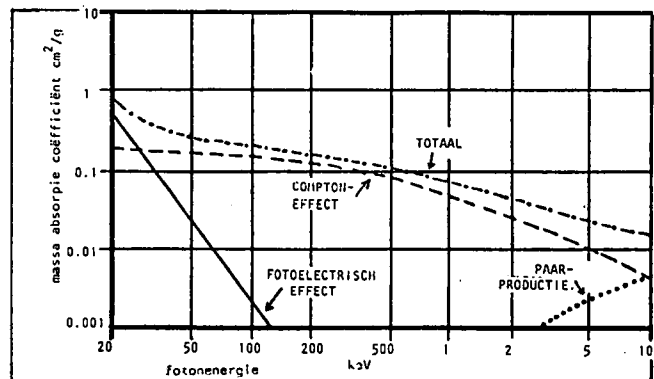
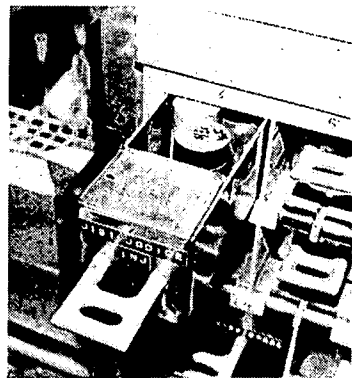
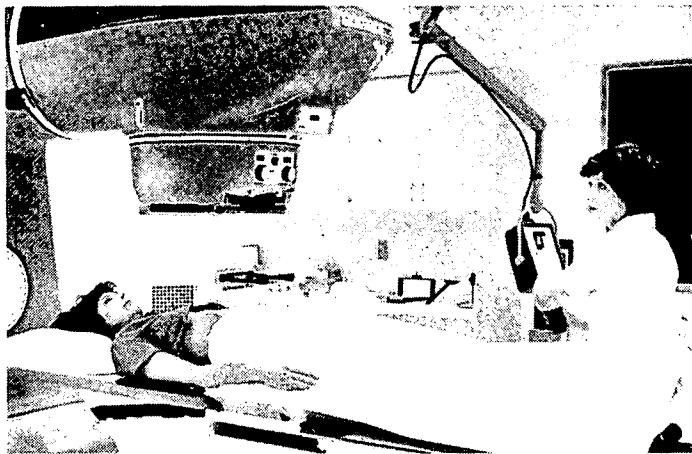


IONISERENDE STRALING

hoofdstuk 9 STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS



VWO-BOVENBOUW NATUURKUNDE PROJECT

Het VWO-bovenbouw natuurkunde project streeft een inhoudelijke en didaktische vernieuwing van het natuurkunde onderwijs in de bovenbouw VWO na. Daartoe zijn thema's en blokken geschreven. In een thema staat een vraag uit de dagelijkse omgeving, de techniek, de samenleving of een wetenschapsgebied centraal en worden natuurkunde inhouden vanuit die vraagstelling gekozen. In een blok staan enkele kernbegrippen uit de natuurkunde in de systematische samenhang van het vak centraal. Aan de hand van reële probleemstellingen worden de begrippen (verder) opgebouwd en uitgediept en wordt aandacht besteed aan het oplossen van problemen met behulp van de betreffende begrippen.

Overzicht van geschreven materiaal

a. materiaal voor experimentele keuzegroepen VWO:

1. Muziek (havo/vwo thema + aanvullend VWO-hoofdstuk, verschijnt in + september 1985)
(experimenteel keuzeonderwerp De natuurkunde van muziek)
2. Automatisering
(experimenteel keuzeonderwerp Microelektronica)
3. Rond 1900
(experimenteel keuzeonderwerp Golf-deeltjesdiscussies rond 1900)
4. Ioniserende Straling (havo/vwo thema + vwo hoofdstuk 'Stralingsfysica in het ziekenhuis')
(experimenteel keuzeonderwerp Ioniserende Straling in de Gezondheidszorg)

b. materiaal dat (grotendeels) binnen de reguliere VWO-leerstof valt:

1. Verkeer (havo/vwo thema, 4e klas)
2. Bewegingen (blok, 4e klas)
3. Energie (thema, 4e/5e klas, verschijnt in + september 1985)
4. Sport (thema, 4e/5e klas)
5. Arbeid (blok, 5e klas)
6. Elektromotoren (thema, 5e klas, verschijnt in + juli 1985)
7. Deeltjes in velden (blok, 5e/6e klas)

c. materiaal dat (grotendeels) buiten de reguliere VWO-leerstof valt:

1. Lijfwerk (thema, 4e klas)
2. Het Weer (thema, 4e klas)
3. Satellieten (thema, 6e klas, verschijnt in + december 1985)

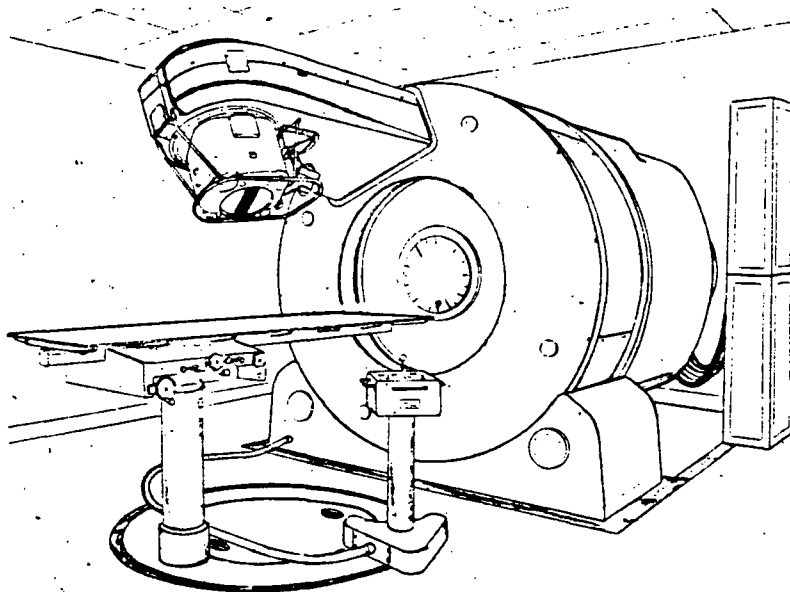
Experimenteel natuurkunde thema voor de 5e klas VWO. Samengesteld door medewerkers van het VWO-bovenbouwproject en projektleraren.

© 1985 Rijksuniversiteit Utrecht, Universiteit van Amsterdam,
Rijksuniversiteit Groningen

PLON, Lab. Vaste Stof, Postbus 80.008, 3508 TA Utrecht
Didaktiek Natuurkunde UvA, Nieuwe Achtergracht 170, 1018 WV Amsterdam
Didaktiek Natuurkunde RUG, Landleven 12, 9747 AD Groningen

INHOUD:

9.1 Dosisberekening	84
9.2 Absorptie	87
9.3 Spektrum van gammastraling	94
9.4 Spektrum van röntgenstraling	95
9.5 Filtering	99
9.6 Aktiviteit	102
9.7 Diagnostische bestraling	106
9.8 Therapeutische bestraling	110
Bijlage: Massa en energie	113



Een lineaire versneller voor megavolttherapie

vooruitblik

Alle toepassingen van ioniserende straling in een ziekenhuis berusten op *absorptie* van straling in weefsels. Voor het kiezen van de juiste soort straling voor het beoogde doel moet men dan ook een goed inzicht hebben in de natuurkundige processen waardoor absorptie plaatsvindt.

In het ziekenhuis worden alfa- en bèta-straling nauwelijks meer gebruikt. *Fotonen*, dus röntgenstraling en gammastraling, zijn veel geschikter voor toepassingen in de geneeskunde. Want de absorptie van fotonen wordt vooral bepaald door de energieën en die is gemakkelijk in te stellen (röntgenstraling) of te kiezen (gammabron).

In dit hoofdstuk staat daarom de vraag centraal: "Welke fysische eigenschappen van fotonen zijn van belang bij diagnostisch en bij therapeutisch gebruik en hoe beïnvloeden die eigenschappen de keuze van een stralingsbron?"

Daarbij komt ook het werk van de stralingsfysicus in een ziekenhuis aan de orde. Deze houdt zich bezig met de bestralingsapparatuur en met name de instelling ervan bij een behandeling of diagnose. Ook de veiligheidscontrole van personeel en patiënten behoort tot zijn taak. Kortom: de stralingsfysicus zorgt ervoor dat het gewenste effect optreedt en dat de niet-gewenste effecten zoveel mogelijk voorkomen worden.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

9.1 DOSISBEREKENING

Een belangrijk onderdeel van de stralingsfysica is de *dosimetrie*, het bepalen van de dosis die een mens bij een *bron* kan ontvangen. Naast bepaling door *meting* kan je de dosis ook *berekenen*. We zullen één formule daarvoor bespreken, die geldt voor een fotonenbron van kleine afmetingen ('puntvormig'). Het is een benaderingsformule, waarmee je een redelijke schatting van de dosis kunt maken. Een aantal effecten die in de volgende paragrafen besproken worden zijn in deze formule verwaarloosd. Die effecten zijn echter vooral van invloed voor hoge fotonenergieën en op korte afstanden van de stralingsbron.

Uit par. 2.4 weet je dat we onder dosis D (in gray Gy) verstaan de energie in joule die per kg stof geabsorbeerd wordt. De grootte van de dosis hangt af van de volgende variabelen:

- de *tijd* t dat je aan de straling wordt blootgesteld: $D \sim t$;
- de *aktiviteit* A van de bron $D \sim A$;
- de *afstand* r tot de bron. Volgens de kwadratenwet neemt de dosis af met de afstand in het kwadraat: $D \sim \frac{1}{r^2}$;
- de *energie* E van één foton dat geabsorbeerd wordt: hoe groter de fotonenergie, hoe groter de dosis: $D \sim E$;
- radioactieve bronnen zenden fotonen uit met één of enkele scherp bepaalde energieën uit. Voor röntgenbronnen zal echter een soort (gewogen) gemiddelde van de energie genomen moeten worden.

Totaal krijg je: $D \sim \frac{A \cdot E \cdot t}{r^2}$

dus: $D = \text{constante} \frac{A \cdot E \cdot t}{r^2}$

De constante hangt wel van de soort stof af dat de fotonen absorbeert. Voor menselijk weefsel kan (in SI-eenheden) $2,8 \cdot 10^{-4}$ voor de constante genomen worden.

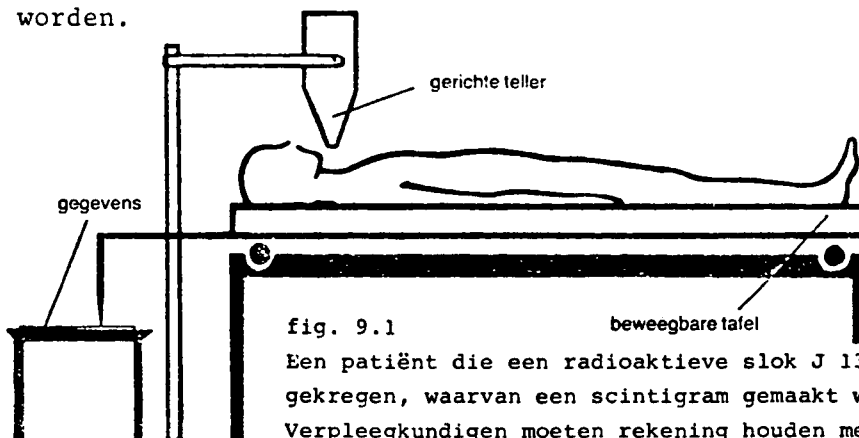


fig. 9.1 Een patiënt die een radioactieve slok J 131 toegediend heeft gekregen, waarvan een scintigram gemaakt wordt.

Verpleegkundigen moeten rekening houden met de radioactieve dosis die zij bij het verzorgen van zulke patiënten oplopen.

Als formule voor de dosis die een mens ontvangt krijgen we dan:

$$D = 2,8 \cdot 10^{-3} \frac{A \cdot E \cdot t}{r^2} \text{ (in SI-eenheden)}$$

Er zijn twee belangrijke vereenvoudigingen gemaakt bij het opstellen van deze formule:

- de absorptie tussen de bron en de bestraalde persoon is verwaarloosd. Dat klopt heel goed, als er alleen lucht tussen zit. Maar bevindt zich er ook lood, steen e.d. tussen bron en patiënt, dan geeft deze formule natuurlijk een te hoge waarde. Die waarde moet dan vermenigvuldigd worden met de *afschermingsfaktor* a ($0 \leq a \leq 1$) die aangeeft welk deel van de straling

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

door de beschermende laag is heengegaan;

- de bron wordt als een puntvormige bron opgevat. In de praktijk hebben alle bronnen echter een zekere afmeting.

Met behulp van deze formule kan de dosis op een zekere afstand van een radioactieve bron berekend worden. Hij wordt zo gebruikt bij het bepalen van de dosis die een verpleegkundige ontvangt bij het verzorgen van een patiënt die een stralingskuur volgt.

rekenvoorbeeld

Een patiënt wordt voor een schildklierafwijking bestraald met een J -131-houdende verbinding die zich in de schildklier ophoopt. Er bevindt zich $1,0 \cdot 10^8$ Bq in de schildklier van de patiënt, als een verpleegkundige een praatje komt maken van zeg een kwartier. In fig. 9.2 is schematisch de kamer getekend waarin de patiënt ligt, met mogelijke posities die de verpleegkundige kan innemen. De kamer is bij voorkeur een kamer op de hoek van het ziekenhuis, maar niet op de begane grond (waarom?).

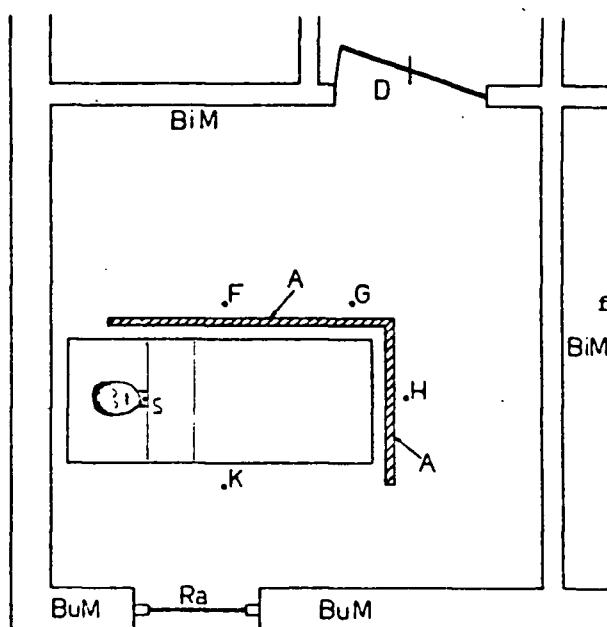


fig. 9.2 Schema van ideale opstelling in een kamer, bestemd voor verpleging van patiënten met "therapeutische hoeveelheden" radioactiviteit in hun lichaam

D = toegangsdeur tot de kamer

BiM = binnenmuur

BuM = buitenmuur

Ra = raam

S = schematische positie van de stralingsbron

A = loodschermen (van enige centimeters dikte; gearceerd weergegeven)

Laten we aannemen dat de verpleegkundige in het punt K gaat staan. Een stralingsgevoelig orgaan bevindt zich dan bijv. op 75 cm afstand van de stralingsbron. Per desintegratie van het J -131 komt een 364 keV-foton vrij (de β -straling die ook vrijkomt wordt geheel in het weefsel van de patiënt geabsorbeerd).

De dosis die in het orgaan van de verpleegkundige geabsorbeerd wordt kan nu uitgerekend worden:

$$D = \frac{2,8 \cdot 10^{-4} \cdot 1,0 \cdot 10^8 \cdot (364 \cdot 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}) \cdot (15 \cdot 60)}{0,75^2} = 2,6 \cdot 10^{-4} \text{ Gy}$$

dus, omdat het om γ -straling gaat, een dosis equivalent van $2,6 \cdot 10^{-6}$ Sv. Personen die in het ziekenhuis werken (maar niet als radiologisch werker) mogen per jaar maximaal $5 \cdot 10^{-3}$ Sv op stralingsgevoelige organen ontvangen. Per bezoek van de verpleegkundige is daarvan al 0,05% ontvangen. Het is dus beter dat de verpleegkundige een andere positie kiest, bijv. in H waardoor de straling afgeschermd wordt door bijv. 2 cm lood (afschermingsfactor 0,03) en de afstand toeneemt tot ca 1,90 m.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

1 DOSISEQUIVALENT MET AFSCHERMING

- a. Bereken de dosisequivalent die de verpleegkundige in plaats H ontvangt in 15 min.
- b. Bereken de dosisequivalent die een medepatiënt in een andere kamer (afstand 3 m) met een 3 cm betonwand ertussen (afschermingsfactor 0,20) ontvangt, als er geen verdere afscherming is en als er bovendien 2 cm lood ($\alpha = 0.03$) tussen zit. Neem aan dat de activiteit ongeveer gelijk blijft en dat de medepatiënt 3 dagen aan de straling wordt blootgesteld.

2 BESTRALING MET EEN COBALTBRON

Bereken de dosis die een patiënt ontvangt, als die 10 minuten bestraald wordt met een cobaltbron van $2,0 \cdot 10^{14}$ Bq op 80 cm afstand. Co-60 zendt bij verval een β -deeltje en twee fotonen uit: één van 1,17 MeV en één van 1,30 MeV. De β -straling wordt geheel in de omhulling van de cobaltbron geabsorbeerd.

3 RONTGENBEHANDELKAMER

Hieronder zie je een tekening van een behandelkamer voor therapeutische bestraling van patiënten.

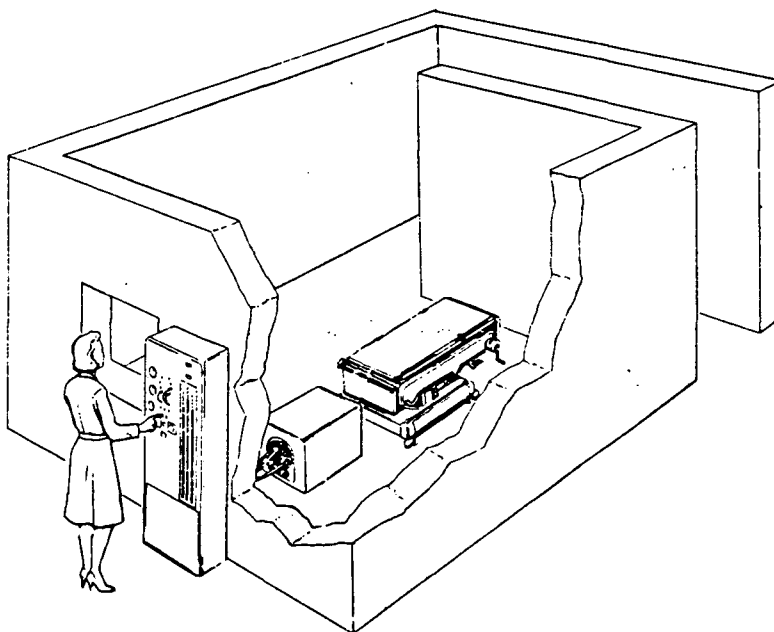


fig. 9.3

Een kamer voor uitwendige bestraling van een patiënt.

- a. Wijs minstens twee maatregelen aan die getroffen zijn om het personeel tegen de röntgenstraling te beschermen.
- b. Kan de bescherming van het personeel ook gezocht worden in beperking van de activiteit van de bron, de duur van blootstelling of de gebruikte energie?

9.2 ABSORPTIE

Bij gebruik van röntgenstraling en γ -straling in de gezondheidszorg is de mate van absorptie van de straling bepalend voor het gebruik ervan.

1 ABSORPTIE

Ga voor de volgende toepassingen van fotonenbundels na waar en in welke mate absorptie of verschillen in absorptie gewenst zijn:

- afscherming
- maken van een scintigram
- maken van een röntgenfoto
- therapeutische bestraling van een diep onder de huid gelegen tumor.

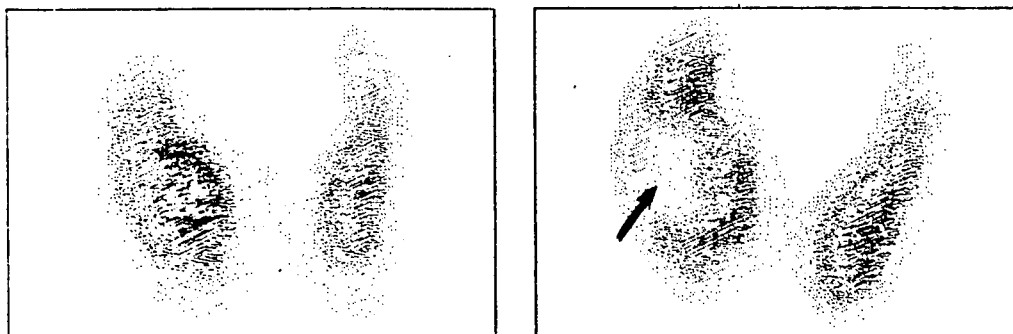


fig. 9.4

Een scintigram van de schildklier gemaakt met $Tc-99m$. De lichte vlek duidt op een slecht funktionerend deel van de schildklier.

De twee belangrijke variabelen bij absorptie zijn de energie van de fotonen en de dichtheid van het absorberend materiaal. De laatste ligt voor het menselijk lichaam vast of kan geschikt gekozen worden ten behoeve van afscherming (bijv. lood). De belangrijkste faktor die met betrekking tot absorptie gekozen moet worden is de fotonenergie. Om een verantwoorde keuze te kunnen maken is inzicht in de natuurkundige processen van fotonabsorptie vereist. In deze paragraaf vind je drie absorptieprocessen behandeld. Voor de in de gezondheidszorg gebruikte straling (van ca 30 keV tot ca 10 MeV) zijn deze eigenlijk de enige relevante processen.

Fotoelektrisch effect

Een foton dat in een atoom doordringt kan door een elektron uit de elektronenwolk van het atoom geabsorbeerd worden. Het elektron neemt de energie van het foton op en gebruikt een deel daarvan om te ontsnappen aan het atoom waaraan het gebonden is. Daarvoor is de *bindingsenergie* E_{bind} nodig. Het is de energie die nodig is om een elektron vanuit zijn baan naar buiten het atoom, het 'oneindige' dus, te krijgen.

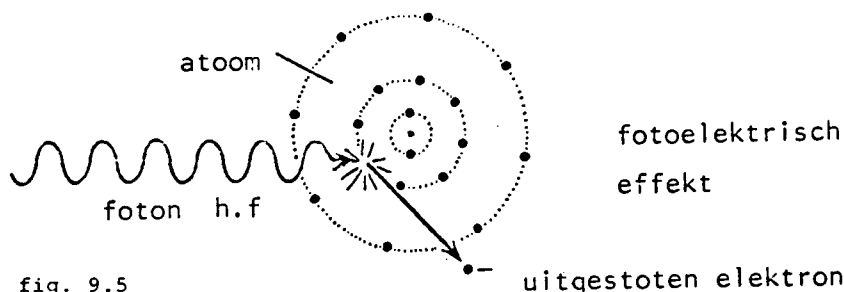


fig. 9.5

Foto-elektrisch effect: een foton slaat een elektron los uit een binnen-schil van een kern.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

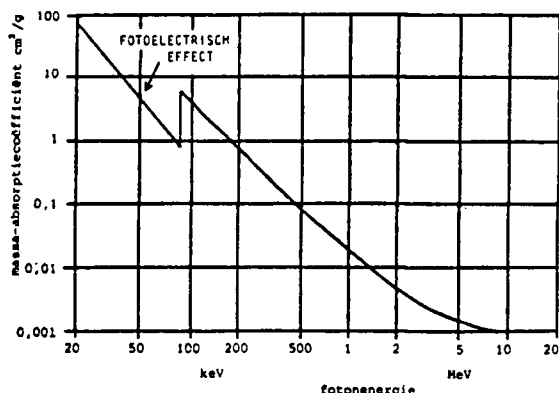


fig. 9.6

De absorptiecoëfficiënt als functie van de fotonenergie voor lood. Duidelijk is zichtbaar dat bij ca 70 keV de K-schil gaat meedoen. Let op de logaritmische schalen!

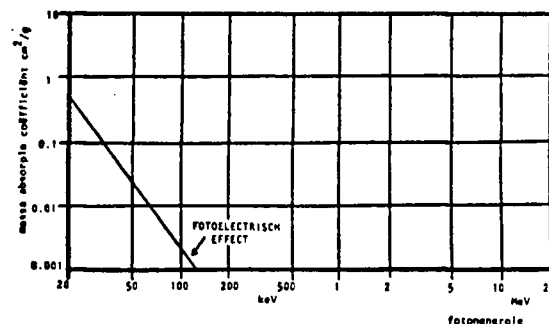


fig. 9.7

De absorptiecoëfficiënt als functie van de fotonenergie voor water. Aangezien de K-schillen van zuurstof en waterstof slechts een kleine bindingsenergie hebben, is de absorptie door het foto-elektrisch effect heel gering.

De rest van de energie blijft over voor kinetische energie E_k , zodat geldt:

$$h f = E_{\text{bind}} + E_k$$

$$\text{of: } E_k = h f - E_{\text{bind}}$$

Zo kunnen fotonen van het zichtbare licht (of UV) elektronen uit de buitenste schil losmaken. Bij röntgen- of γ -fotonen gaat het om elektronen met grote bindingsenergieën, van de binnenste schillen dus. Steeds moet de bindingsenergie kleiner zijn dan de energie van het foton. Bij toenemende fotonenergie kan de absorptie door het fotoeffect plotseling toenemen, als de bindingsenergie van een volgende schil wordt bereikt (zie fig. 9. 6). De kans op absorptie door fotoelektrisch effect neemt af naarmate de fotonenergie meer verschilt van de bindingsenergie, totdat de volgende schil gaat meedoen. Dat heeft tot gevolg dat stoffen met een hoog atoomnummer en dus met vele elektronen in hun wolk en hoge bindingsenergieën voor de binnenste schillen, veel meer verschillende fotonen kunnen absorberen dan stoffen met lage atoomnummers.

De bindingsenergie van een elektron in de n -baan van een atoom kan je aflezen uit het *energieschema* van het atoom. Dus dan geldt:

$$E_{\text{binding, } n} = E_{\infty} - E_n$$

Let op het verschil tussen *deze* energieschema's, die gaan over de energieniveaus van de binnenste schillen, en de energieschema's voor *aangeslagen* atomen, waar de mogelijke energieniveaus van het buitenste elektron staan aangegeven (zie bijv. BINAS-boek tabel 21 A,B).

In de volgende paragraaf zul je bovendien nog energieschema's tegenkomen voor de *kern* van een atoom.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

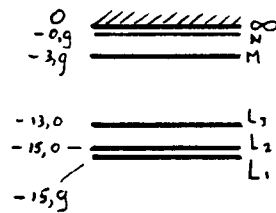


fig. 9.8b ↑
Energieschema van koper.

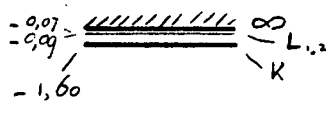


fig. 9.8c
Energieschema van aluminium.

E
↑
(keV)

←
fig. 9.8a
Energieschema van lood. Dit schema geeft de energieniveaus van de bezette schillen. Binnen de L- en hogere schillen zijn verschillende energieniveaus mogelijk (L_I , L_{II} , L_{III}).

het nulpunt in een energieschema

In de energieschema's die hier getekend zijn is de potentiële energie van een vrij, ongebonden elektron 0 genomen. De potentiële energie van de elektronen in de schillen is lager, omdat er energie vrijkomt, als een elektron dicht bij een kern komt. Daarom zijn ze in het schema negatief. Omdat het gaat om *verschillen* in energie, maakt het niet uit welk nulpunt je voor de energie kiest. Als je bijv. de energie van de K-schil 0 genomen had, had je voor de energie van een vrij elektron voor lood 88 keV gevonden, en bij koper 9 keV. Het ligt echter voor de hand het nulniveau zó te kiezen dat alle vrije elektronen gelijke energie hebben.

2 ENERGIE VAN LOSGESLAGEN ELEKTRONEN

Een loden afscherming wordt bestraald met een fotonbundel van de 90,0 keV. De fotonen worden volledig geabsorbeerd, wat uiteindelijk leidt tot temperatuurverhoging van het lood.

a. Hoeveel kinetische energie kan een elektron dat via het foto-elektrisch effect wordt losgeslagen, hebben?

Gebruik daarvoor het energieschema van lood dat in fig. 9.8a staat getekend.

b. Welke kinetische energie zal het meeste voorkomen?

c. Waarom zal het lood zelf röntgenstraling gaan uitzenden (zie blz. 10)?

d. Bedenk via welke processen zowel de geabsorbeerde bindingsenergie als de kinetische energie van het elektron uiteindelijk bijdraagt tot de temperatuurverhoging van het lood.

3 ABSORPTIE DOOR KOPER

Schets aan de hand van het energieschema van koper (fig. 9.8b) kwalitatief de grafiek van de absorptiecoëfficiënt als functie van de fotonenergie (tussen 20 en 1 keV). Geef aan waar een nieuwe schil mee gaat doen aan absorptie via fotoelektrisch effect.

4 VERGELIJKING DOOR LOOD EN WATER

Uit fig. 9.6 en 9.7 zie je dat de absorptiecoëfficiënt van fotonen door water veel kleiner is dan voor lood. Leg uit hoe dat komt.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

comptoneffekt

Het tweede belangrijke absorptieproces is het comptoneffekt. Daarbij spelen elektronen, die een (ten opzichte van de fotonenergie) kleine bindingsenergie hebben een rol. Zo'n elektron wordt uit zijn baan geslagen en krijgt kinetische energie. Het foton wordt hierbij echter niet geabsorbeerd, maar gaat verder, zij het met een kleinere energie ($h f'$).

$$h f = h f' + E_{\text{kin}} + E_{\text{bind}} \quad (\approx 0)$$

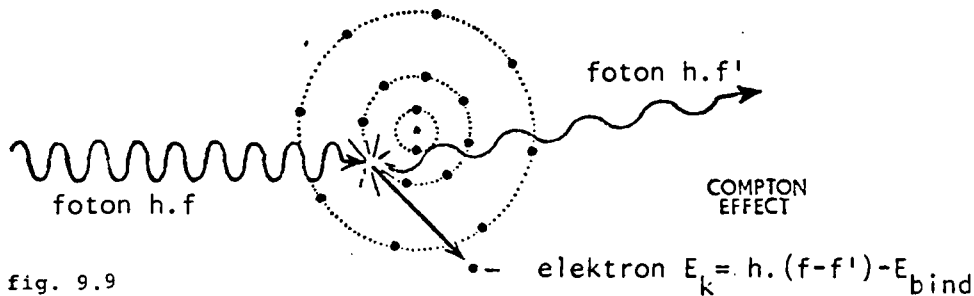


fig. 9.9

Het comptoneffekt.

Aan de hand van dit effect liet Compton zien dat de fotonen van richting veranderen, *verstrooid* worden. De botsingswetten moeten hier gelden, wat tot gevolg heeft dat aan een foton ook een impuls toegekend moet worden. Deze blijkt te zijn:

$$p_{\text{foton}} = \frac{h.f}{c}$$

gericht als de fotonen snelheid. Het elektron neemt dus ook een deel van de impuls van het foton over waarbij de wet van behoud van impuls moet gelden. De kans dat een foton door comptoneffekt zijn energie kwijtraakt *neemt af* met toenemende fotonenergie. De bijdrage van het comptoneffekt is voornamelijk afhankelijk van het aantal vrije of los gebonden elektronen. Per gram hebben alle stoffen ongeveer evenveel elektronen (per cm^3 hebben de stoffen met een grote dichtheid dus een groter aantal elektronen). Verschillende stoffen laten (per gram!) dus niet zulke grote verschillen zien voor de bijdrage in de absorptiecoëfficiënt van het comptoneffekt vergeleken met die van het fotoelektrisch effect: zie fig. 9.10 en 9.11.

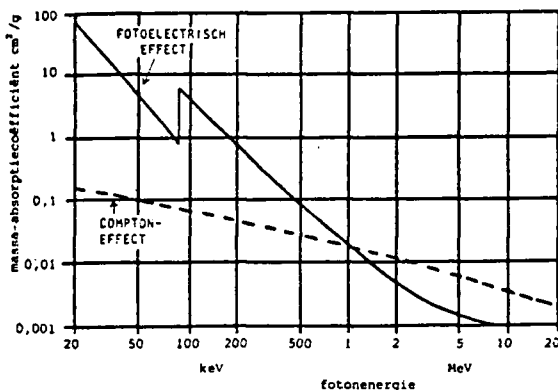


fig. 9.10

De absorptiegrafiek voor lood:
absorptie door comptoneffekt
neemt af.

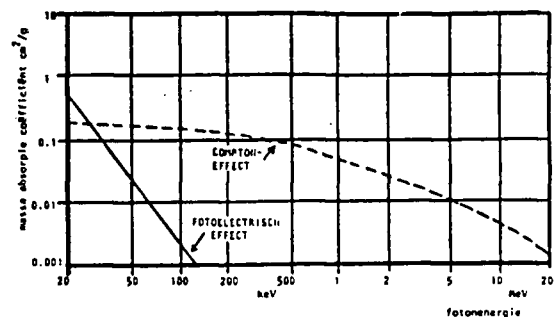


fig. 9.11

De absorptiegrafiek voor water.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

5 ENERGIEVERDELING NA HET COMPTONEFFEKT

Ga na via welke processen de energie die (gedeeltelijk) door comptonverstrooiing wordt geabsorbeerd, verder kan worden verdeeld in de stof.

paarvorming

Het derde absorptieproces heet *paarvorming*. Daarbij wordt een foton omgezet in een elektron en zijn antideeltje: het positron, een deeltje met een positieve lading en gelijke massa als het elektron. Hoe kan dat, een *foton* omzetten in twee *deeltjes*, die beide massa hebben? Volgens de beroemde formule van *Einstein*:

$$E = m c^2$$

bezit een foton door zijn energie ook massa en zijn massa en energie equivalent. Maar de massa van een foton heeft een wat andere aard dan dat van bijvoorbeeld een elektron. Een foton kan namelijk nooit stilgezet worden en een elektron in principe wel. Daarom zeggen we dat een elektron een *rustmassa* heeft ($9,1 \cdot 10^{-31}$ kg) en dat een foton een deeltje zonder rustmassa is. Zie ook de bijlage op blz. 113 over energie en massa.

6 RUSTMASSA IN J OF EV

- Bereken met behulp van de formule van Einstein de rustmassa van een elektron in joule en in elektronvolt.
- Het is ook mogelijk de energie van een foton (bijv. met frequentie van ca 10^{19} Hz) in kg op te geven. Kun je een reden bedenken waarom dat weinig gedaan wordt?

Het is dus wèl mogelijk de energie/massa van een foton (zonder rustmassa) om te zetten in twee deeltjes met rustmassa (*creatie*). Als het deeltje echter zijn antideeltje tegenkomt, verdwijnen ze beide waarbij dan twee fotonen vrijkomen. Dat proces noemen we *annihilatie*.

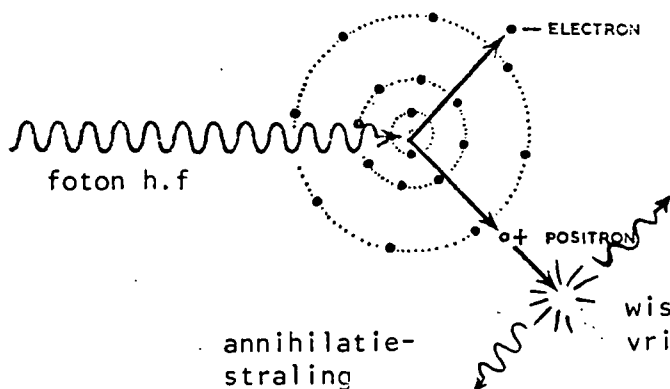


fig. 9.12

Paarvorming. Het inkomende foton 'botst' met de kern waardoor een elektron en een positron ontstaan.

7 CREATIE EN ANNIHILATIE

- Hoe groot moet de energie van een foton minstens zijn om een positron-elektronpaar te kunnen creëren?
- Bij annihilatie van een positron en een elektron heeft één van de twee fotonen een energie van 0,511 MeV. Hoe groot is de energie van het andere foton?
- Waarom zullen deze twee fotonen in tegengestelde richting worden weggezonden?

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

8 PROTON EN ANTIPROTON

Hoe groot moet de energie van een foton minstens zijn om een proton/antiprotonpaar te kunnen vormen? Gebruik je BINAS-boek tabel 7.

Fotonen van voldoende energie (boven 1,022 MeV) zullen dus een positron/elektronpaar kunnen vormen. Pas boven de 3 MeV gaat dat effect merkbaar tot de absorptie van de fotonen in menselijk weefsel bijdragen. Alle energie boven 1,022 MeV komt vrij als kinetische energie. Voor de paarvorming is botsing van het foton met een kern noodzakelijk. Het foton heeft immers een impuls

$$p_{\text{foton}} = \frac{h f}{c}$$

Naast behoud van energie (of massa, wat hetzelfde is) en behoud van lading moet tijdens de paarvorming dus ook behoud van impuls optreden. De atoomkern neemt bij de botsing een belangrijk deel van de impuls van het foton over. Vanwege de grote massa van bijv. de loodkern zal die daarvoor slechts een kleine snelheid krijgen en dus een kleine kinetische energie. Voor de paarvorming bij lood blijft daarvoor vrijwel alle energie over. Maar bij water (met name bij het waterstof) is de kern veel lichter en zal daarom een naar verhouding grotere kinetische energie meer moeten vrij zijn. Dat is één van de redenen waarom paarvorming bij water pas boven 3 MeV aan de absorptie gaat bijdragen (zie fig. 9.14), terwijl het bij lood al bij 1,2 MeV gaat meespelen (fig. 9.13).

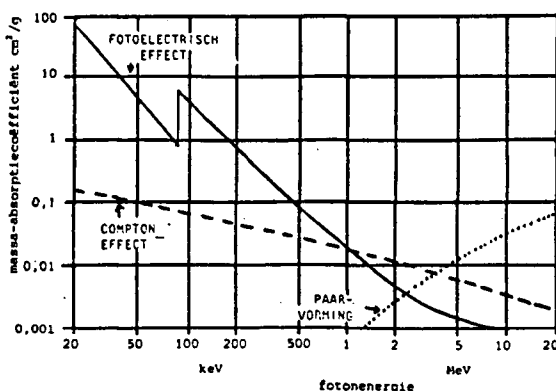


fig. 9.13

De absorptiegrafiek voor lood.

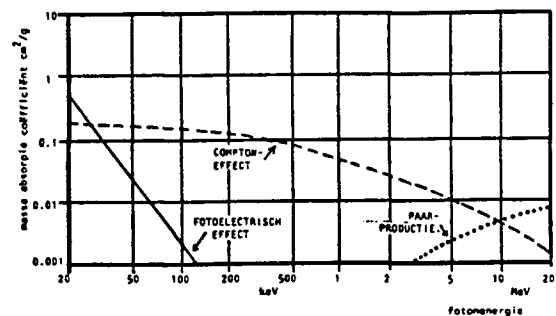


fig. 9.14

De absorptiegrafiek voor water.

Er zijn nog enkele andere absorptie- en verstrooiingsprocessen:

- coherente verstrooiing: het foton wordt geabsorbeerd in een atoom, maar onmiddellijk met vrijwel dezelfde energie, maar in een andere richting, uitgezonden. Dit proces verstoort het bepalen van de richting waaruit het foton afkomstig is, wat vooral bij opnamen met een γ -camera of röntgenfoto lastig is (zie ook blz. 108);
- vorming van andere deeltjes/antideeltjesparen. Dit gebeurt alleen bij zeer hoge energieën en is van weinig invloed bij de meeste toepassingen van ioniserende straling;
- nucleair fotoeffect: de kern absorbeert het foton en zendt een neutron of proton uit. Dit effect gaat (afhankelijk van de getroffen kern) pas boven ca 10 MeV meespelen.

9 ENERGIEVERDELING NA PAARVORMING

Ga na via welke processen de energie van het foton dat door paarvorming wordt geabsorbeerd, verder kan worden verdeeld in de stof.

het nettoeffect van de drie absorptiemechanismen

Zoals uit de grafieken 9.15 en 9.16 blijkt, overheerst het fotoelektrisch effect de absorptie bij lagere energieën. Bij hogere energieën wordt eerst het comptoneffect en daarna de paarvorming overheersend. Dat heeft tot gevolg dat de totale absorptie eerst daalt bij toenemende energie en daarna, bij zeer hoge energieën (2 MeV bij lood en 50 MeV bij water) weer gaat stijgen. De belangrijkste verschillen in absorptie tussen stoffen worden veroorzaakt door het fotoelektrisch effect. Omdat die boven de 500 keV ook voor lood niet meer zo van invloed zijn, vallen de verschillen in absorptie tussen water en lood dan vrijwel weg. Dat betekent onder andere dat lood dan nauwelijks meer een afscherming biedt.

- 10 Waarom volgt de totale absorptie tot ca 300 keV bij lood vrijwel volledig de kromme van het fotoelektrisch effect, met andere woorden kan dan de bijdrage van het comptoneffect verwaarloosd worden (let op de schaal van de grafieken!)?

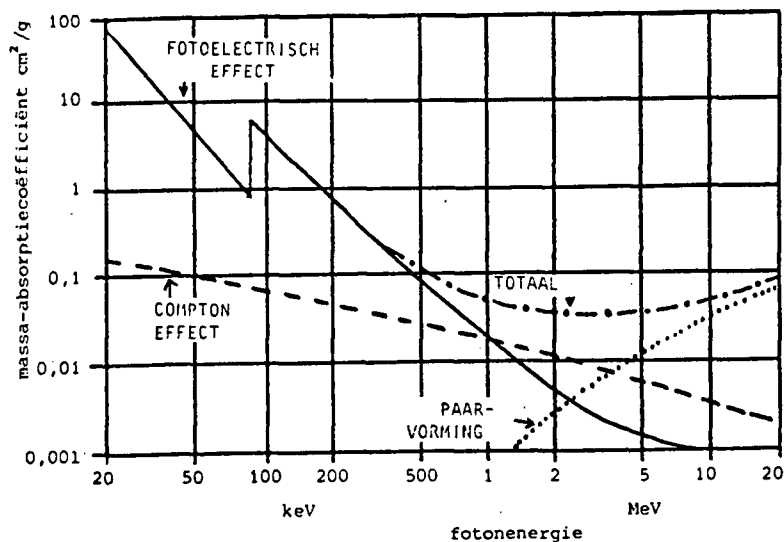


fig. 9.15

De absorptiegrafiek van lood: de totale absorptie is ingetekend.

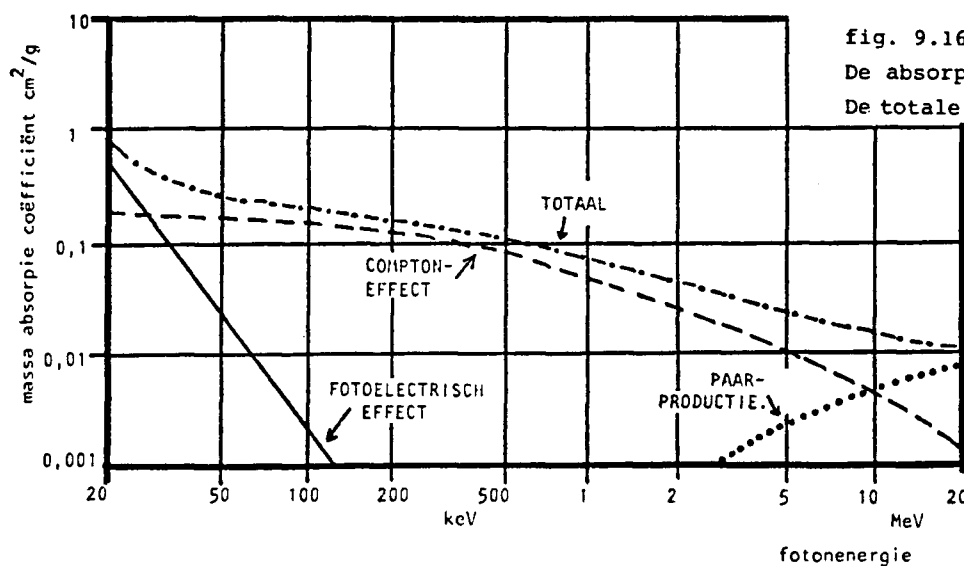


fig. 9.16

De absorptiegrafiek van water.
De totale absorptie is ingetekend

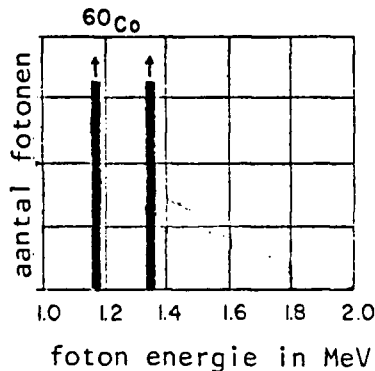
STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

9.3 HET SPEKTRUM VAN GAMMASTRALING

Omdat de energie van een foton bij absorptie zo belangrijk is, is het nodig om het *spektrum*, de verdeling van het aantal fotonen over de verschillende energieën, van de stralingsbundel te gaan bekijken. Je gaat nu dus naar de bron van de straling kijken. Bij gammastraling is dat de atoomkern zelf. Het spektrum van gammastraling is een *lijnenspektrum*: alleen fotonen met één of enkele scherp bepaalde energieën.

fig. 9.17

Het gamma-spektrum van cobalt -60.



ontstaan van gammastraling

Een kern die radioactief vervalst zendt *kernstraling* uit: alfastraling, dat wil zeggen een heliumkern; bètastraling, dat wil zeggen een elektron; of gammastraling, een foton.

γ -Straling wordt uitgezonden als een kern 'aangeslagen' is. Je kunt dat vergelijken met het aangeslagen zijn van een atoom: dan is één van de *buitenste* elektronen uit de buitenste schil naar een hoger energieniveau gegaan. Door het uitzenden van één of enkele fotonen met bepaalde energie valt het elektron weer terug in de 'grondtoestand' (zie fig. 9.18).

fig. 9.18

Een aangeslagen zuurstof-atoom: het aangeslagen (buitenste) elektron valt terug in de grondtoestand onder uitzending van een foton $E_1 = E_2 - E_1$.

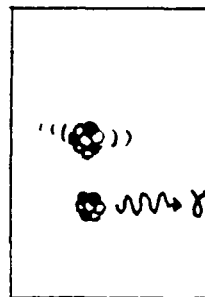
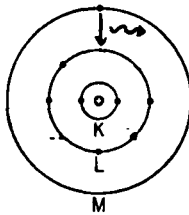


fig. 9.19

Een aangeslagen kern bezit teveel energie. Je kunt je dat voorstellen alsof de kern extra trillings- en/ of draaiingsenergie heeft die het kan kwijtraken door een γ -foton uit te zenden.

Zo bestaan er binnen een kern ook verschillende energieniveaus. Na het uitzenden van een α - of β -deeltje of bij kernsplijting kan de nieuw gevormde kern zich in een 'aangeslagen' toestand bevinden. Door een foton uit te zenden valt de kern terug naar een lager energieniveau of meteen naar de grondtoestand. De energie die daarbij vrijkomt kun je aflezen uit een vervalschema, waarvan in fig. 9.20 enkele voorbeelden staan van in de geneeskunde veel gebruikte nucliden.

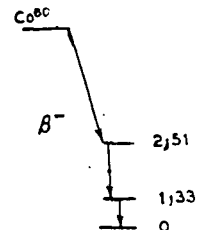
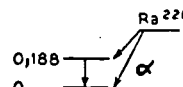
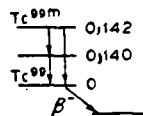
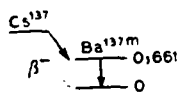


fig. 9.20

Vervalschema's. De aangegeven energieën staan opgegeven in MeV en geven de energieniveaus van de gevormde kern. De energieën die de α - en β -deeltjes krijgen staan niet vermeld. Deze kunnen in het BINAS-boek (tabel 25) opgezocht worden.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

Uit het vervalschema van cesium -137 ($\text{Cs}-137$ wordt bij therapeutische bestraling gebruikt) blijkt dat dit nuclide onder uitzending van een β -deeltje naar barium -137 m vervalst. Dat is een aangeslagen toestand van barium -137 die met een zekere halveringstijd (26 minuut) naar barium vervalst onder uitzending van een foton van 0,661 MeV. De m staat voor *metastabiel*. In de nucleaire geneeskunde worden veel metastabiele nucliden gebruikt, vooral technetium -99 m.

Uit het vervalschema van radium -226 blijkt dat deze nuclide op twee manieren kan vervallen. Direct naar radon -222 waarbij het α -deeltje alle energie (4,777 MeV) meekrijgt. Dat gebeurt in 94 % van de gevallen. Of eerst naar een aangeslagen toestand van radon -222, dat direct naar de grondtoestand overgaat door het uitzenden van een foton van 0,188 MeV.

1 VERVALSCHEMA'S LEZEN

Probeer zelf de vervalschema's van $\text{Co}-60$ en $\text{Tc}-99\text{ m}$ te lezen:

- Welke fotonen komen vrij? Hoe ziet het γ -spektrum van deze stoffen er dus uit?
- Wat zijn de eind-nucliden van die twee vervalsprocessen?

2 ABSORPTIE VAN GAMMASTRALING

a. Ga na aan de hand van fig. 9.15 en 9.16 na waarom de straling van het nuclide $\text{Tc}-99\text{ m}$ voldoet aan de eisen die de nucleaire geneeskunde stelt:

- zo min mogelijk absorptie in weefsel (kun je zien als water)
 - zo veel mogelijk absorptie in loden afscherming.
- b. Voldoet $\text{Cs}-137\text{ m}$ aan die eisen?

9.4 SPEKTRUM VAN RONTGENSTRALING

Het spektrum van röntgenstraling is veel ingewikkelder dan dat van gammastraling. Het is een continu spectrum voorzien van pieken van een lijnenspektrum.

De meeste röntgenbuizen hebben een wolfraamtrefplaatje. Daarom zullen we vooral aandacht besteden aan het spektrum van dat soort trefplaatjes.

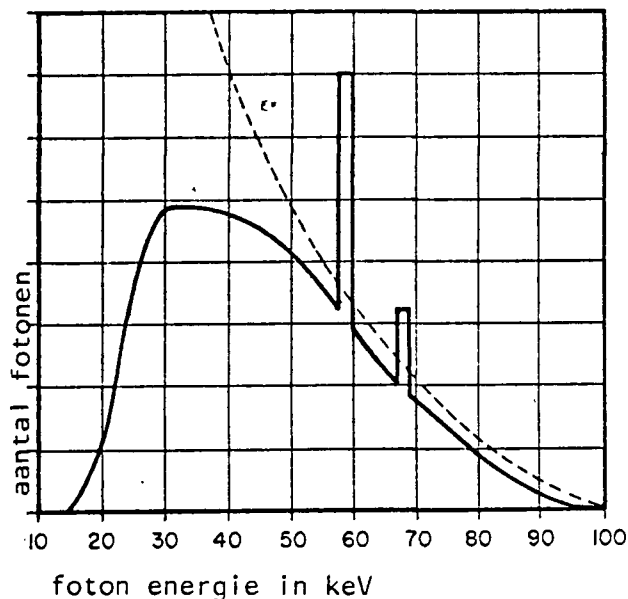


fig. 9.21

Het spektrum van een röntgenbuis met een wolfraamtrefplaatje. De spanning tussen de anode en de kathode was 100 kV. De gestippelde lijn geeft de verwachte kromme zonder absorptie in de wanden van de röntgenbuis.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

De fotonen van de ene kant van het spectrum hebben andere absorptie-eigenschappen dan die van de andere kant van het spectrum door de verschillen in energie. In deze paragraaf ga je na hoe het spectrum ontstaat en door de keuze van het materiaal van het plaatje en de versnelspanning beïnvloed kan worden. In de volgende paragraaf kun je met die kennis begrijpen hoe het spectrum van een röntgenbundel verder beïnvloed kan worden door filters om de absorptie-eigenschappen van de bundel optimaal te maken.

ontstaan van röntgenstraling

Röntgenfotonen ontleen hun energie aan de kinetische energie van de elektronen die het trefplaatje van een röntgenbuis bombarderen. De maximale fotonenergie die een röntgenbuis kan uitzenden is gelijk aan de (maximale) kinetische energie die een elektron in de buis krijgt, dus $q \cdot V_{AK}$ met V_{AK} de aangelegde spanning tussen de anode en de kathode.

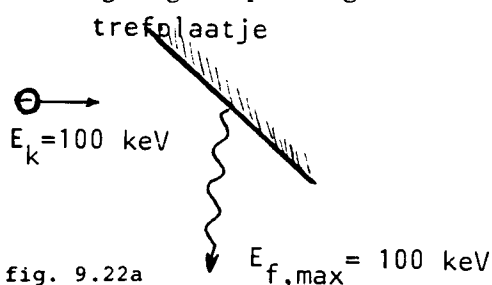


fig. 9.22a

Een elektron die zijn volledige energie als een foton afgeeft op het trefplaatje.

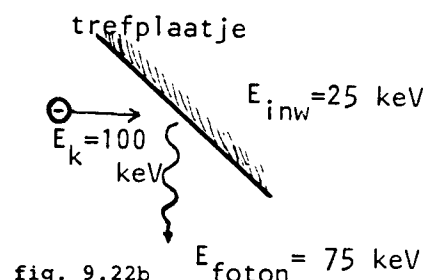


fig. 9.22b

Een elektron die een deel van zijn energie als een foton afgeeft op het trefplaatje.

Meestal zal slechts een deel van de kinetische energie van een elektron voor een foton beschikbaar zijn, omdat het elektron niet in één keer zijn volledige kinetische energie afgeeft bij botsing op de anode. Bovendien zullen lang niet alle elektronen hun energie afgeven in de vorm van fotonen. Verreweg het grootste deel van de elektronen geeft zijn energie in kleine beetjes af bij botsingen met andere elektronen. Daarom komt in de meeste röntgenbuizen 99 % van de energie vrij als inwendige energie waardoor de anode gloeiend heet wordt en gekoeld moet worden. De anode moet daarom een goede warmtegeleider zijn. Koper zou daarvoor ideaal zijn, maar is om andere redenen (zie verder) ongewenst. Meestal gebruikt men daarom een wolframtargetplaatje dat in koper gevat is.

1 MAXIMALE FOTONENERGIE

- Hoe kun je uit fig. 9.21 zien dat de aangelegde spanning tussen de anode en de kathode ongeveer 100 kV is?
- Bereken de maximale frekwentie en de minimale golflengte die de röntgenbuis van fig. 9.21 uitzendt.

Er zijn twee processen waardoor de kinetische energie van elektronen in fotonen omgezet kunnen worden: *karakteristieke straling* en *remstraling* .

karakteristieke straling

Op blz. 10 ben je al tegengekomen dat röntgenstraling ontstaat, als een elektron een atoom van het trefplaatje op de anode binnendringt en een elektron uit één van de binnenste schillen van het atoom stoot. Een elektron die zich in een schil met een hoger energieniveau (E_2) bevindt, kan naar het lagere energieniveau (E_1) gaan waarbij het energieverval

$$\Delta E = E_2 - E_1$$

als foton wordt uitgezonden. Daarbij geldt:

$$h f = E_2 - E_1$$

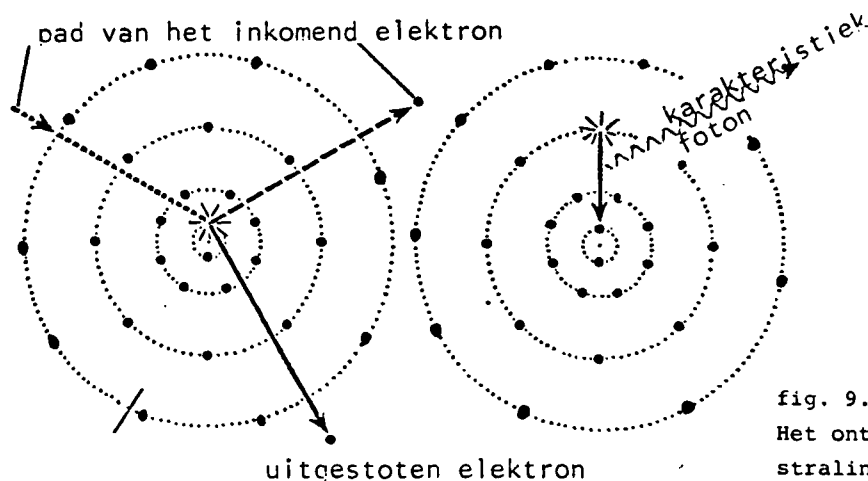
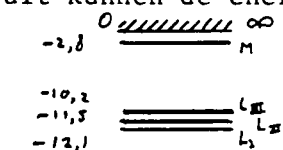


fig. 9.23

Het ontstaan van karakteristieke straling.

Omdat er dan ook weer een plaats in het energieniveau E_2 vrijkomt, kan een elektron uit een andere schil naar E_2 gaan, zodat er nog één of meer fotonen kunnen vrijkomen.

Deze fotonen hebben allemaal bepaalde energieën, die karakteristiek zijn voor het betreffende element, omdat elk element zijn eigen waarden voor zijn energieniveaus heeft. We spreken daarom van *karakteristieke straling*. De pieken op het spektrum dat in fig. 9.21 getekend staat zijn het gevolg van de karakteristieke straling van het wolfram-trefplaatje in de betreffende buis. Hieronder staat het energieschema van wolfram getekend. Daaruit kunnen de energieën van de karakteristieke lijnen afgelezen worden.



(keV)

fig. 9.24

Het energieschema van wolfram.

-69.5 K

Als een elektron uit de K-schil wordt geslagen, kan er een elektron uit de L_{II} of L_{III} schil naar de K-schil gaan (de overgang L_I -K blijkt niet voor te komen). In het karakteristieke lijnenspektrum moeten dus de lijnen L_{II} -K met energie

$$\begin{aligned} h f &= E_{L_{II}} - E_K \\ &= -11,5 - (-69,5) \\ &= 58,0 \text{ keV} \end{aligned}$$

te vinden zijn, evenals de L_{III} -K-schil van 59,3 keV. Karakteristieke lijnen zijn, vooral als ze beneden 50 keV liggen, in het röntgenspektrum meestal ongewenst, omdat ze wel tot de ongewenste stralingsbelasting maar niet tot het beoogde effect bijdragen. Dat geldt met name bij het maken van röntgenfoto's.

2 HET KARAKTERISTIEKE SPEKTRUM VAN WOLFRAAM

a. Neem het energieschema van fig. 9.24 over en geef daarin aan welke karakteristieke lijnen in het röntgenspektrum kunnen voorkomen op basis van dit energieschema.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

- b. Welke van die lijnen zijn niet te vinden in het spectrum van een röntgenbuis, die straling met energieën minder dan 20 keV niet doorlaat (zoals de buis van fig. 2.21)? Welke lijnen wel?
- c. Bereken de frekwentie en de golflengte van de röntgenlijn met de hoogste energie.
- d. Hoe groot moet de spanning tussen de anode en kathode minstens zijn om röntgenspektraallijnen krijgen?

3 HET KARAKTERISTIEKE SPEKTRUM VAN KOPER EN LOOD

- a. In welk deel van het spectrum liggen de karakteristieke lijnen van koper en lood? Gebruik fig. 9.9 en 9.8.
- b. Vind je lood of koper geschikt als materiaal voor het trefplaatje, gezien hun karakteristieke spectrum? Waarom?

remstraling

Een elektron dat met grote kinetische energie een atoom binnendringt, kan door de elektrische wisselwerking met de kern een deel van zijn energie afgeven in de vorm van een foton: *remstraling*. Het elektron gaat daarna verder met een kleinere kinetische energie en een andere richting, want bij dit proces moeten zowel de energie als de impuls behouden blijven. Welk deel van de kinetische energie in fotonenergie wordt omgezet is vrij willekeurig. Alle energieën kleiner dan de kinetische energie van het foton zijn mogelijk. Remstraling leidt dus tot een *continu spectrum*.

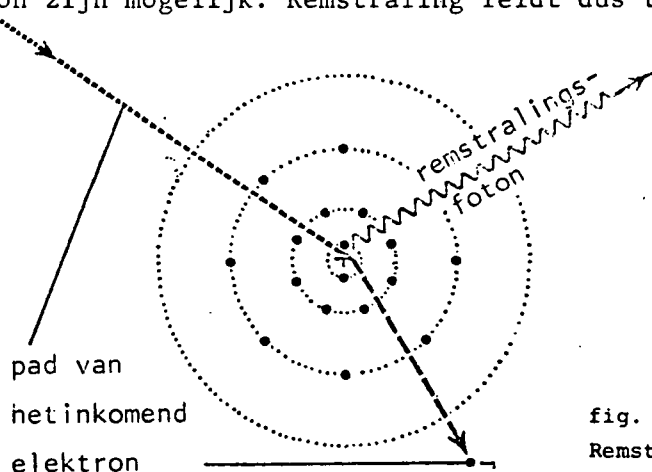


fig. 9.25
Remstraling.

Naarmate de kernlading groter is, is ook de wisselwerking tussen elektron en kern sterker en wordt een groter deel van de kinetische energie van het elektron in fotonenergie omgezet. Het rendement van de energieomzetting is dus groter bij grotere kernlading. Daarom gebruikt men bij voorkeur zware metalen als materiaal voor het trefplaatje. Metalen als goud ($Z = 79$) of lood ($Z = 82$) zouden dus zeer geschikt zijn. Maar andere overwegingen, met name het lage smeltpunt van deze metalen maken dat voornamelijk wolfram ($Z = 74$) gebruikt wordt.

4 ENERGIESPEKTRUM EN GOLFLENGTE

In fig. 9.26 is het spectrum van fig. 9.21 nogmaals getekend, maar nu als golflengtespectrum: de intensiteit uitgezet tegen de golflengte. Beredeneer welke energieën uit fig. 9.21 overeenkomen met de golflengten van de punten A, B, C en D uit fig. 9.26.

fig. 9.26

Het *golflengte*-spektrum van dezelfde röntgenbuis als in fig. 9.21 (100 kV; wolfraam).

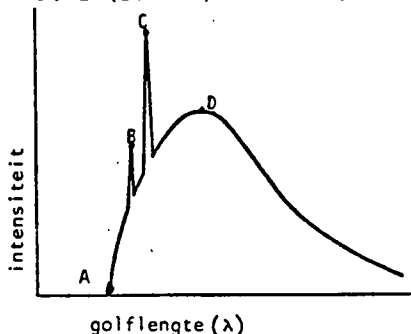
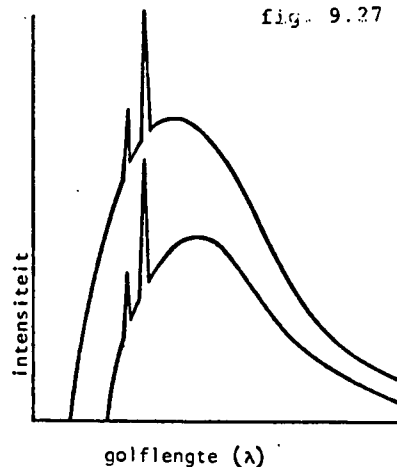


fig. 9.27



5 SPEKTRUM BEINVLOEDEN

Bij een gegeven wolfraambuis kan je het spektrum beïnvloeden door het verhogen van de spanning en het vergroten van de elektronenstroom door de buis (gloeispanning van de kathode vergroten).

- Bereken wat er veranderd is bij fig. 9.27 ten opzichte van fig. 9.26, de spanning of de stroom.
- Schets de grafiek die je verwacht, als je de andere variabele (stroomsterkte dan wel spanning) verhoogt.

6 WOLFRAAMTREFPLAATJE

Noem de redenen waarom wolfraam (gevat in koper) geschiktere eigenschappen heeft als trefplaatje in een röntgenbuis dan koper of lood.

9.5 FILTERING

Het spektrum van een röntgenbuis beslaat altijd een breed frekwentiegebied afgegrensd door de maximale frekwentie $f_{\max} = \frac{q \cdot V_{AK}}{h}$. Een röntgenbundel bevat dus altijd zachtere en hardere stralingssoorten. De zachtere straling is echter ongewenst, zeker als het beneden 20 keV is. De zachte straling wordt in hoge mate door weefsel en door bot geabsorbeerd. Daarom draagt die bijvoorbeeld bij een röntgenfoto nauwelijks bij tot de informatie maar vergroot die wel de stralingsbelasting. Ook bij therapeutisch gebruik is zachte straling ongewenst, omdat die vooral in en vlak onder de huid wordt geabsorbeerd, zodat dieper gelegen plaatsen er niet mee bereikt kunnen worden.

uitfilteren van zachte straling

In elk röntgenapparaat is een filter ingebouwd: het plaatje aluminium, meestal 0,5 mm dik, dat als *venster* in de buis is ingebouwd (zie fig. 9.28). Zachte straling tot ca 20 keV wordt daardoor vrijwel geheel tegengehouden en die tussen ca 20 keV en 40 keV verzwakt. Je kunt dat uit fig. 9.29 aflezen (houd rekening met de logaritmische schaal!). Om nog wat meer zachte straling weg te filteren kan je voor het venster een extra plaatje aluminium plaatsen (bijv. van 2,0 mm).

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

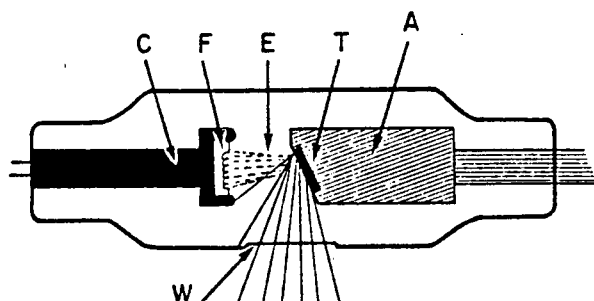


fig. 9.28

Röntgenbuis met aluminium venster W dat als filter werkt. C is de kathode, F de gloeidraad, E de elektronen, T het trefplaatje en A de anode.

1 GEFILTERED SPEKTRUM

Het gefilterde spektrum van een 100 kV-buis met een filter van 2,0 mm aluminium staat in fig. 9.30 getekend. Beredeneer met behulp van fig. 9.29 hoe het ongefildere spektrum er ongeveer uitgezien heeft.

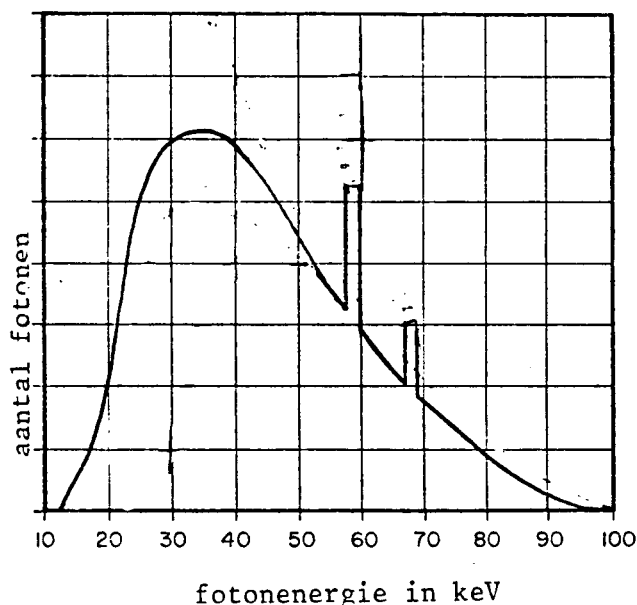


fig. 9.30

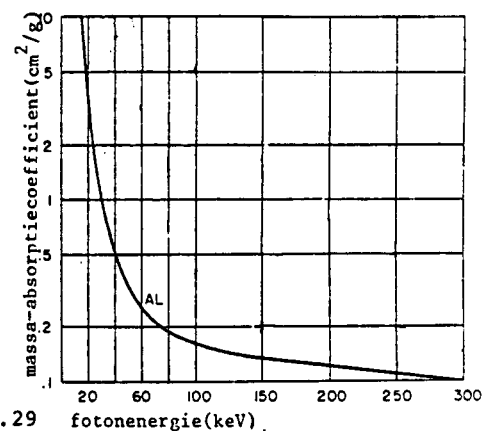


fig. 9.29 fotonenergie(keV).
De absorptiecoëfficiënt van aluminium als functie van de fotonenergie.

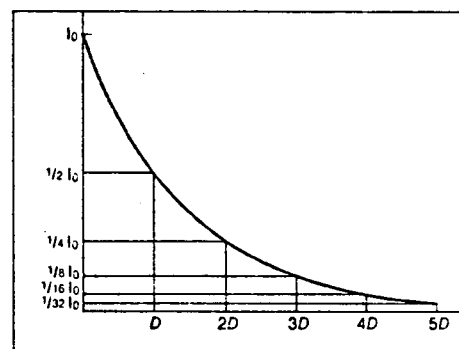


fig. 9.31

De halveringsdikte kan bepaald worden uit de grafiek voor de intensiteit I en de dikte D .

halveringsdikte

Hoe dikker de laag materiaal waar een röntgenbundel doorheen moet, des te meer wordt de bundel geabsorbeerd. Deze absorptie blijkt in benadering exponentieel te verlopen. Dat betekent dat de intensiteit van een invallende bundel telkens gehalveerd wordt als die een bepaalde dikte heeft doorlopen: de halveringsdikte D .

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

Voor aluminium is de halveringsdikte 2,5 mm. Na 5,0 mm is de intensiteit van de bundel dus afgenomen tot 25 %, na 7,5 mm tot 12,5 % enz.

Strikt genomen klopt dit alleen voor monochromatische bundels, dat wil zeggen voor bundels met één frekwentie. Want de absorptie is sterk afhankelijk van de fotonenergie, zoals uit fig. 9.29 al is gebleken. Maar voor goed gefilterde röntgenbundels hoeft je daarmee niet veel rekening te houden.

Omdat halveringsdikte een makkelijk voorstelbare grootte is, werkt men in de radiologie daar veel mee in plaats van absorptiecoëfficiënten. Halveringsdikte wordt gebruikt voor het berekenen van afscherming.

bundelkwaliteit

In de radiologie wordt de kwaliteit van de bundel gekarakteriseerd door de bijbehorende halveringsdikte, bijv. 3 mm Al voor een diagnostische buis van 80 kV of 1,5 mm Cu voor een therapeutische buis van 250 kV. Enerzijds wordt die kwaliteit bepaald door de aangelegde spanning (hoe hoger de aangelegde spanning, des te beter de kwaliteit: een grotere halveringsdikte), anderzijds door het filter dat gebruikt is: hoe meer zachte straling eruit gefilterd is, des te hoger is de kwaliteit van de bundel.

2 HALVERINGSDIKTE EN FOTONENERGIE

Hieronder staat een tabel van de halveringsdikte voor verschillende spanningen over de röntgenbuis (voor goed gefilterde bundels):

	spanning					
materiaal	50 kV	100 kV	150 kV	300 kV	500 kV	4 MV
lood (mm)	0,05	0,24	0,29	1,4	3,6	16,4
beton (mm)	0,42	1,5	2,2	3,0	3,5	9,0

a. Verklaar waarom de halveringsdikte toeneemt met de aangelegde spanning.

b. Waarom kan je bij hoge versnelspanningen beter beton als afscherming nemen, maar bij lage beter lood?

3 LOODRUBBERSCHORT

Om bestraling van het bedienend personeel ten gevolge van strooi-straling te voorkomen wordt een loodrubberschort gebruikt. Dat schermt het lichaam af met ca 0,5 mm lood.

a. Hoeveel procent van de strooi-straling bereikt het lichaam bij 50 kV? En bij 500 kV? Gebruik de tabel van activiteit 2.

b. Leg uit dat zo'n schort alleen goede afscherming biedt bij buizen tot ca 80 kV.

filters en karakteristieke straling

Voor specifieke doeleinden, bijvoorbeeld voor het bestralen van dieper in het lichaam gelegen tumoren, kan het wenselijk zijn alle straling tot bijvoorbeeld 70 keV of zelfs hoger uit de bundel te filteren, omdat die vooral aan de oppervlakte weefsels een stralingsbelasting geven. De karakteristieke wolframstraling, van 69,5 keV, die relatief veel aanwezig is, moet er dan dus zeker goed uitgefilterd worden. Tin is daarvoor uitstekend geschikt, zoals blijkt uit fig. 9.32.

STRALINGSFYSCIA IN HET ZIEKENHUIS

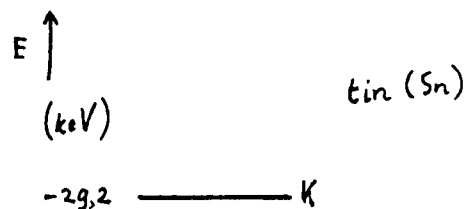
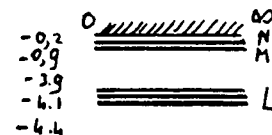
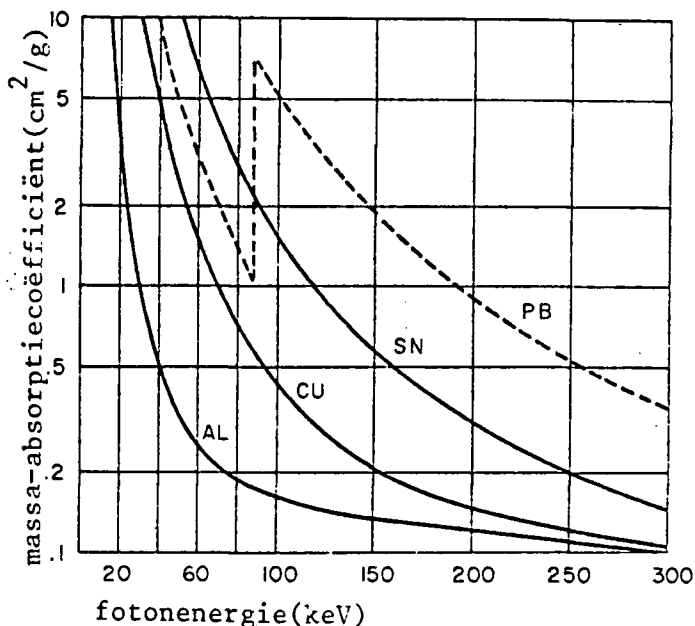


fig. 9.32

De grafiek van de absorptiecoëfficiënt van verschillende stoffen. Let op de gebruikte schalen!
fig. 9.32a

Het energieschema van tin (Sn).

Maar er is een gevaar: door absorptie in het tin ten gevolge van het foto-elektrisch effect zal het tin zijn eigen karakteristieke lijnen (die van de K-schil is ongeveer 29 keV) gaan uitzenden, waardoor er toch weer te veel zachte straling in de bundel komt. Daarom wordt er vóór het tinfilter (dat wil zeggen aan de patiëntzijde) een 0,25 mm koperfilter gezet. Maar ook koper zendt zijn karakteristieke lijnen uit die op hun beurt door een 0,5 mm aluminiumfilter kunnen worden geabsorbeerd.

4 WAAROM TIN - KOPER - ALUMINIUM ?

- Laat met behulp van het energieschema van koper (zie fig. 9.9) zien dat na een koperfilter altijd een aluminium filter nodig is.
- Laat zien aan de hand van fig. 9.32 dat de K-lijn van tin door het aluminiumfilter alleen nauwelijks, maar door het koperfilter wel veel wordt geabsorbeerd.

5 ABSORPTIEKROMME VAN TIN

Met het deel van de absorptiekromme van tin, tussen ca 20 en 50 keV, dat buiten de grafiek van fig. 9.32 valt, is iets bijzonders aan de hand. Wat is dat? Probeer dat deel van de grafiek te schetsen.

9.6 AKTIVITEIT

In de nucleaire geneeskunde worden *open* bronnen gebruikt: de patiënten krijgen een radioactieve stof toegediend met de bedoeling dat die stof alleen door het bedoelde orgaan, bijvoorbeeld de nieren, het skelet of de hersens worden opgenomen. De radioactieve stof, meestal Tc -99 m, wordt daartoe aan een speciaal molecuulcomplex gebonden, dat alleen door het bedoelde orgaan wordt opgenomen. Uit de gammastraling die door verval van het Tc -99 m vrijkomt wordt informatie gehaald over het functioneren van het betreffende orgaan.

Twee belangrijke eisen die in de nucleaire geneeskunde gesteld worden zijn:

- een redelijk grote activiteit van de bron. Dat is nodig om voldoende goede informatie te krijgen en is prettig voor de patiënt, omdat die

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

slechts kort aan de gammacamera hoeft te liggen om een goed 'plaatje' te krijgen;

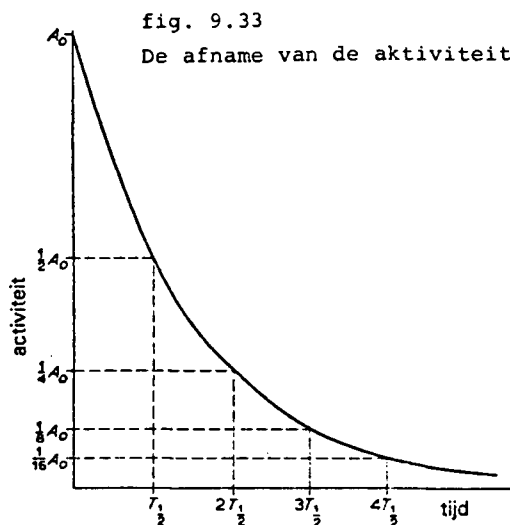
• een zo klein mogelijke stralingsbelasting.

Deze twee eisen lijken met elkaar in strijd. Echter door een nuclide (zoals Tc -99 m) te kiezen met een korte halveringstijd zal door de korte bestralingstijd toch een beginactiviteit genomen kunnen worden, terwijl de stralingsbelasting van de patiënt beperkt blijft. Voor de vraag hoeveel (of hoe weinig) radioactieve stof dan voor een bepaalde behandeling nodig is, is inzicht in de samenhang tussen activiteit, halveringstijd en aantal kernen noodzakelijk.

verandering in activiteit

Na één halveringstijd is de activiteit van een bron gehalveerd (als de dochter (zie blz. 34) tenminste zelf niet vervalst). Na twee halveringstijden is de activiteit een kwart van de oorspronkelijke activiteit, na drie halveringstijden een achtste deel enzovoorts.

Aktiviteit is dus een functie van de tijd en wel een *exponentiële functie*, omdat de afname verloopt volgens de reeks $1, \frac{1}{2}, \frac{1}{4}, \frac{1}{8}, \frac{1}{16} \dots$ ofwel $(\frac{1}{2})^0, (\frac{1}{2})^1, (\frac{1}{2})^2, (\frac{1}{2})^3, (\frac{1}{2})^4 \dots$ steeds na opeenvolgende halveringstijden. Zie ook blz. 14.



AMC in Amsterdam slaat licht radio-actief afval op

Van onze verslaggever

AMSTERDAM — Het Academisch Medisch Centrum (AMC) in Amsterdam gaat zijn allerlichtste radio-actief afval voortaan zelf opslaan totdat de straling na maximaal twee jaar is uitgewerkt.

Het lichte afval (jaarlijks produceert het AMC tweeduizend liter vloeibaar en drieduizend liter licht radio-actief afval) wordt nu nog elk kwartaal naar Petten overgebracht. Volgens een woordvoerder beschikt het ziekenhuis over voldoende kelderruimte om het afval te 'laten „besterven“'.

- 1 Toon aan dat de *aktiviteitsfunctie* $A(t)$ opgeschreven kan worden als:

$$A(t) = A(0) \cdot \frac{1}{2}^{-\frac{t}{\tau}}$$

waarin $A(0)$ de activiteit op $t = 0$ is en τ de halveringstijd.

2 EEN COBALTBRON IN DE TIJD

Een ziekenhuis schaft een cobalt -60 bron aan voor de bestraling van kankerpatiënten. De activiteit bij installeren van de bron is $2,15 \cdot 10^{14}$ Bq. De halveringstijd van cobalt -60 is 5,26 jaar.

a. Hoe groot is de activiteit van de bron na drie jaar en na vijf jaar? In een medisch handboek staat opgegeven dat de activiteit van een cobalt -60 bron per jaar ongeveer 12 % afneemt.

b. Bereken de activiteit van de cobaltbron na drie jaar en na vijf jaar op basis van deze vuistregel. Vind je het verantwoord deze vuistregel te gebruiken?

c. Met een nieuwe bron wordt een bepaalde patiënt 20 min bestraald. Hoe lang moet een patiënt, die drie jaar later met een gelijke dosis behandeld moet worden, bestraald worden?

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

3 ZIEKENHUISAFVAL

Het afval dat het lichaam van een patiënt aan wie $T_c - 99$ m toegediend is, uitscheidt (o.a. urine) is radioactief. Het wordt opgeslagen in speciale tanks. Het wordt als ongevaarlijk beschouwd en in het riool geloosd als de aktiviteit tot ca $\frac{1}{1000}$ is afgenomen ($\tau = 6,0$ uur). Hoe lang moet het ziekenhuisafval worden opgeslagen?

4 AKTIVITEIT EN HALVERINGSTIJD

Twee bronnen P en Q hebben op een bepaald moment een even grote aktiviteit, maar P heeft een veel grotere halveringstijd dan Q.

- Schets de grafieken van de aktiviteit en de tijd van P en Q in één diagram.
- Waarom stelt het oppervlak onder de $A(t)$ - t -grafiek het aantal vervallen kernen voor?
- Welke bron heeft aan het begin het grootste aantal moederkernen?
- Wat is het voordeel van bron Q ten opzichte van P in de nucleaire geneeskunde?

5 AANTAL KERNEN EN HALVERINGSTIJD

Twee bronnen R en S hebben op een bepaald moment $t = 0$ een even groot aantal moederkernen, maar R heeft een veel grotere halveringstijd dan S.

- Welke van de twee bronnen heeft op $t = 0$ de grootste aktiviteit? Waarom?
- Schets de grafieken van de aktiviteit en de tijd voor beide bronnen. Wat kan je zeggen van de oppervlaktes onder beide grafieken?
- Welke van de twee bronnen blijft het langste gevaarlijk?

aktiviteit en aantal kernen als funktie van de tijd

In par. 2.3 heb je gezien dat aktiviteit A het aantal desintegraties per seconde voorstelt. Als in een tijd Δt ΔN kernen desintegreren, krijg je voor de *gemiddelde* aktiviteit $\bar{A}$

$$\bar{A} = \frac{\Delta N}{\Delta t}$$

Om de aktiviteit op een tijdstip te krijgen moeten we Δt heel klein laten worden en krijgen we:

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

Je kunt dit zien als de 'definitie' van aktiviteit.

Het min-teken is nodig, omdat N afneemt in de tijd. De hellingsfunctie $\frac{dN}{dt}$ heeft dus altijd een negatieve waarde, maar de aktiviteit moet een positieve waarde hebben.

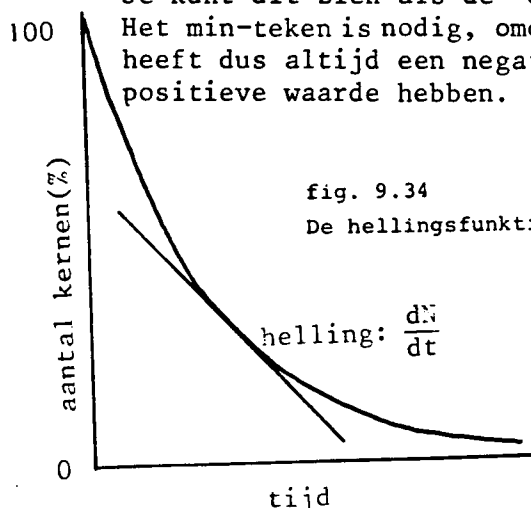


fig. 9.34

De hellingsfunctie van de $N(t) - t$ grafiek is altijd negatief.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

We kunnen nu nog een relatie tussen A en N opschrijven door rekening te houden met het *toevalskarakter* van het radioactieve verval. Dat toevalskarakter ben je ook in par. 2.3 al tegengekomen. Het betekent dat het aantal kernen dat per seconde vervalft (de activiteit dus) afhangt (recht evenredig) van het totaal aantal aanwezige kernen $N(t)$ en verder niet te beïnvloeden is.

$$A(t) \sim N(t)$$

of: $A(t) = \lambda N(t)$

waarin λ een evenredigheidsconstante is. Deze twee formules voor $A(t)$ kunnen we combineren:

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

Dit is een zogenaamde *differentiaalvergelijking*, en wel eentje die makkelijk oplosbaar is.

6 OPLOSSING

a. Toon aan dat de oplossing voor bovenstaande differentiaalvergelijk is:

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda \cdot t}$$

met e het natuurlijk grondgetal: $e = 2,7182818 \dots$

b. Toon aan dat je $N(t)$ ook kunt schrijven als:

$$N(t) = N(0) 2^{-\frac{t}{\tau}}$$

waarin:

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

c. Toon tenslotte aan dat

$$A(t) = \lambda N(0) 2^{-\lambda \cdot t}$$

of:

$$A(t) = \frac{0,693}{\tau} \cdot N(0) \cdot 2^{-\frac{t}{\tau}}$$

d. Verklaar met deze formules de grafieken die je in activiteit 4 en 5 hebt getekend.

7 JODIUM -123 EN JODIUM -131

Voor schildklieronderzoek kan zowel J-123 als J-131 gebruikt worden. De halveringstijden zijn resp. 0,55 dag en 8,05 dag.

a. Bereken voor beide stoffen hoeveel gram je nodig hebt als beginactiviteit van 300 MBq voldoende is om een goede opname met een gammacamera te maken. Gebruik dat 1 mol stof $6,0 \cdot 10^{23}$ atomen bevat.

b. Wat is je conclusie ten aanzien van het gebruik van J-131 voor schildklieronderzoek op basis van deze gegevens?

8 EEN COBALT- of EEN CESIUMBRON?

Voor het bestralen van patiënten is, behalve een cobalt -60 bron ook een cesium -137 bron mogelijk. Cesium 137 heeft een halveringstijd van 30 jaar. Het vervalschema staat op blz. 92. Een belangrijk nadeel van zo'n cesiumbron is dat de bron een veel groter oppervlak moet hebben dan de cobaltbron. Daardoor heb je meer last van ongewenste halfschaduw.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

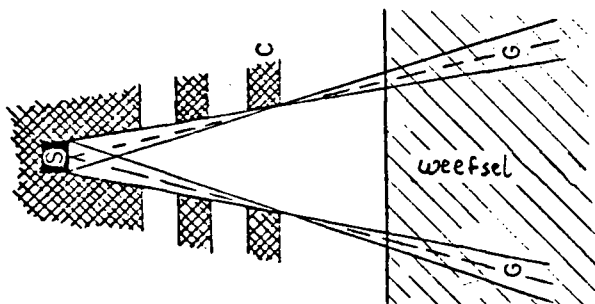


fig. 9.35

Halfschaduwvorming bij een cobaltbron (S). Door de halfschaduw (G) krijgt het omliggende gezonde weefsel een ongewenste stralingsbelasting. Met behulp van loden ringen (C) kan de grootte van de bundel geregeld worden.

- Leg uit dat een cesiumbron grotere afmetingen heeft dan een cobaltbron. Aanwijzing: bereken de verhouding tussen het aantal cesium- en cobaltatomen dat nodig is om een gelijke activiteit te hebben.
- Hoe lang moet een patiënt met een cesiumbron bestraald worden om hetzelfde effect te krijgen als een bestraling met een duur van 20 min met een cobaltbron? Gebruik de formule uit par. 9.1 en de gegevens van blz. 92.
- Noem ook minstens één voordeel.

9 BIOLOGISCHE EN EFFEKTIEVE HALVERINGSTIJD

In de praktijk is behalve de fysische halveringstijd τ_{fys} ook de biologische halveringstijd τ_{bio} (zie blz. 70) van belang. Samen vormen die de effectieve halveringstijd die je kunt berekenen met:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{bio}} + \frac{1}{\tau_{fys}}$$

Deze effectieve halveringstijd is van belang voor de dosis die het lichaam uiteindelijk ontvangt.

- Waarom is de effectieve halveringstijd altijd kleiner dan zowel τ_{fys} als τ_{bio} ?
- Bereken de effectieve halveringstijd voor J-131 ($\tau_{fys} = 8,05$ d; $\tau_{bio} = 138$ d.).
- Waarom zal men in de nucleaire geneeskunde veel liever een stof met een korte τ_{fys} gebruiken dan met een korte τ_{bio} , hoewel de dosis die de patiënt ontvangt in beide gevallen gelijk kan zijn?

9.7 DIAGNOSTISCHE BESTRALING

Bij diagnostische behandelingen, het maken van röntgenfoto's en scintigrammen, gelden als eisen dat de stralingsbelasting zo klein mogelijk moet zijn, maar de verkregen informatie zo groot mogelijk. De arts moet, eventueel geadviseerd door een stralingsfysicus, een zodanige instelling en een zodanig spectrum kiezen dat een optimum gevonden wordt tussen deze in veel opzichten tegengestelde eisen.

röntgenfoto's

Bij röntgenfoto's wordt een tweedimensionaal (vlak) schaduwbeeld gemaakt van een driedimensionaal (ruimtelijk) voorwerp. Alle ruimtelijke structuren, zoals botten, worden over elkaar heen geprojecteerd. Om de foto toch goed te kunnen beoordelen is van belang dat de foto *scherp* is en dat de *contrasten* zo groot mogelijk zijn.

scherpte

Op de scherpte zijn twee factoren van invloed:

- de afmeting van de plek op het trefplaatje waar de röntgenstraling vandaan komt (de 'focal spot' of focus). Als deze plek groot is, krijg je last van halfschaduw (zie fig. 9.36) die de schaduwranden 'uitsmeren':

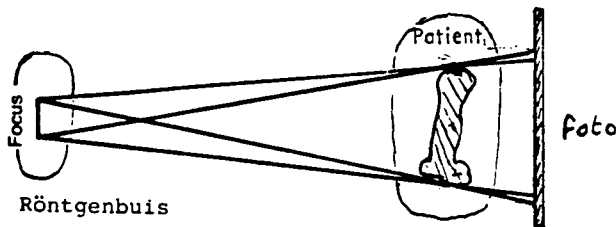


fig. 9.36

De röntgenbuis met (overdreven getekend) de focal spot. Door de halfschaduw worden de structuren (bijv. botten) onscherp afgebeeld.

- de verstrooiing van de fotonen tussen de buis en de fotografische plaat. De fotonen die dan toch op de fotografische plaat terecht komen lijken dan van een andere plek te komen en vertroebelen het beeld (zie fig. 9.37).

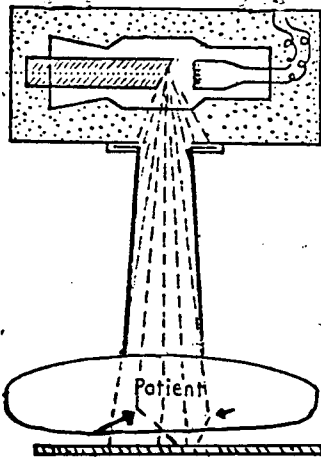


fig. 9.37

Verstrooide fotonen beïnvloeden de beeldkwaliteit negatief.

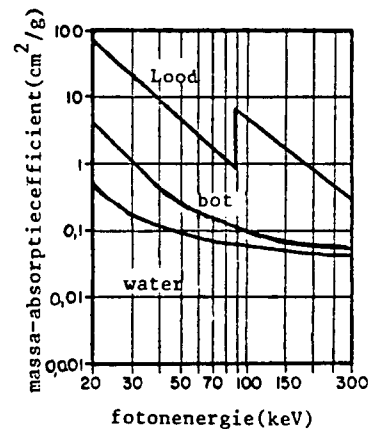


fig. 9.38

Absorptiecoëfficiënt van water en bot.

Verstrooiing vindt vooral plaats door het comptoneffekt. Men zal dus vooral die energieën kiezen waarvoor de absorptie (voornamelijk in de botten) zoveel mogelijk door het fotoelektrisch effect wordt veroorzaakt.

contrast

Contrast wordt vooral veroorzaakt door verschillen in dichtheid (tenminste bij fotoelektrisch effect). Boven ca 100 keV gaat comptoneffekt in bot een belangrijke rol spelen in de absorptie en worden de verschillen tussen water (weefsel) en bot klein. Onder 30 keV wordt er in het weefsel echter te veel straling geabsorbeerd. Dus voor röntgenfoto's wordt het spectrum van röntgenstraling tussen 30 en 100 keV gekozen. In de praktijk wordt de versnelspanning o.a. om financiële redenen 70 keV gekozen. Enerzijds is het daarmee mogelijk 'door bot heen' te schieten en dus ook beelden te krijgen van structuren achter bot (zoals longen, kiezen in kaakbeen), anderzijds zou een hogere versnelspanning ook veel duurder worden. De straling onder 30 keV wordt geheel uitgefilterd door aluminium plaatjes.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

1 THORAXFOTO

Bij het maken van een thoraxfoto (foto van je longen) gaat het om het verkrijgen van contrast tussen longweefsel en lucht in de longblaasjes.

- Hoe kun je achter de botten toch een beeld van de longblaasjes krijgen?
- Waarom is het toch nodig om een vrij grote versnelspanning te kiezen (ca 75 keV)?
- Is het optreden van de wolfraamlijnen hier een bezwaar?

2 MAMMOGRAFIE

Voor het maken van een borstfoto (mammografie) wordt een vrij lage versnelspanning gebruikt, omdat de dichtheidsverschillen tussen gezond weefsel en woekerweefsel vrij klein zijn.

Leg uit wat nadelen zijn van een veel hogere en een veel lagere versnelspanning.

3 BOTBREUK

Beredeneer welk versnelspanning(-sgebied) en welke filters je zou kunnen gebruiken voor het fotograferen van een botbreuk in de benen. En in de schedel?

keuze van energie in de nucleaire geneeskunde

Behalve aan de halveringstijd moet in de nucleaire geneeskunde ook eisen gesteld worden aan de energie van de fotonen die de nucliden uitzenden. Die fotonen moeten zo weinig mogelijk in het lichaam geabsorbeerd worden. Vanuit dat standpunt is de hoogste energie dus de beste. Maar als de energie boven ca 400 keV gaat uitkomen, worden de fotonen ook niet meer zo goed door lood tegengehouden (zie fig. 9.15). Dat heeft vooral een nadelige invloed op de beeldkwaliteit van het scintigram, opgenomen met de gammacamera. Voor het kristal van de gammacamera zit namelijk een 'honingraat' (collimator) van lood die verstrooide fotonen tegen moet houden en alleen de 'direkte' fotonen doorlaat (zie fig. 9.39). Men kiest daarom bij voorkeur nucliden die gammastraling tussen 100 en 300 keV uitzenden.

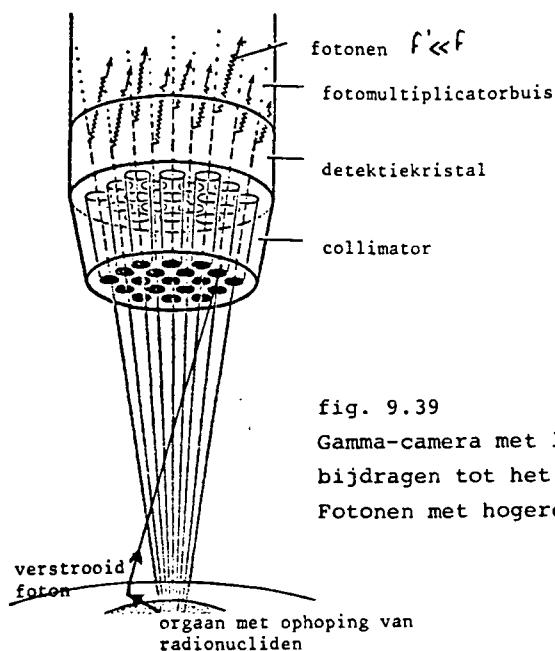


fig. 9.39

Gamma-camera met loden *collimator*. Een verstrooid foton kan niet bijdragen tot het beeld, mits zijn energie onder ca 400 keV ligt. Fotonen met hogere energie gaan door het lood heen.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

moeder- en dochterkernen

Een andere eis in de nucleaire geneeskunde is dat de dochterkern die uit de moederkern ontstaat, niet giftig is en niet zelf zo radioactief is dat de dochter bijdraagt tot de stralingsbelasting van de patiënt en de omgeving. J-123 is in dat opzicht een ideale (doch erg dure) radionuclide. Het heeft een korte halveringstijd (0,55 d), een geschikte fotonenergie (159 keV) en gaat, door een elektron uit de K-schil in de kern te trekken (*elektronvangst*), over in Te -123 ($p^+ + e^- \rightarrow n$). Telluur is een stabiele en niet giftige stof.

Anders ligt het met technetium -99m. Door het uitzenden van een γ -foton gaat dat over in Tc -99 dat evenwel nog steeds radioactief is. Het gaat over in Ru -99 (rubidium) door het uitzenden van een β^- -deeltje van 290 keV en een halveringstijd van $2,12 \cdot 10^5$ jaar. Hoe komt het dat deze eigenschappen Tc -99 m toch heel geschikt maken als radiofarmacon?

De reden daarvan is dat de aktiviteit van Tc -99 zeer laag is vanwege de lange halveringstijd. Daarnaast is de biologische halveringstijd meestal kort: 4 uur tot enkele dagen, afhankelijk van de stof waar het technetium aan gekoppeld is. Maar bij lever- en miltonderzoek blijft vrijwel al het Tc -99 in de betreffende organen. Toch is ook dan de dosis die een patiënt door het verval van het Tc -99 oploopt verwaarloosbaar.

4 DE AKTIVITEIT VAN Tc -99

Een patiënt krijgt 40 MBq Tc -99m toegediend voor een leveronderzoek.

- Bereken het totaal aantal technetium atomen dat de patiënt toegediend krijgt ($\tau = 6,0$ uur).
- Bereken daaruit de aktiviteit van het Tc -99 als alle Tc -99m vervallen is ($\tau = 2,12 \cdot 10^5$ jaar voor Tc -99).
- Hoe groot is die aktiviteit aan het eind van het leven van de patiënt (bijv. 40 jaar later)?
- Maak een ruwe schatting van de dosis die de nieren gedurende het verdere leven van de patiënt (bijv. 40 jaar) ontvangen. Neem daarbij aan de volledige energie van de β^- -deeltjes door ca 0,1 kg weefsel wordt geabsorbeerd.
- Wat is je conclusie voor het risico t.g.v. de 'dochteraktiviteit' van Tc -99?

5 CONCURRENTEN VAN Tc -99M

a. Jarenlang was J-131 de meest gebruikte nuclide in de nucleaire geneeskunde. Nu is die geheel van zijn plaats gedrongen door Tc -99m. Bedenk daarvoor drie redenen.

Gebruik de volgende gegevens van J -131:

- zendt β^- -straling (608 keV) en γ -straling (364 keV) uit;
 - $\tau = 8,05$ dag;
- en van Tc -99m:
- zendt γ -straling uit (140 keV);
 - $\tau = 6,0$ uur.

b. Voor miltonderzoek werd vroeger Cr -51 gebruikt ($\tau = 27,8$ d; gamma-energie 320 keV, gaat door K-vangst over in het stabiele Va -51). Waarom heeft Tc -99 m ook deze nuclide vrijwel verdrongen?

c. Voor beenmergonderzoek werd vroeger Fe -59 gebruikt ($\tau = 45$ d). Het verval kun je aflezen uit fig. 9.40.

Waarom is ook dit nuclide verdrongen door Tc -99m dat aan een 'botzoekend complex' is verbonden?

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

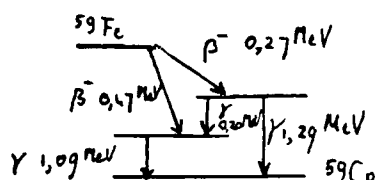


fig. 9.40

Het vervalschema van Fe -59.

6 BEPALING VAN CALCIUMGEHALTE IN BOTTEN

Cobalt -60 zendt twee soorten gammastraling uit, zoals je uit fig. 9.20 kunt aflezen. Het verschil in absorptie in bot van deze twee fotonen is meetbaar (zie fig. 9.38) en voor gezond bot ook goed bekend.

a. Welke van de twee soorten straling zal het meest door bot worden tegengehouden?

Bij ouder worden gaat het bot ontkalken: het calciumgehalte neemt af waardoor bot (althans qua absorptie-eigenschappen) meer op water gaat lijken.

b. Wat kan je dan over het verschil in absorptie tussen de twee stralingssoorten zeggen?

c. Hoe kun je in principe het calciumgehalte in botten met Co -60 bepalen?

9.8 THERAPEUTISCHE BESTRALING

Bij therapeutische uitwendige bestraling moet een onderhuids gezwel bestraald worden met zo min mogelijk stralingsbelasting voor de omliggende gezonde weefsels. Daarbij is zowel het richten van de bundel als het gekozen spektrum van groot belang. Waar de bundel binnenvalt is de kans groot dat de huid zoveel straling absorbeert, dat er huidverbranding optreedt. Waar de bundel bot passeert, kan bij niet al te hoge energieën botverbranding optreden, omdat bot de straling extra absorbeert.

Om deze effecten zo klein mogelijk te maken maakt men gebruik van het zogenaamde *build-up effect* bij straling met hoge energie (megavoltstraling) en van de *kwadratenwet*.

build-up effect

Het build-up effect bij megavoltstraling zorgt ervoor dat de geabsorbeerde dosis niet maximaal is bij de huid, zoals bij zachte straling, maar op een plaats eronder. Daarbij hoeft geen onderscheid gemaakt te worden tussen weefsel en bot, omdat de absorptiecoëfficiënten niet van elkaar verschillen bij die energie (zie fig. 9.38), mits de bundel maar goed gefilterd is: bijv. geen wolframlijnen.

De fotonen dragen slechts indirect bij tot de dosis. Het zijn de snelle elektronen die door de fotonen vrijgemaakt worden, die de verwoestingen in de cellen aanrichten, echter op zekere afstand van de plaats waar ze ontstaan zijn. Bovendien geven de elektronen hun energie niet op één plaats maar over een zeker traject af (zie fig. 9.41).

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

Het gevolg is dat ergens onder de huid het aantal losgeslagen elektronen het grootst is en daar wordt de grootste schade aangericht.

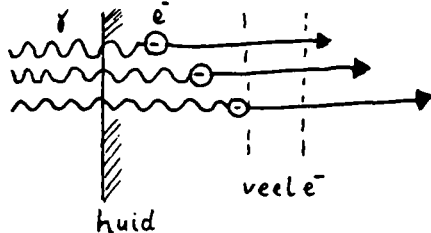


fig. 9.41

Het build-up effect schematisch getekend.

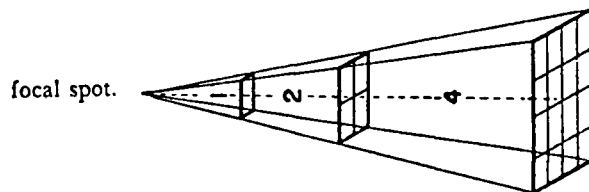


fig. 9.42

Kwadratenwet.

kwadratenwet

Hoe dichter de focus van de bron bij de huid ligt, des te meer divergent de bundel. Door de focus-huid afstand groter te kiezen krijg je een minder divergerende bundel waardoor het build-up effect versterkt wordt: de losgeslagen elektronen hebben vrijwel dezelfde richting. Daardoor komt de plaats met de maximale dosis dieper onder de huid te liggen.

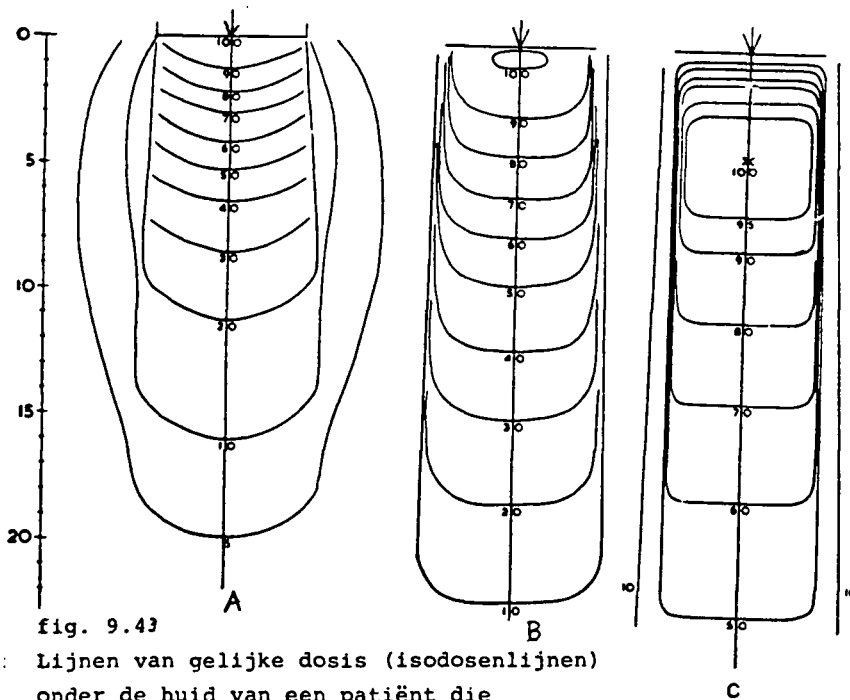


fig. 9.43

Lijnen van gelijke dosis (isodosenlijnen) onder de huid van een patiënt die bestraald wordt met (A) 200 keV, (B) 2 MeV röntgenstraling van een (bijna) evenwijdige bundel. De plaatsen die de grootste dosis ondervinden komen dieper onder de huid te liggen naarmate de energie groter is.

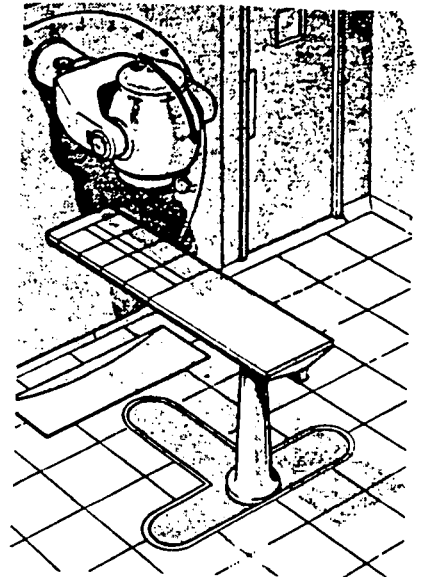


fig. 9.44

Cobalt bestralingsapparaat voor megavolt-bestraling.

1 HUIDVERBRANDING

Vroeger kreeg een patiënt van wie een tumor bestraald werd, vaak last van brandwonden op de huid. Door het gebruik van filters is dat probleem grotendeels opgelost. Leg dat uit.

STRALINGSFYSICA IN HET ZIEKENHUIS

2 BOTVERBRANDING

Soms wil men een tumor bestralen die zich achter bot bevindt (bijv. het bekken, in de borstkas). Men moet dus door het bot 'heenschieten'.

a. Waarom is een buis met hoge spanning dan beter geschikt dan een buis met lage spanning? Gebruik de grafiek van de absorptie van bot en weefsel van fig. 9.38.

b. Leg uit dat bestraling met een buis waar een belangrijk deel van de energie in fotonen kleiner dan 200 keV vrijkomen aanleiding kan geven tot 'botverbranding'.

c. Leg uit dat men bij buizen vooral veel moeite zal doen om de wolframlijnen eruit te filteren, als er kans is op botverbranding.

d. Megavoltstraling met versnellingsspanning van 2 MV of hoger ondervangt botverbranding geheel. Leg dat uit.

3 HUIDBESTRALING

Een arts besluit dat de huid van een patiënt met röntgenstraling bestraald moet worden vanwege een huidcarcinoom. Een fysicus moet adviseren bij de instelling van de apparatuur. Bedenk wat de fysicus zal adviseren:

- Een hoge buisspanning (ca 300 kV) of een lage (ca 50 kV);
- Een aluminiumfilter of een koperfilter;
- Een grote of een kleine bron-huid afstand.

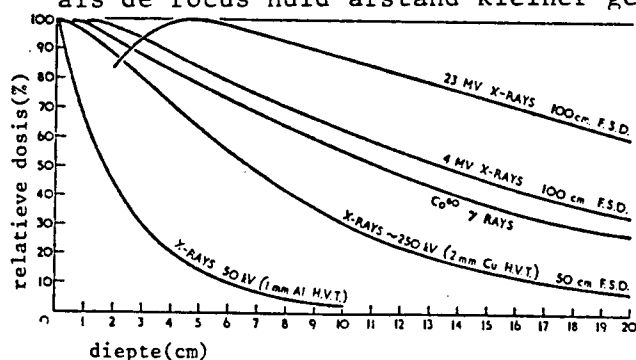
4 RONTGEN- OF COBALTBRON?

Voor het bestralen van patiënten met fotonen van ca 1 MeV kan je zowel een cobalt -60-bron als een megavolt-röntgenbron gebruiken. Bij het nemen van de beslissing welke van die twee het beste door een ziekenhuis aangeschaft kan worden, zijn de volgende vragen van belang:

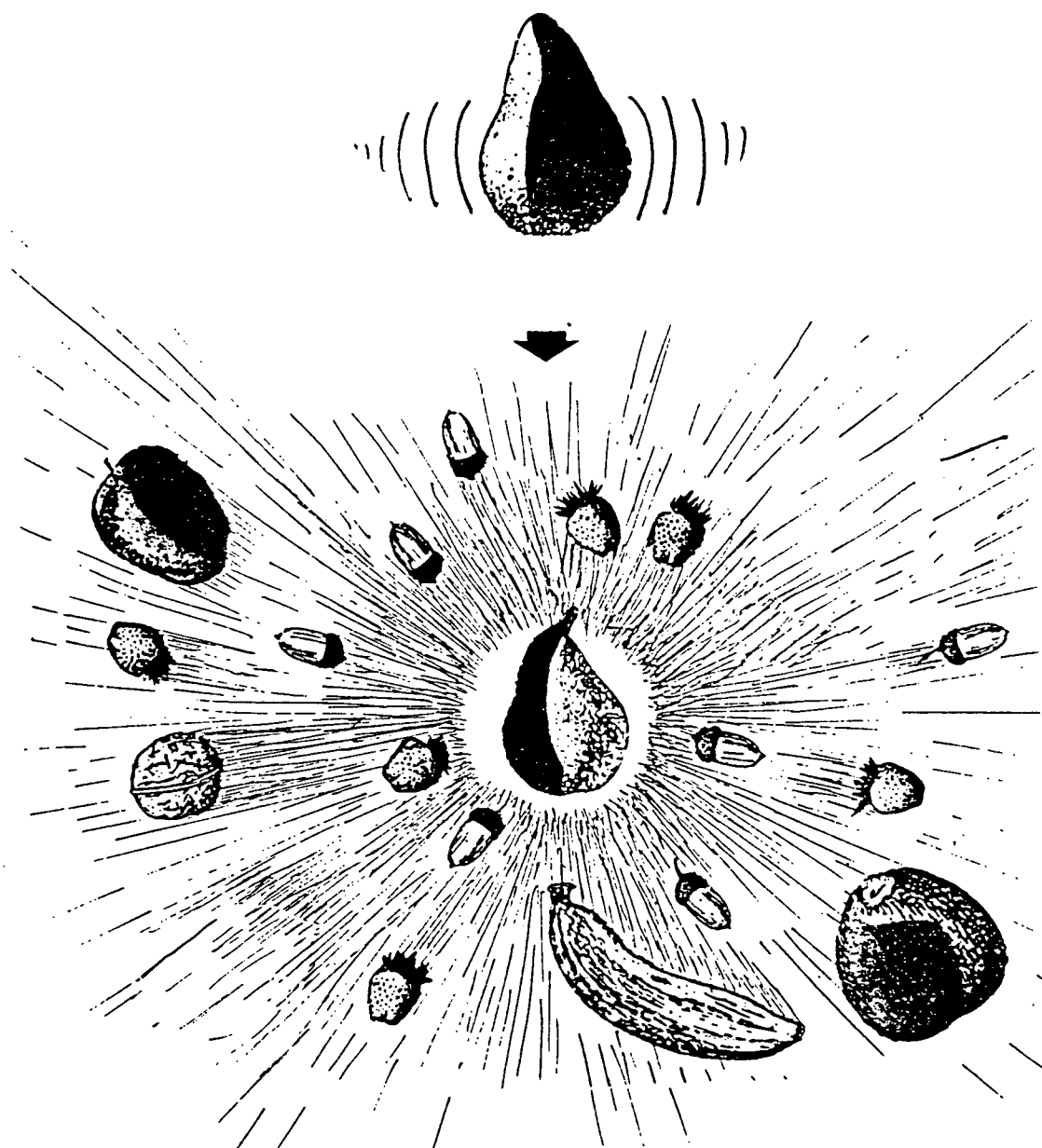
- kan je het apparaat aan en uit zetten?
 - kan het apparaat makkelijk kapot gaan?
 - kan je de foton-energie regelen?
 - is er sprake van een (bijna) puntvormige stralingsbron, waardoor er geen halfschaduw is? (Halfschaduw draagt niet bij tot de gewenste bestraling maar wél tot stralingsbelasting.)
 - is er specialistische (fysisch-technische) kennis nodig om het apparaat in te stellen (bijv. filters, afstand tot de huid e.d.)?
- a. Vergelijk de röntgen- en de cobaltbron op de genoemde vragen.
b. Waarom is een cobaltbron in veel gevallen geschikter voor een kleiner ziekenhuis, maar zal een groot (academisch) ziekenhuis voor een megavolt-röntgenbron kiezen?

5 ISODOSENLIJNEN EN KWADRATENWET

Ga na wat er verandert aan het isodosenlijnenpatroon van fig. 9.43 als de focus-huid afstand kleiner genomen was.



MASSA EN ENERGIE



Een stukje examenstof hoe massa en energie met elkaar samenhangen en hoe je uit atoommassa's vrijkomende energie kunt berekenen. Dit wordt toegepast op 5 vormen van spontaan radioactief verval. Voorbeelden worden niet alleen uit de toepassingen van ioniserende straling in de geneeskunde, maar ook uit andere gebieden gehaald.

Bijlage MASSA EN ENERGIE

1. MASSADEFEKT EN VRIJKOMENDE ENERGIE

De formule van Einstein

$$E = m c^2$$

drukt uit dat massa en energie equivalent zijn, dat wil zeggen twee kanten van het zelfde. Als een voorwerp, een atoom, een proton, een elektron of een ander deeltje meer energie krijgt, neemt de massa ervan ook toe. De toename van de massa Δm door toevoeging van een hoeveelheid energie ΔE aan een *systeem* (een voorwerp, atoom, deeltje, ...) wordt gegeven door

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2$$

Hieronder wordt gesproken van energie als het de bedoeling is energie eenheden te gebruiken, van massa, als massa eenheden bedoeld worden en van massa/energie als dat beide kan.

1 MASSA TOENAME

- Bereken de massatoename van 1 kg water van 0°C als die verwarmd wordt tot 1°C. Hoe nauwkeurig moet je de massa van het water kunnen bepalen om deze massa toename te kunnen meten? Bereken $\frac{\Delta m}{m}$.
- Het elektron van een waterstofatoom wordt van de grondtoestand ($E_1 = -13,60$ eV) in de 1e aangeslagen toestand ($E_2 = -3,40$ eV) gebracht. Bereken $\frac{\Delta m}{m}$.
- Een kern Tc -99m vervalt tot Tc -99 door een foton van 140 keV uit te zenden. Bereken $\frac{\Delta m}{m}$.
- Een elektron wordt vermeld door een spanning van 100 kV tussen anode en kathode. Bereken $\frac{\Delta m}{m}$.

Uit activiteit 1 zie je dat de massaverandering verhoudingsgewijs steeds belangrijker wordt naarmate je hogere energieën gebruikt. Door de kleine massa van het elektron is de invloed van de massaverandering voor dat deeltje het belangrijkste. In de hoge energiefysica worden ook de massa's van protonen, elektronen e.d. in energie eenheden (J, eV) gegeven. Vooral bij nieuwe elementaire deeltjes is dat handig, omdat daaruit blijkt hoeveel energie nodig is om het nieuwe deeltje te maken.

fig. 1

Tabel met elementaire deeltjes en hun rustmassa's (in MeV)
(tabel 26 uit BINAS-boek).

deeltje	symbol	rustmassa	lading	gemiddelde levensduur	antideeltje	verval
		MeV ²)	e ³)	s		
leptonen	foton	0	0	stabiël	γ	—
	neutrino	0	0	stabiël	$\bar{\nu}$	—
	elektron	0,51	-1	stabiël	e^+	—
	muon	106	-1	$2,2 \cdot 10^{-6}$	μ^+	$e^- + 2\nu$
mesonen	pion	140	+1	$2,6 \cdot 10^{-8}$	π^-	$\mu^+ + \nu$
	(pi-meson)	135	0	$1,8 \cdot 10^{-16}$	π^0	$\gamma + \gamma/\gamma + e^+ + e^-$
	kaon	494	+1	$1,2 \cdot 10^{-8}$	K^-	$\mu^+ + \nu/\pi^+ + \pi^0$
	(ka-meson)	498	0	$8,6 \cdot 10^{-11}$	$\bar{K}^0$	$\pi^+ + \pi^-/\pi^0 + \pi^0$
		498	0	$5,4 \cdot 10^{-8}$		$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0/\pi^+ + \pi^- + \pi^0$
	η -meson	549	0	$\sim 3 \cdot 10^{-19}$	$\bar{\eta}^0$	$2\gamma/3\pi^0/\pi^+ + \pi^- + \pi^0$
nucleonen	ρ -meson	765	+1,0	$\sim 5 \cdot 10^{-24}$		2π
	ω -meson	783	0	$\sim 5 \cdot 10^{-23}$		$\pi^+ + \pi^- + \pi^0/\pi^0 + \gamma$
	proton	938	+1	stabiël	p^-	—
	neutron	940	0	$0,7 \cdot 10^3$	$\bar{n}$	$p^+ + \pi^- \rightarrow p^+ + e^- + \nu$

atomaire massa eenheid

De massa van diverse isotopen wordt vaak in de *atomaire massa eenheid* u uitgedrukt. De eenheid komt ongeveer overeen met de massa van een proton en een neutron. Grofweg kun je zeggen dat de *atoommassa* van een isotoop uitgedrukt in u ongeveer gelijk is aan het aantal protonen en neutronen samen, het massagetal Z . Om praktische redenen geeft men altijd de atoommassa van de kern met elektronen (in de grondtoestand) op en zitten de massa's van de elektronen (en hun bindingsenergieën!) dus in de atoommassa erbij. De atoommassa van het isotoop C-12 is om meettechnische redenen precies 12 u gekozen, waarmee u, de atomaire massa eenheid, is vastgelegd. Voor de massa van het proton krijg je op basis van deze keuze van u: $m_p = 1,00728$ u en voor het neutron: $m_n = 1,00867$ u, beide groter dan 1, ondanks het feit dat het C-12 ook elektronen bevat en je zou kunnen verwachten dat de massa van proton en neutron dus iets minder dan 1 zouden zijn. Maar om C-12 te ontleden in 6 protonen, 6 neutronen en 6 elektronen moet je energie *toevoegen*: de bindingsenergie. Deze bestaat uit twee potentiële energiesoorten: de potentiële energie ten gevolge van de coulomb-afstoting van de protonen (deze wordt *kleiner* als de protonen uit elkaar gaan) en de potentiële energie ten gevolge van de aantrekkende kernkrachten tussen protonen onderling, protonen en neutronen en neutronen onderling (deze worden *groter* als de kerndeeltjes uit elkaar gaan). De laatste potentiële energie is voor vrije protonen het grootst (absoluut genomen). Een proton krijgt dus *meer* energie als die de kern verlaat. De massa van het proton en de achterblijvende kern is samen groter dan die van de oorspronkelijke kern. Toename van potentiële energie vind je dus ook terug als een toename van de massa.

2 C-12 ONTLEDEN

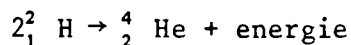
Bereken op basis van de gegevens hierboven en uit je BINAS-boek tabel 7 en 25 hoeveel massa/energie nodig zou zijn om een C-12 atoom te ontleden in 6 vrije protonen, 6 vrije elektronen en 6 vrije neutronen.

energie per nucleon

Voor de verschillende elementen en ook voor de verschillende isotopen van een element verschilt de *massa per kerndeeltje* (ook wel nucleon genoemd: proton of neutron). Door het splijten of fuseren van kernen kan er massa/energie vrijkomen (of geabsorbeerd worden). Uit de figuur hieronder kun je zien dat de massa per nucleon voor ijzer het kleinst is. Uit atomen met atoommassa boven ijzer kun je energie krijgen door ze te splijten, de andere door ze te fuseren. De grafiek van de *bindingsenergie per nucleon* loopt precies omgekeerd: de bindingsenergie komt immers *vrij* als de nucleonen een kern vormen. De rustmassa neemt daardoor af.

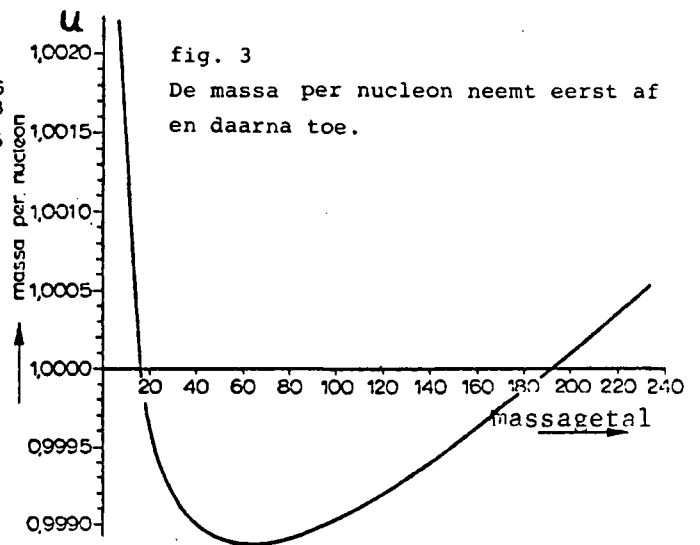
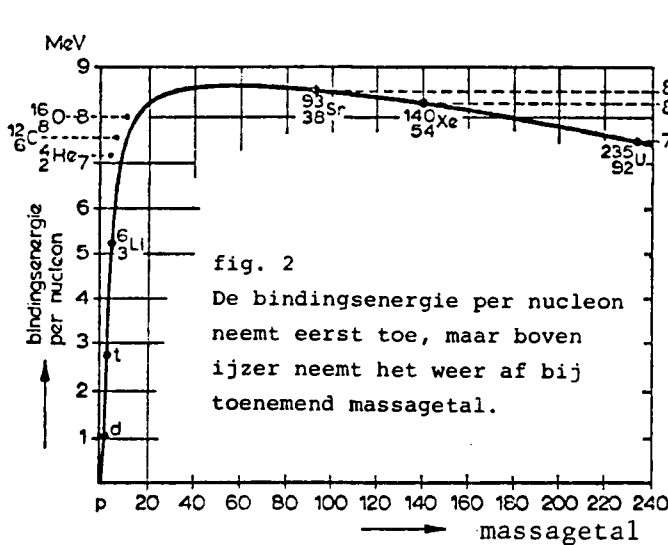
3 FUSIE IN DE ZON

In het inwendige van de zon wordt waterstof via een groot aantal stappen 'verbrand' tot helium. Eén van die stappen kan de fusie van twee deuterium-kernen (${}^2_1\text{H}$) zijn:



Bereken hoeveel energie daarbij vrijkomt. In welke vormen kan die energie uitgezonden worden?

Bijlage MASSA EN ENERGIE

*behoud van massa/energie?*

Massa en energie zijn twee aspecten van hetzelfde: als de energie toeneemt, neemt de massa ook toe en omgekeerd.

In plaats van de afzonderlijke wetten van behoud van massa en behoud van energie kan er één wet van behoud van massa/energie geformuleerd worden. Om dat te kunnen doen moeten we wel eerst kijken welke verschillende *vormen van energie* (kinetische energie, potentiële energiesoorten, fotonenergie) overeenstemmen met welke *vormen van massa*.

We zullen twee bijdragen in massa onderscheiden: *rustmassa* en *relativistische massa*.

Onder rustmassa verstaan we de massa die een deeltje heeft, als die ten opzichte van een waarnemer *stilstaat*. Bijvoorbeeld de massa van een niet versneld elektron. Als je een elektron echter gaat versnellen, blijkt dat je het elektron wel steeds meer energie (en dus massa) kunt geven, maar dat de snelheid beperkt is tot maximaal de lichtsnelheid. Dicht bij de lichtsnelheid blijkt er een gigantische extra energie (of massa) nodig te zijn om het elektron (of ander deeltje) nog dichterbij de lichtsnelheid te brengen. Behalve rustmassa bezit een deeltje dus ook massa ten gevolge van zijn kinetische energie: *relativistische massa*, die pas merkbaar wordt als de snelheid in de buurt van de lichtsnelheid komt.

Een ander soort relativistische massa is de massa van het foton:

$$m = \frac{h f}{c^2}$$

Een foton kan niet stilstaan en heeft dus geen rustmassa. In het dagelijks leven merken we niets van relativistische massa's, omdat de snelheden niet zo groot zijn en de fotonenergieën ook niet (behalve natuurlijk bij radio-actieve en röntgenstraling).

Over de *rustmassa* zijn twee waarnemers, die een grote snelheid hebben ten opzichte van elkaar, het eens. Zij vinden dezelfde waarden. Over de *relativistische massa* van een bewegend deeltje zijn zij het niet eens (die is 'relatief'). Zij vinden immers verschillende snelheden en dus een verschillende kinetische energie voor het bewegende deeltje. En voor het foton vinden zij vanwege het dopplereffekt (de frekwentie die gemeten wordt hangt af van de snelheid tussen bron en ontvanger) ook een verschillende frekwentie en dus een verschillende massa.

De toename of afname van potentiële energiesoorten vind je terug in verandering in rustmassa, want die energie/massa is niet afhankelijk van de snelheid.

Als wet van *behoud van massa* voor een afgesloten systeem hadden we:

$$\Sigma \Delta m = 0$$

gesommeerd over alle bij het systeem betrokken deeltjes. We krijgen nu:

$$\Sigma (\Delta m_0 + \frac{\Delta E_k}{c^2} + \frac{\Delta E_{\text{foton}}}{c^2}) = 0$$

De wet van *behoud van energie* luidde:

$$\Sigma (\Delta E_{\text{pot}} + \Delta E_k + \Delta E_{\text{foton}}) = 0$$

en wordt nu:

$$\Sigma (\Delta m_0 \cdot c^2 + \Delta E_k + \Delta E_{\text{foton}}) = 0$$

omdat je veranderingen in potentiële energie terug vindt als veranderingen in rustmassa.

Hieruit blijkt dat de wetten van behoud van energie en massa hetzelfde resultaat opleveren en in elkaar om te zetten zijn.

4 BEHOUD VAN MASSA/ENERGIE TOEPASSEN

Pas de wet van behoud van massa/energie kwalitatief toe op de situaties uit activiteit 2 en 3 van deze bijlage: geef aan welke omzettingen van rustmassa/potentiële energie in relativistische massa/kinetische of fotonenergie er hebben plaats gevonden.

5 MASSA IN ENERGIE OMZETTEN?

Men zegt wel dat bij kernreacties (bijv. in een kerncentrale) massa in energie omgezet wordt.

a. Waarom is dat *niet* juist gezegd?

b. Herformuleer de uitspraak die hierboven staat.

How energy becomes matter ...

A first look at the world of particles

CERN

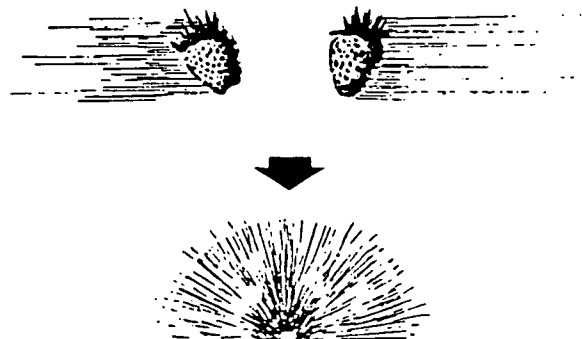


fig. 4

De voorkant van een boekje van het CERN: ook daar is men slordig in het gebruik van begrippen: *how kinetic energy becomes restmass ...*

Bijlage MASSA EN ENERGIE

2 SPONTANE KERNREAKTIES

Het blijkt dat er in de natuur slechts spontane kernreacties optreden, indien de rustmassa (potentiële energie) afneemt en dus relativistische massa (kinetische of fotonenergie) vrijkomt. Deze vrijkomende relativistische massa Δm wordt meestal het *massadefekt* genoemd en is te berekenen uit de atoommassa's van de betrokken deeltjes die je in het BINAS-boek kunt vinden. Hierna zal je een aantal spontane kernreacties vinden, die in de nucleaire geneeskunde belangrijk zijn.

Er zijn zeven soorten van spontaan verval:

1. α -verval
2. β -verval
3. γ -verval
4. verval door K-vangst
5. positron-verval
6. neutronverval
7. spontane splijting

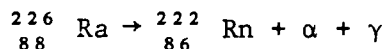
De laatste twee komen heel weinig voor en zijn alleen vanuit wetenschappelijk standpunt van belang.

De andere vijf komen veel voor en zijn zowel voor de nucleaire geneeskunde als voor technische toepassingen van belang. Verder zijn ze van belang, omdat ze veel voorkomen in het radioactief afval van kerncentrales en kernexplosie.

1. α -verval

Alfastralers komen slechts voor onder kernen met zeer grote massagetallen: 144 en hoger. Veel alfastralers maken deel uit van de natuurlijke vervalreeksen zoals de thoriumreeks (verval van natuurlijk Th -232 tot uiteindelijk Pb -208 waarbij 6 α -deeltjes en 4 β -deeltjes worden uitgezonden) en de uraniumreeks (verval van natuurlijk uranium -238 tot lood -208).

Vroeger werden α -stralers ook in de geneeskunde veel gebruikt, vooral radium. Tegenwoordig zijn α -stralers in de nucleaire geneeskunde absoluut taboe o.a. door de grote hoeveelheid energie die zij langs hun korte pad door het weefsel afgeven. Denk aan de omrekeningsfaktor 10 van gray naar sievert voor α -straling! De reactievergelijking voor het radium is:



rekenvoorbeeld:

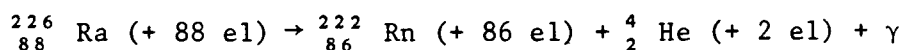
In het BINAS-boek tabel 25 staan voor deze reactie de volgende gegevens:

$\tau = 1622$ jaar

energie van het deeltje (het α -deeltje dus) 4,6 MeV

atoommassa van Ra-226 is 226,0254 u

Met behulp van deze en andere gegevens uit tabel 25 kan de energie van het γ -foton uitgerekend worden: de massa van ${}_{86}^{222} \text{Rn}$ en een α -deeltje kan worden opgezocht. Er is echter één voor de hand liggende fout die daarbij gemaakt kan worden: voor de atoommassa van het α -deeltje moet niet 4,0015 u (de kale He-4 kern *zonder* de twee elektronen) maar 4,00264 (het He-4 atoom met elektronen, zoals die in tabel 25 staat) genomen worden. Aan beide kanten van de reactievergelijking moeten immers evenveel elektronen staan:



Bijlage MASSA EN ENERGIE

Het massadefekt dat vrijkomt als energie van het foton kun je nu uitrekenen:

$$\begin{aligned}
 \Delta m &= (226,0254 - 222,0175 - 4,0026) \text{ u} \\
 &= 0,0053 \text{ u} \\
 &= 0,0053 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \\
 &= 8,8 \cdot 10^{-30} \text{ kg} \\
 \Delta E &= \Delta m \cdot c^2 \\
 &= 8,8 \cdot 10^{-30} (3 \cdot 10^8)^2 \\
 &= 7,9 \cdot 10^{-13} \text{ J} \\
 &= 4,8 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

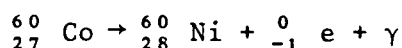
Het α -deeltje 'pakt' 4,6 MeV zodat voor het γ -foton 0,2 MeV overblijft. Nauwkeuriger metingen geven de waarde 0,188 MeV.

6 HET FOTON BIJ RN-222-VERVAL

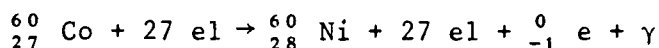
Bij het verval van Rn-222 krijgt het α -deeltje 5,486 MeV mee. Volgens een wetenschappelijk tabellenboek komt er een γ -foton van 0,510 MeV vrij. Kloppen deze gegevens met de atoommassa's van radon en polonium uit het BINAS-boek?

2. β -verval

De meeste onstabiele kernen zijn β -stralers: zij vervallen onder het uitzenden van een elektron. Bètastralers zijn in het verleden veel gebruikt in de nucleaire geneeskunde en worden ook nu nog wel sporadisch toegepast. Vanwege de korte dracht van de β -deeltjes en de dosis verhoging die dat tot gevolg heeft worden ze echter uitsluitend nog gebruikt voor de 'therapeutische slok' (J -131 die zich naar de schildklier begeeft) en in hoge uitzonderingsgevallen voor diagnostisch onderzoek (o.a. de lever met Au -198). Voor uitwendige bestraling worden wel enkele β -stralers gebruikt, echter vanwege de γ -straling die ze ook uitzenden. De β -straling wordt eenvoudig weggevangen, bijv. door een plaatje perspex. Co -60 is daar een voorbeeld van. De vervalsreactie daarvan is:



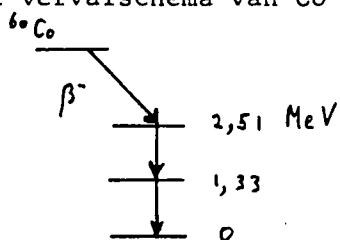
Uitgeschreven met elektronen wordt dat:



Als je de gegevens uit het BINAS-boek neemt, veronderstel je 28 elektronen bij het nikkel -60. Het uitgezonden β -deeltje kan je dus meerekenen in het Ni -60 en moet je dan niet nog eens extra meerekenen. Op die manier krijg je:

$$\begin{aligned}
 \Delta m &= m(\text{Co -60}) - m(\text{Ni -60}) \\
 &= 59,9358 \text{ u} - 59,9332 \text{ u} \\
 &= 0,0026 \text{ u} \\
 &= 4,3 \cdot 10^{-30} \text{ kg} \\
 \Delta E &= 4,3 \cdot 10^{-30} (3 \cdot 10^8)^2 \\
 &= 3,9 \cdot 10^{-13} \text{ J} \\
 &= 2,4 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

Het vervalschema van Co -60 is:



Bijlage MASSA EN ENERGIE

Dat klopt met de energie van het β -deeltje die volgens BINAS 0,3 MeV (eig 0,314 MeV) is. Dat is overigens de *maximale* energie van het β -deeltje. Meestal is die minder, omdat tegelijk met het β -deeltje een ander merkwaardig deeltje, het (ongeladen) *antineutrino* $\bar{\nu}$ wordt uitgezonden, die een deel van de energie meeneemt. Dat is altijd het geval bij β -straling. De antineutrino's botsen vrijwel nooit met andere deeltjes, ze gaan er dwars doorheen. Men veronderstelt dat het heelal vol is met deze merkwaardige deeltjes.

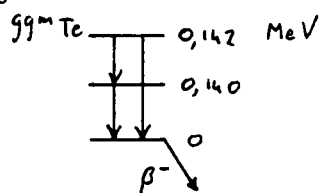
Er zijn ook enkele nucliden die alleen β -straling uitzenden zonder γ -straling. Een bijzondere is $^{90}_{38}\text{Sr}$ dat door β -straling van (maximaal) 0,55 MeV overgaat in $^{90}_{39}\text{Y}$ (yttrium) dat ook een zuivere β -straler is (2,27 MeV) en overgaat in $^{90}_{40}\text{Zr}$ (zirkoon).

7 ATOOMMASSA VAN Xe -131

Bereken op basis van je tabellenboek de atoommassa van Xe -131 uit de vervalsreactie van J -131. Daarbij komt een γ -foton van 364 keV vrij.

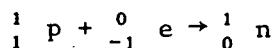
3. γ -verval

Een aantal nucliden kan gedurende een langere tijd in een aangeslagen toestand verblijven voordat het onder uitzending van een γ -foton naar de grondtoestand terug valt. Daartoe behoort het in de nucleaire geneeskunde veel gebruikte nuclide Tc -99m, waarbij de m een zogenaamde *isomere* toestand aanduidt. De halveringstijd is 6,0 uur en de uitgezonden γ -straling kun je uit het hieronder getekende vervalschema aflezen.



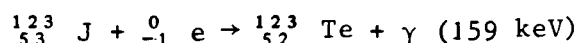
4. K-vangst

Een bijzondere en voor de nucleaire geneeskunde zeer bruikbaar verval is dat van de K-vangst: een elektron uit de K-schil komt in de kern en versmelt daar met een proton tot een neutron:



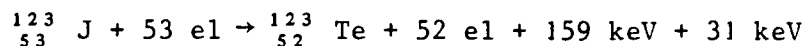
Het grote voordeel van dit verval voor de nucleaire geneeskunde is dat er, net als bij de isomere overgang van Tc -99m, alleen maar fotonen worden uitgezonden en geen α - of β -deeltjes.

Een voorbeeld van K-vangst geeft het nuclide J -123, dat in toenemende mate in plaats van J -131 gebruikt wordt. Het heeft een korte halveringstijd van 0,55 d en vervalst als volgt:



Daarbij komt bovendien de karakteristieke röntgenstraling van telluur vrij omdat de gevormde telluurnuclide een elektron te weinig heeft in de K-schil. De maximale energie daarvan is 31 keV. Als de atoommassa van Te -123 is gegeven, kan daaruit de atoommassa van J -123 berekend worden. Daarbij moet echter ook rekening gehouden worden met de karakteristieke straling van het telluur.

De vergelijking (met elektronen) wordt:



Omdat de atoommassa van ${}_{52}^{123}\text{Te}$ bekend is (122,9042 u) kan de atoommassa van ${}_{53}^{123}\text{J}$ berekend worden:

$$\begin{aligned} m({}_{53}^{123}\text{J}) &= m({}_{52}^{123}\text{Te}) + \frac{E}{c^2} \\ &= (122,9042 + 0,00012)\text{ u} \\ &= 122,9043\text{ u} \end{aligned}$$

8 KWIK -197

Vroeger werd een kwikverbinding met kwik -197 gebruikt om hersentumoren op te sporen. Dit gebruik van kwik is de laatste tijd verdrongen door Tc -99m, omdat daarvan de fotonenergie hoger is en de halveringstijd korter. De gegevens van kwik -197 zijn:

$$E_\gamma = 77\text{ keV}$$

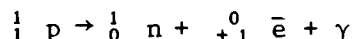
$$\tau = 65\text{ uur}$$

verval via K-ontvangst

- Schrijf de vervalsvergelijking van Hg -197 op.
- Van welk element zal bij dit verval ook de karakteristieke röntgenstraling uitgezonden worden?
- Bereken het massadefekt als de bedoelde karakteristieke straling 80,6 keV is.

5. positronstraling

Behalve β^- -verval kan er ook β^+ -verval optreden: uit de kern wordt een positron (${}_{+1}^0\bar{e}$) gestoten, waardoor een proton in een neutron opgaat:



Net als bij β^- -verval komt er nog een deeltje vrij: een neutrino die een deel van de energie kan meenemen. De hierna genoemde energieën zijn dus de maximale positronenergieën in het geval dat het neutrino vrijwel geen energie neemt.

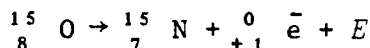
Positronverval geeft altijd aanleiding tot de zeer harde positron-elektron annihilatiestraling van 0,511 MeV (zie blz. 91).

Voor de nucleaire geneeskunde is dat meestal een nadeel, omdat deze straling moeilijk is waar te nemen, daar die ook weinig in lood geabsorbeerd wordt. Toch worden positronstralers wel toegepast waarbij de richting niet via een collimator (zie blz. 108) wordt bepaald, maar uit de plaatsbepaling van de twee fotonen die tegelijkertijd zijn uitgestraald. Door de ingewikkelde apparatuur die nodig is om na te gaan of de twee fotonen tegelijkertijd uitgezonden waren (coïncidentieschakeling) wordt dit nog niet veel toegepast.

Positronstralers zijn dus in de nucleaire geneeskunde te gebruiken vanwege de annihilatiestraling. Behalve het bovengenoemde bezwaar geldt voor deze stralers, met name voor O-15 en N-13, dat ze zeer korte halveringstijden hebben (resp. 2,1 min en 10,0 min), waardoor de patiënt in de buurt van het cyclotron waarin de nucliden geproduceerd worden, moet liggen. Dat kan alleen in zeer geavanceerde instituten. Het voordeel is echter dat met behulp van die nucliden de gang van zuurstof (en stikstof bij inademen door het lichaam) gevolgd kan worden.

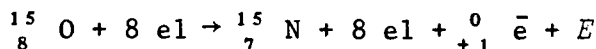
Bijlage MASSA EN ENERGIE

De reactievergelijking van zuurstof -15 is:



Het gevormde stikstof -15 is stabiel.

Uitgeschreven met elektronen wordt de vergelijking:



Let op dat het stikstof dus één elektron te veel krijgt!

Met behulp van het tabellenboek kan je nu de maximale energie van het positron uitrekenen:

$$\begin{aligned}\Delta m &= m({}^{15}_8\text{O}) - m({}^{15}_7\text{N}) - m(e^+) - m(e^-) \\ &= 15,0031 - 15,0001 - 2,0,00055 \\ &= 0,0019 \text{ u} \\ &= 1,8 \text{ MeV}\end{aligned}$$

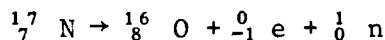
9 VERVAL STIKSTOF -13

a. Bereken de energie van het positron dat door stikstof -13 wordt uitgezonden uit de atoommassa's die in het BINAS-boek opgegeven staan.

b. Waarom gedraagt stikstof -13 zich als een (harde) γ -straler, hoewel het zelf geen γ -straling uitzendt?

andere vervalswijzen

Nucliden kunnen ook vervallen door een neutron uit te zenden, bijvoorbeeld:

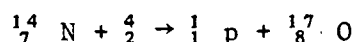


met een halveringstijd 4,14 s. Meestal bestaan de neutron-uitzende nucliden veel korter. Daarom komt deze vervalswijze alleen voor bij kunstmatige nucliden.

Zeer zware kernen zoals sommige (kunstmatig gemaakte) vervallen door spontane splijting in twee brokstukken waarbij vaak ook enkele neutronen vrijkomen zoals bijv. bij Pu-240.

kunstmatige nucliden

Bij alle spontane vervalswijzen komt massa energie vrij. Het is ook mogelijk nucliden te maken die op de aarde niet voorkomen door kernen te beschieten met protonen, α -deeltjes of neutronen. Meestal bevatten deze nucliden méér (rust)massa dan de som van de samenstellende deeltjes. Er moet dus energie in gestopt worden om zo'n nieuw nuclide te vormen. De deeltjes hebben dus een kinetische energie nodig om samen te smelten. De bekendste kunstmatige kernreactie is de eerste kernreactie die (door Rutherford) is waargenomen:



10 BENODIGDE ENERGIE

Bereken de kinetische energie die de α -deeltjes waarmee Rutherford het stikstof beschoot, minstens gehad moeten hebben.

Gebruik tabel 25 van je tabellenboek. Let op het aantal elektronen in de atoommassa's!