschakelen als voor het uitschakelen. (Maximaal tempo 100 V per seconde.)

In de praktijk ziet een gemeten spectrum er anders uit dan in fig. 1 is aangegeven. Er vindt namelijk absorptie plaats in het bronmateriaal, in de lucht en in de detector-afschermingen. De electronen met de laagste energie worden geheel geabsorbeerd en die met de hoogste energie staan weinig van hun energie af, zodat een spectrum zoals in fig. 2 gemeten wordt.

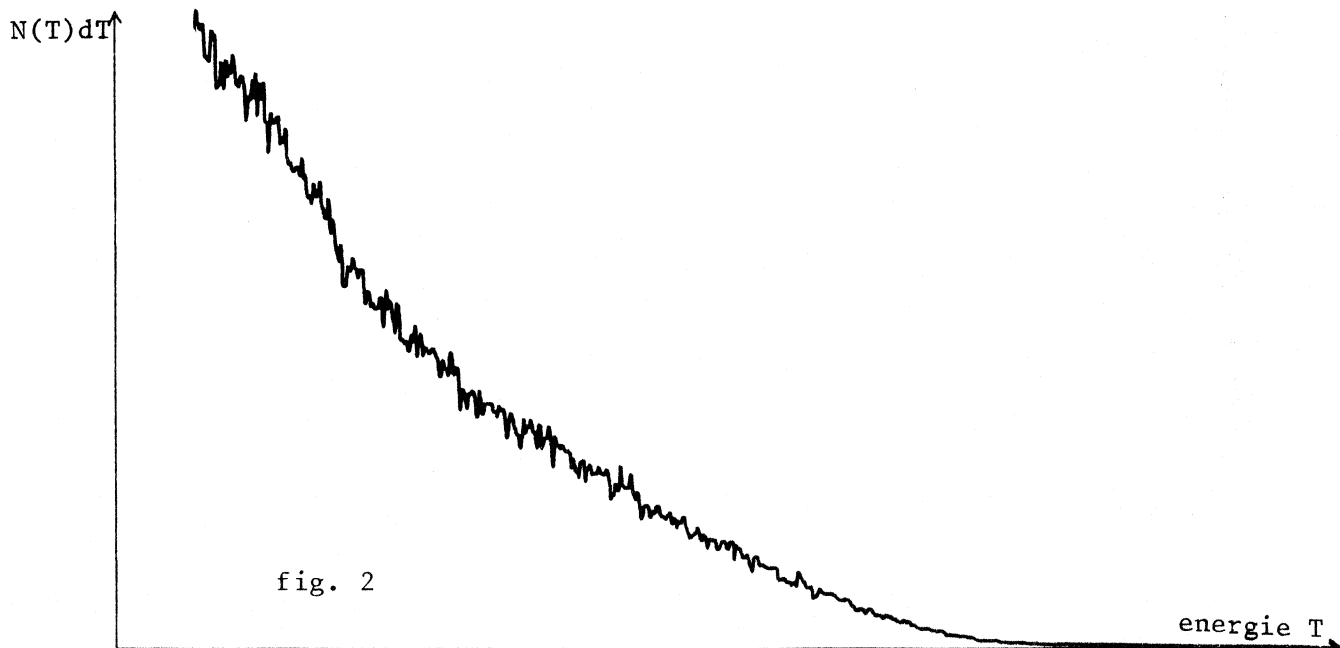


fig. 2



Bij niet al te sterke absorptie mag op het staartstuk van het spectrum nog het Fermi-Kurie-plot worden toegepast.

Bij sterkere absorptie wordt het spectrum te zeer vervormd voor het Fermi-Kurie-plot, zodat men beter het eindpunt van het spectrum kan bepalen door extrapolatie in het spectrum zelf. Dit laatste speelt een rol bij absorptie-experimenten.

Als absorberend materiaal dient aluminium dat in diverse folie- en plaatdiktes voorhanden is.

#### X.E.4 EXPERIMENTEN

X.E.4.1 IJk de PHA m.b.v. de conversie-electronen van  $^{137}\text{Cs}$  en  $^{207}\text{Bi}$ .

X.E.4.2 Neem spectra op van verschillende  $\beta$ -emitters (ook  $\beta^+$ ) en maak, eventueel via een computerprogramma, Fermi-Kurie-plots van deze spectra om de eindpuntsenergie  $T_0$ , die karakteristiek is voor de nuclide, te bepalen. Trek eerst eventueel meegetelde  $\gamma$ -straling van de spectra af.

X.E.4.3 Neem een spectrum van  $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$  - bron op. Deze bron zendt twee soorten  $\beta$ -straling uit. Probeer voor beide soorten de eindpuntsenergie  $T_c$  via een Fermi-Kurie-plot te bepalen.

X.E.4.4 Bekijk het electronabsorptie gedrag van materie aan de hand van de hoogst energetische electronen van een  $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$  - bron door de eindpuntsenergie te bepalen als functie van de absorptiedikte  $x$ . Neem voor lagere energieën eventueel een andere bron. Maak een grafiek van  $T_0(x)$  vs  $x$  en construeer hieruit een grafiek  $-\frac{dT_0(x)}{dx}$  vs  $T$ . Vergelijk dit resultaat met de literatuur.

#### X.E.5 LITERATUUR

1. E. Bleuler and G.J. Goldsmith - Experimental Nucleonics, blz. 344 e.v.
2. K. Siegbahn -  $\alpha, \beta, \gamma$ -ray Spectroscopy, blz. 488 e.v.
3. H.A. Enge - Introduction to Nuclear Physics, blz. 316
4. H.A. Enge - Introduction to Nuclear Physics, blz. 190
5. E.B. Paul - Nuclear and Particle Physics, Hst. 4, § 2.4



# XI $\gamma$ - $\gamma$ COINCIDENTIES

## XI.1 DOEL

Met dit experiment wordt door middel van  $\gamma$ - $\gamma$ -coincidenties het positron-electron-annihilatieproces onderzocht. Als bron van positronen dient een  $^{22}\text{Na}$ -preparaat.

Uit dezelfde meetgegevens kan men bovendien het vervalschema van  $^{22}\text{Na}$  bepalen.

## XI.2 INLEIDING

Een coincidentie is het gelijktijdig optreden van twee gebeurtenissen. In ons geval betreft het de gelijktijdige detectie van twee  $\gamma$ -quanten die als gevolg van een radioactief proces gevormd worden en die in twee verschillende detectoren gemeten worden.

$^{22}\text{Na}$  vertoont  $\beta^+$ -activiteit en zendt positronen uit die in de bronafscherming met electronen kunnen annihilieren. Hierbij komen twee  $\gamma$ -quanten vrij, elk van 0,51 MeV, die met een onderlinge hoek van  $180^\circ$  uitgezonden worden.

Om dit verschijnsel te meten wordt een opstelling volgens fig. 1 gebouwd. Tussen twee, onder variabele hoek op te stellen, detectoren  $D_1$  en  $D_2$  wordt een  $^{22}\text{Na}$ -bron met een voldoende omhulling geplaatst. (Maak een schatting van de minimale dikte die de omhulling moet hebben om het annihilatieproces mogelijk te maken.)

De detectoren vangen straling van de bron op en geven dus allebei een volledig spectrum af. De signalen van detector  $D_1$  gaan via een versterker naar een Single Channel Analyzer (SCA), die aan de ingang twee instelbare drempelniveaux (*venster, window*) heeft. Telkens wanneer de op de ingang van de SCA aangeboden puls tussen deze twee niveaus inligt, wordt aan de uitgang een blokvormige puls afgegeven met een vaste breedte en hoogte. Deze blokpuls wordt naar een poortschakeling gestuurd, die de coincidentie-ingang van de PHA vormt. Op de signaalingang van de PHA wordt het spectrum van detector  $D_2$  gezet, dat slechts dan geregistreerd wordt als er een blokpuls op de coincidentie-ingang aangeboden wordt.

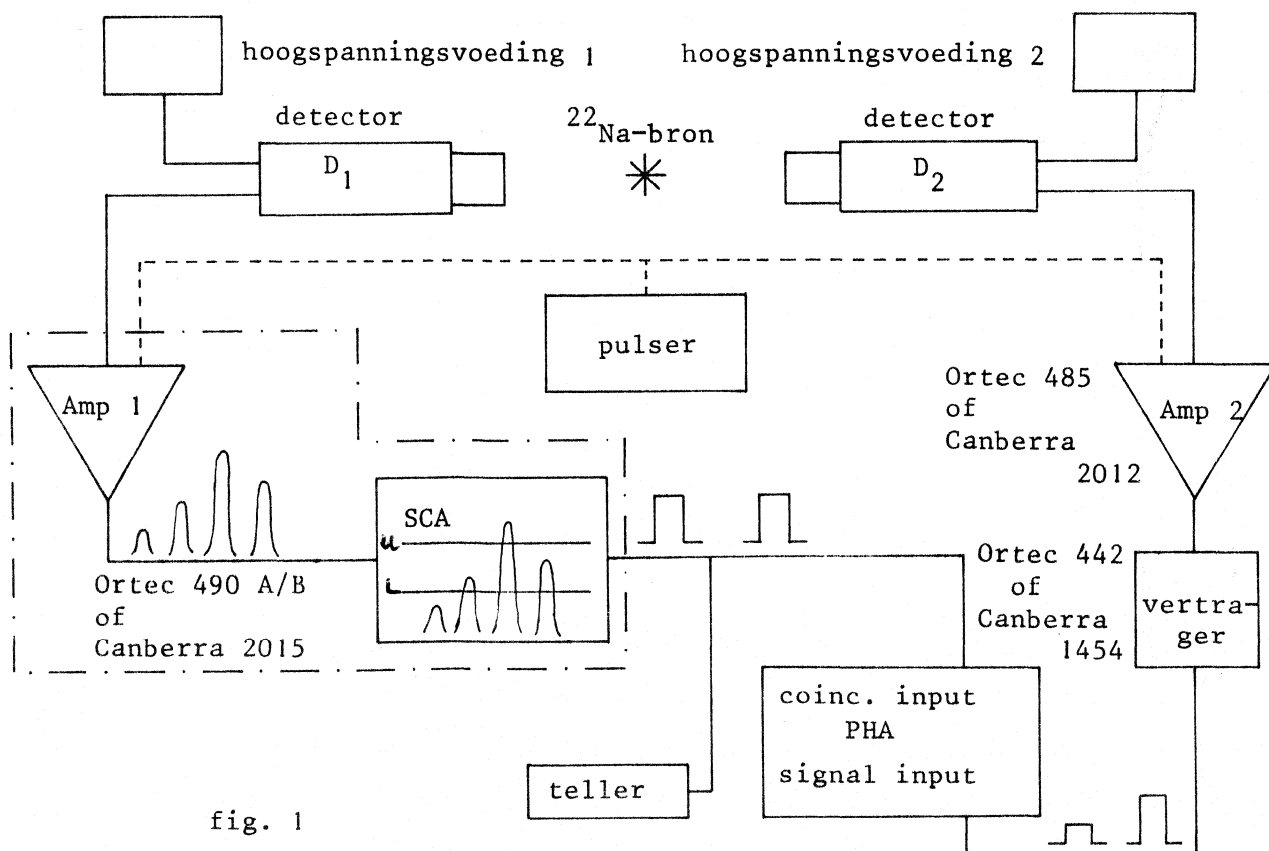


fig. 1

Voor het onderzoeken van het annihilatieproces dient het venster dus zo te worden ingesteld dat alleen een 0,51 MeV  $\gamma$ -quant - bij voorkeur uit de fotopiek - een blokpuls laat verschijnen.

De in fig. 1 getekende pulser en vertrager doen alleen dienst bij de later te bespreken afstelling van de apparatuur en kunnen dus voor deze beschouwing worden weggelaten.

Laten we in het vervolg een 0,51 MeV  $\gamma$ -quant afkorten tot een "0,51  $\gamma$ ". Bij elke annihilatie van een positron en een electron worden er tegelijkertijd twee 0,51  $\gamma$ 's uitgezonden. Men kan hier spreken van een "1 op 1" coincidentie van de 0,51  $\gamma$ 's.

We zullen nu het geval bespreken dat de hoek tussen de detectoren  $180^\circ$  bedraagt. Alleen in dit geval kan men verwachten dat, als er op de ene detector één 0,51  $\gamma$  valt, er op de andere precies ook één valt.

Stel dat het venster van de SCA is ingesteld op 0,51 MeV, zodat alleen fotopiekregistraties van 0,51  $\gamma$ 's binnen het venster worden doorgelaten, en dus een blokpuls uit de SCA doen verschijnen. Noem dit aantal poortpulsen  $N_{0,51 \text{ poort}}$ . Tegelijkertijd zullen op detector  $D_2$  in coincidentie evenveel 0,51  $\gamma$ 's vallen.

Kijken we in het spectrum van  $D_2$  alleen naar de fotopiek dan zal van alle op de detector vallende 0,51  $\gamma$ 's slechts een fractie  $\epsilon_{\text{abs}} \epsilon_{P/T}$  geregistreerd worden in de fotopiek. Noem dit aantal  $N_{0,51 \text{ coinc}}$ .

$$\text{Er moet dus gelden: } N_{0,51 \text{ coinc}} = N_{0,51 \text{ poort}} \epsilon_{\text{abs}} \epsilon_{P/T} \quad (1a)$$

In het algemeen (als men bij "1 op 1"-coincidenties ook over andere hoeken meet) moet men echter stellen:

$$N_{E2 \text{ coinc}}(\theta) = N_{E1 \text{ poort}} \epsilon_{\text{abs}} \epsilon_{P/T} a(\theta) \quad (1b)$$

waarbij de coëfficiënt  $a(\theta)$  de richtingsafhankelijkheid van de coincidenties in rekening brengt.

In het geval dat er geen voorkeursrichting tussen de uitgezonden  $\gamma$ -quanten bestaat, is  $a(\theta)$  hoekonafhankelijk (isotroop) en geldt  $a(\theta) = \epsilon_{\text{geom}}$ .

Bestaat er wel een voorkeursrichting tussen de twee uitgezonden  $\gamma$ -quanten, dan is  $a(\theta)$  hoekafhankelijk (anisotroop) met  $0 \leq a(\theta) \leq 1$ .

Gecomplieerder wordt het als er een coincidentiemeting wordt gedaan aan een bron die  $\gamma$ -quanten uitzendt die geen "1 op 1"-coincidentie vertonen. Stel dat bij ieder  $\gamma$ -deeltje van energie  $E_1(\gamma_1)$  er  $b$  deeltjes van energie  $E_2(\gamma_2)$  worden uitgezonden, dan geldt:

$$N_{E2 \text{ coinc}} = N_{E1 \text{ poort}} \epsilon_{\text{abs}} \epsilon_{P/T} a(\theta) b \quad (1c)$$

De waarde van  $b$  is uit formule (1c) te halen als de overige getallen bekend zijn.

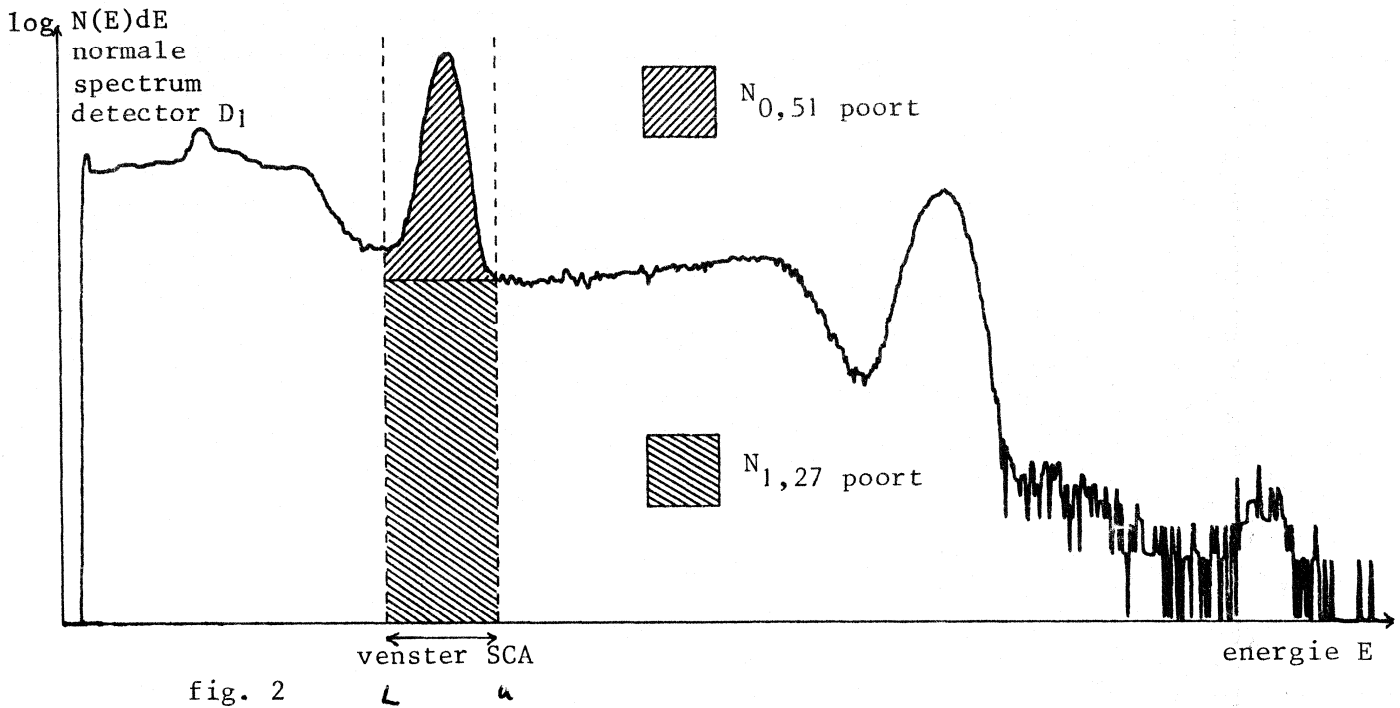
Deze gecompliceerde situatie doet zich voor wanneer men de coincidenties bekijkt voor 0,51  $\gamma$ 's met 1,27  $\gamma$ 's of andersom. (Ga na dat deze coincidenties niet symmetrisch zijn, dat wil zeggen dat de waarde van  $b$  die gemeten wordt, als de 0,51  $\gamma$ 's de poort openen, anders is dan de waarde die wordt bepaald wanneer de 1,27  $\gamma$ 's de poort openen.)

De bij een coincidentiemeting verzamelde meetgegevens kunnen niet direct worden gebruikt in formule 1. Eerst dienen een aantal correcties te worden uitgevoerd.

We zullen in het hierna volgende deze correcties bespreken aan de hand van de coincidentiemeting van 0,51  $\gamma$ 's met 0,51  $\gamma$ 's. Voor dit geval geldt  $b = 1$ .

### XI.3.1 Comptoneffect

Wanneerwe de SCA op een gebied rond 0,51 MeV ter breedte van de fotopiek hebben ingesteld worden de blokpulsen niet alleen afgegeven als er een 0,51  $\gamma$  t.g.v. het fotoeffect in  $D_1$  geregistreerd wordt ( $N_{0,51 \text{ poort}}$ ) maar ook als een 1,27  $\gamma$  op zodanige wijze het comptoneffect met het detectiekristal heeft aangegaan dat er in de detector een hoeveelheid energie van 0,51 MeV wordt afgegeven ( $N_{1,27 \text{ poort}}$ ). Zie fig. 2.



Er zijn dus een aantal ongewenste poortopeningen t.g.v. 1,27  $\gamma$ 's geweest, waardoor we in de coincidentiemeting niet alleen een spectrum hebben opgenomen dat coincident is met de 0,51  $\gamma$ 's, maar daarbij opgeteld ook een spectrum hebben geregistreerd dat is ontstaan door coincidentie met de 1,27  $\gamma$ 's.

We moeten nu op twee fronten een correctie aanbrengen: a) in het aantal poortopeningen om het echte aantal  $N_{0,51 \text{ poort}}$  te bepalen en b) in het coincidentiespectrum om de zuivere bijdrage van de 0,51  $\gamma$ -poortopeningen te weten te komen. We kunnen de correcties geheel experimenteel uitvoeren.

ad a) Met de teller uit fig. 1 bepalen we het totale aantal poortopeningen  $N'_{0,51 \text{ poort}}$ . Er geldt:

$$N'_{0,51 \text{ poort}} = N_{0,51 \text{ poort}} + N_{1,27 \text{ poort}} \quad (2)$$

Het venster, dat bij de 0,51 MeV fotopiek stond, verschuiven we, bij dezelfde breedte, naar een zodanige energie dat het alleen op de comptonrug van de 1,27 MeV  $\gamma$ 's staat. We gaan in deze situatie weer een coincidentiemeting verrichten. Als we aannemen dat de comptonrug vlak loopt, moeten we deze correctiemeting even lang laten duren als de meting van het oorspronkelijke coincidentiespectrum.

Het aantal getelde poortopeningen bedraagt nu  $N_{1,27 \text{ poort}}$ , zodat we  $N_{0,51 \text{ poort}}$  kunnen uitrekenen m.b.v. (2).

ad b) We kunnen het bij deze correctiemeting bepaalde coincidentiespectrum apart opnemen en later van het te corrigeren spectrum aftrekken, maar we kunnen ook de PHA op SUB zetten, zodat de aftrekking automatisch geschiedt. (De eerste methode verdient de voorkeur, omdat men de meetgegevens volledig behoudt.)

### XI.3.2 Sompiek, someffecten

In het coincidentiespectrum kunnen we vaak de sompiek of andere someffecten waarnemen. Deze registraties zijn behalve van een 1,27  $\gamma$  ook van een 0,51  $\gamma$  afkomstig, zodat we het aantal pulsen t.g.v. de someffecten zowel in rekening moeten brengen wanneer het om berekeningen gaat met 0,51  $\gamma$ 's als met 1,27  $\gamma$ 's.

### XI.3.3 Toevallige coincidenties

Telkens wanneer de poort van de PHA door een blokpuls wordt geopend, wordt er gedurende een tijdje  $\tau$  gemeten aan detector  $D_2$ . In die tijd hopen we het echt coincidente  $\gamma$ -quant te meten. Maar we zullen ook die pulsen kunnen meten, die afkomstig zijn van  $\gamma$ -quanten die door andere kernen in de bron toevallig binnen het tijdbestek  $\tau$  zijn uitgezonden.

Deze niet-gewenste coincidenties zullen we de toevallige coincidenties noemen. Laat  $N_{\text{toev}}$  het aantal toevallige coincidenties per sec zijn in een willekeurig gebied van het coincidentiespectrum. Het zal duidelijk zijn dat  $N_{\text{toev}}$  evenredig is met  $\tau$ , met het aantal poortopeningen per sec  $N_p$  en met het aantal deeltjes  $N_2$  dat per sec door  $D_2$  in datzelfde gebied (zonder coincidentie) geregistreerd wordt.

Er geldt: 
$$N_{\text{toev}} = N_2 N_p \tau \quad (3)$$

We kunnen weer experimenteel corrigeren:

Isoleer detector  $D_1$  van de  $^{22}\text{Na}$ -bron, maar laat deze bron in dezelfde positie t.o.v.  $D_2$  staan. Bestraal  $D_1$  met een tweede, willekeurige bron en ga in coincidentie meten. Omdat  $D_1$  en  $D_2$  door verschillende bronnen bestraald worden kunnen er geen andere coincidenties gemeten worden dan toevallige. Het is nu alleen zaak om net zoveel poortopeningen te krijgen als nodig is voor een juiste correctie.

N.B. Als we reeds voor het comtoneffect experimenteel hebben gecorrigeerd, hebben we al voor een deel van de poortopeningen (nl.  $N_{1,27}$  poort) de correctie voor toevallige coincidenties uitgevoerd.

Ook hier geldt weer dat het apart opnemen van het correctiespectrum voorkeur geniet boven het direct op SUB aftrekken van het te corrigeren coincidentiespectrum.

### XI.3.4 Achtergrondstraling

Straling die niet van onze  $^{22}\text{Na}$ -bron afkomstig is, maar tot de achtergrondstraling gerekend moet worden, zal op twee fronten invloed hebben. Ten eerste kan het via detector  $D_1$  een verhoging van het aantal poortopeningen veroorzaken, en ten tweede kan het via  $D_2$  (alleen als toevallige coincidenties) in het coincidentiespectrum opgetekend worden.

Het beste is hiervoor op experimentele wijze te corrigeren (indien noodzakelijk

#### XI.4 APPARATUUR

Bij voorkeur dienen er twee gelijksoortige detectoren gebruikt te worden i.v.m. elektronische vertragingen en de daarmee samenhangende tijdsrelatie tussen de signalen.

Gebruik (zie fig. 1) voor AMP1 en de SCA een ORTEC 490 A/B en voor AMP2 een ORTEC 485 (of Canberra 2015 resp. Canberra 2012).

In de tweede tak is een *stretcher* (ORTEC 442 of Canberra 1454) aangebracht om de tijdsrelatie tussen de poortpulsen en de detectorsignalen te beïnvloeden. Bovendien worden de gauss-vormige signalen uit de versterker lineair tot, in tijdsduur regelbare, blokvormige pulsen omgezet. De blokpulsen uit de SCA (te betrekken uit een aansluiting aan de voorzijde van het apparaat) hebben reeds een vaste vertraging ondergaan.

De ondergrens van het venster van de SCA kan men het beste niet lager instellen dan 0,6 omdat er anders ook blokken kunnen verschijnen op ruissignalen. Voor het afstellen van het venster van de SCA bestaan een aantal methoden, waarvan de meest snelle en doeltreffende hieronder beschreven staat. Koppel het signaal uit AMP2 los van de *stretcher* en verbind de uitgang van AMP1 met de ingang van de *stretcher*. Als het venster geheel openstaat, zal elke puls uit  $D_1$  een blok uit de SCA veroorzaken en de poort van de PHA doen opengaan. Dezelfde puls komt ook op de signaalingang van de PHA (a wordt dus, als de tijdsvertraging juist staat ingesteld, vanwege de op het juiste moment verschijnende blokpuls, geteld. Indien we de PHA bij voorkeur op *live display* in coincidentie laten analyseren zien we de registratie van het gehele spectrum. Door de ondergrens van het venster omhoog te draaien, worden de laagste pulsen niet meer geteld omdat er geen bijbehorend blok verschenen is. Evenzo kunnen we met de bovengrens van het venster de hoogste pulsen uitsluiten, tot we alleen een registratie overhouden van het gewenste deel van het spectrum.

Als we nu detector  $D_2$  weer aansluiten kan de coincidentiemeting, na eventueel bijstelling van de vertraging, beginnen.

#### XI.5 EXPERIMENTEN

- XI.5.1 Bouw de opstelling zoals geschetst in figuur 1. Controleer of met de gebouwde opstelling coincidenties te meten zijn door een signaal van de pulser zowel in tak 1 als in tak 2 te sturen (zie stippellijn in fig. 1). In het geval dat de tijdsrelatie tussen de signalen niet goed is (gebruik een goede oscilloscoop), moet de vertraging bijgesteld worden.
- XI.5.2 Meet de coincidentiespectra van  $^{22}\text{Na}$  op met het venster ingesteld op 0,51 MeV en de detectoren achtereenvolgens onder hoeken van  $180^\circ$  en  $90^\circ$ . Registreer in de coincidentiespectra ook de someffecten. Kies geschikte bron-detector-afstanden.
- XI.5.3 Verschuif het venster zodanig dat het alleen op de comptonrug van 1,27 MeV staat. Voer voor beide standen van de detector metingen uit ter bepaling van de comptoncorrectie.
- XI.5.4 Verricht ook metingen ter bepaling van de correcties voor toevallige coincidenties en ter bepaling van de tijd  $\tau$ .

## XI.6 UITWERKING

- XI.6.1 Toon het annihilatieverschijnsel van positronen en electronen in de  $^{22}\text{Na}$ -bron zowel kwalitatief als kwantitatief (bepaal de waarde van  $a(\theta)$  in formule 1b.) aan.  
Voor de te gebruiken waarden van  $\epsilon_{\text{abs}}$  en  $\epsilon_{\text{P/T}}$  raadplege men de volgende bladzijden.
- XI.6.2 (Indien de tijd het toelaat)  
Geef aan in hoeverre het vervalschema van  $^{22}\text{Na}$  in principe uit (deze) coincidentiemetingen bepaald zou kunnen worden.  
Denk hierbij aan de soort deeltjes, de intensiteitsverhoudingen, de energieën en de levensduur van de niveaus.