

**DIE KLINIESE DOSISMETING BY MEGAVOLT
LINEêRE VERSNELLERS**

deur

JOHAN CHRISTIAAN BOTHA

*Proefskrif voorgelê ter vervulling van die vereistes vir die graad
Doktor in die Fakulteit van Geneeskunde, (Departement Bio-
fisika) aan die Universiteit van die Oranje-Vrystaat.*

PROMOTOR: Prof. Dr. P.C. Minnaar

20 Desember 1974

UOVS-SASOL-BIBLIOTEK 0175459



11101068350122000019

... Myrbaat

T612.014486 Bot
175459

HIEROEFEN EN LAAN ZONDER
GEEN OMSTANDIGHEDEN UIT DIE
BIBLIOTHEEK NIE VERBODEN WORD NIE

BEDANKINGS

Dit is met graagte dat ek my dank betuig teenoor die volgende persone en instansies wat hierdie proefskrif moontlik gemaak het:

Prof. dr. P.C. Minnaar, my promotor, het met sy grondige kennis en helder insig in wetenskaplike probleme 'n onuitwisbare indruk op my gemaak. Vir sy persoonlike belangstelling, sy entoesiasme en bereidwilligheid om my te alle tye op 'n kalme bedaarde wyse met raad en daad by te staan en sy onmisbare hulp in die afronding van hierdie proefskrif, bly ek hom innig dankbaar.

Prof. J.D. Anderson en die personeel van die Departement Radioterapie van die Nasionale Hospitaal, Bloemfontein vir hulle onbaatsugtige hulp en vriendelikheid en vir die gebruik van die lineêre versnellers in die departement.

Die personeel van die Departement Biofisika wat gehelp het met die versameling en verwerking van die eksperimentele resultate.

Mej. Veronica Clack wat verantwoordelik was vir die tik van die proefskrif.

Mnr. A.T. Burger en die Universiteitsdrukkery vir die druk van die proefskrif.

My Moeder en oorlede Vader wat baie opgeoffer het om my in staat te stel om verder te studeer, wil ek spesiaal bedank.

Uit waardering vir hulle opofferings is dit vir my aangenaam om hierdie proefskrif aan Elfrieda en ons kinders op te dra.

INHOUDSOPGAWE

HOOFSTUK I

DIE TEORIE VAN DIE LINEÊRE VERSNELLERS

1.1	Inleiding	1
1.2	Fase-stabiliteit in 'n lineêre versneller	5
1.3	Momentum samedrukking	10
1.4	Die voorwaardes vir lopende-golf-versnelling	13
1.5	Die beweging van 'n elektron in 'n elektron- versneller: die elektronvangsvoorwaarde	15
1.6	Die teorie van golfgeleiers	17
1.7	Enkele beskouinge oor die iris-belaste golfge- leier	26
1.8	Die elektronenergie en die bundelbelasting in die versneller	30
1.9	Lineêre versnellers vir radioterapie	34

HOOFSTUK 2

DIE WISSELWERKING VAN STRALING MET MATERIE

2.1	Inleiding	38
2.2	Eksponensiële absorpsie en absorpsie-koëffisiënte	38
2.3	Klassieke-of Thomson-verstrooiing	40
2.4	Die foto-elektriese proses	41
2.5	Compton-verstrooiing	42
2.6	Paar- en Triplet-vorming	44
2.7	Foton-kernreaksies	45
2.8	Totale absorpsie-koëffisiënt	46
2.9	Die wisselwerking van korpuskulêre straling (Elektrone) met materie	48
2.10	Elektron absorpsie-prosesse	49
2.11	Elektron reikafstand in materie	51
2.12	Elektrondisintegrasië	52

HOOFSTUK 3

DIE TEORIE VAN DOSISMETING

3.1	Inleiding	54
3.2	Die Bragg-Gray kaviteitsteorie	55
3.3	Die dosisbepaling vir Megavolt-straling	57
3.4	Die bepaling van die geabsorbeerde dosis van hoë energie elektrone	59
3.5	Fantom materiaal	60
3.6	Kalibrasie diepte	61

HOOFSTUK 4

DIE YKINGSPROSEDURES EN RESULTATE BY DIE YKING

VAN 'N 6- EN 8 MeV LINEÊRE VERSNELLER

4.1	Inleiding	63
4.2	Apparatuur	64
4.3	X-straal dieptedosismetinge	65
4.3.1	Elektrondieptedosismetinge en energie kalibrasie	67
4.4	Die buigmagneet se kalibrasie	70
4.5	Veldplatheid en -asimmetrie	72
4.6	Uitsetfaktore	77
4.7	Die uitset van die versnellers	78
4.8	Isosentrisiteit	79
4.9	Die X-straal- en ligveld ooreenkoms	80
4.10	X-straal kontaminasie van die elektronvelde	81
4.11	Isodosisdistribusies	81
4.12	X-straalverstrooiing buite die X-straalbundel	85

HOOFSTUK 5

DIE FISIESE EIENSKAPPE VAN ELEKTRONBUNDELS

5.1	Inleiding	89
5.2	Die energieverlies van elektrone	90
5.3	Elektronverstrooiing	96

5.4	Die eksperimentele bepaling van die stuitvermoë ($-\frac{dE}{dx}$)	98
5.5	Die ruimtelike variasie van die energie	101
5.6	Die ruimtelike verspreiding van die verstrooide elektrone	102
5.7	Variasie van elektron intensiteit met afstand	105
5.8	'n Voorgestelde model vir elektron-verstrooiing	107

HOOFSTUK 6

DIE DOSIMETRIE VAN HEELIGGAAMBESTRALING MET ELEKTRONE

VIR DIE BEHANDELING VAN MYCOSIS FUNGOIDES

6.1	Inleiding	110
6.2	Die fisiese eienskappe van die elektronbundel	111
6.3	Die veiligheidsaspekte en voorsorgmaatreëls tydens elektron-behandeling	116
6.4	Die dosisdistribusie in die pasiënt tydens heelliggaamsbestraling	117

HOOFSTUK 7

DIE VOOR- EN NADELE VAN KONSTANTE FOKUS TOT VEL-

AFSTAND EN KONSTANTE FOKUS TOT TUMORAFSTAND

(ISOSENTRIESE METODE)

7.1	Inleiding	122
7.2	Die dieptedosis as funksie van die fokus tot velafstand	122
7.3	Teoretiese berekening van die dieptedosis vir 'n tipiese drieveld-gang-behandeling	125
7.4	Die pasiënt opstelling vir die twee metodes van behandeling	127
7.5	Eksperimentele verifiëring van bostaande prosedures	133
7.6	Eksperimentele resultate	133
7.7	Gevolgtrekkings	136
	Summary	138
	Verwysings	143

DIE TEORIE VAN LINEÊRE VERSNELLERS

1.1 INLEIDING

Voordat 'n studie gemaak kan word van die dosismeting van hoë energie elektron versnellers, wat gebruik word vir die bestraling van kwaadaardige gewasse, is dit noodsaaklik om kortliks te let op die teorie waarop die werking van die versnellers berus, want by die evaluering van 'n deeltjie-versneller is dit nodig om op die volgende punte te let:

- 1.1.1 Die maksimum energie van die deeltjies.
- 1.1.2 Die intensiteit van die bundel of die intensiteit van die sekondêre opgewekte straling.
- 1.1.3 Die energie stabiliteit (energie mag varieer tydens bestraling).
- 1.1.4 Die energie homogeniteit (sekere deeltjies mag by die skyf aankom met onderlinge verskille in energie).
- 1.1.5 Die tipe kollimering van die bundel.
- 1.1.6 Die tipe deeltjies wat versnel word.
- 1.1.7 Gepulseerde of kontinue werking (sommige versnellers lewer deeltjies in 'n kontinue stroom, of andere lewer gepulseerde bundels).

Basies bestaan daar twee tipe versnellers. Die eerste soort maak gebruik van elektrostatiese velde om die ge=

laaide deeltjies te versnel. Die nadeel van dié tipe versneller is dat die deeltjie-energie nie die maksimum elektrostatische potensiaal kan oorskrei nie. Die maksimum potensiaal word beperk deur vonkontladings wat mag voorkom tussen die elektrodes van die versneller wanneer die spanningsverskil tussen die elektrodes 'n kritiese maksimum oorskrei.

Om die beperking te oorkom is die sogenaamde sikliese versneller ontwerp. In die versneller word 'n veranderende nie-konserwatiewe elektriese veld gebruik vir die versnelling van die deeltjies. Die veld is geassosieer met 'n veranderende magneetveld deur die vergelyking:

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \dots\dots\dots 1.1.1$$

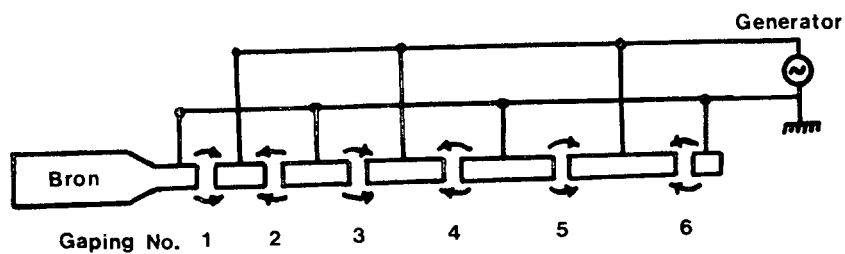
In 'n dergelike veld is dit moontlik om sekere geslote bane te vind waarlangs die rotasie van \vec{E} , en dus die toename in die kinetiese energie van die deeltjie nie nul is nie. Indien die deeltjie nou toegelaat word om verskeie kere langs die baan te beweeg, sal dit versnel word tot 'n kinetiese energie wat nie beperk word tot die maksimum elektriese potensiaalverskil in die versneller nie. Die bane waarlangs die deeltjies versnel kan word, mag siklies of lineêr wees. In die eerste geval word die sikliese versnellers soos die siklotron en betatron aangetref en in die tweede geval die lineêre versnel=

ler.

In die lineêre versneller word die deeltjies versnel langs reguit bane deur middel van veranderende elektriese velde. Die deeltjies beweeg op die as van 'n struktuur wat silindriese simmetrie besit. Indien die wisselende veld 'n frekwensie in die orde van mega- of gigahertz het, kan die versnellingstruktuur bestaan uit resonerende kaviteite of golf gange van spesiale ontwerp.

Die eenvoudigste tipe versneller is die eerste keer voorgestel deur R. Widerö⁽¹⁾ in 1928 en gebou deur D.H. Sloan⁽²⁾ en E.O. Lawrence in 1931. Die masjien van Sloan en Lawrence bestaan in wese uit 'n serie silindriese buise wat verbind is aan 'n hoë frekwensie elektriese ossillator. Die verbinding tussen die opeenvolgende elektrodes is sodanig dat die opeenvolgende elektrodes alternerende polariteite het. Die stroom deeltjies word langs die hartlyn van die struktuur ingestuur en dan versnel soos volg: die veld binne die silinders is altyd nul terwyl die veld oor die gaping tussen twee opeenvolgende silinders verander met die frekwensie van die ossillator. Die lengtes van die silinders word sodanig gekies dat 'n deeltjie, wat die korrekte versnellingsveld ondervind by die eerste gaping, sodanig sal beweeg dat dit by elke daaropvolgende gaping 'n elektriese veld sal ondervind met die korrekte fase, om sodoende die deeltjie nog verder te ver-

snel. 'n Deeltjie met 'n lading q Coulomb sal wanneer dit deur 'n spanningsverskil van V volts versnel word, 'n energie van qV Joule verkry. As praktiese eenheid van energie word die elektron-volt gebruik. Een elektron-volt is die energie wat 'n elektron verkry wanneer dit deur 'n elektriese potensiaal van 1 volt versnel word. Numeries is $1 \text{ eV} = 1,60219 \times 10^{-19}$ Joule.



Figuur 1,1 'n Skematiese voorstelling van die dryfbuis-tipe lineêre versneller. Die pyltjies by die gaping dui die rigting van die elektriese veld aan op 'n gegewe tyd=stip.

Die lengte van elk van die versnellingscilinders moet gelyk wees aan $vT/2$, waar v die snelheid van die deeltjie en T die periode van die ossillator is. Indien nou $v \rightarrow c$ neem die lengte van die silinders toe tot die limiet waarde $cT/2$, waar c die snelheid van lig in vakuum is. Die grootste probleme met hierdie tipe versneller is meer van tegnologiese aard. Om hoë deeltjie-snelhede te bekom word die versnellingsbuis baie lank of die frekwensie moet baie hoog wees. Laasgenoemde gee aanleiding tot hoë energie verliese in die elektriese geleiers. 'n Verdere nadeel is dat die spanningsverskil per silindergaping 'n maksi=

mum waarde het wat beperk word deur die geometriese parameters van die opstelling.

Die bogenoemde probleme word oorbrug deur elektromagnetiese golwe in 'n versnellingsbuis of golfgang af te stuur. Indien die elektriese veld in die punt wat beset word deur die deeltjie, die korrekte rigting het, en indien sekere fase vereistes bevredig word, sal die deeltjie op 'n kontinue wyse energie uit die elektriese veld absorbeer en sodoende versnel word. Dié tipe versneller word veral gebruik vir die versnelling van elektrone. Die grootste versneller van die tipe wat tot op die hede gebou is, is die 20 BeV^(3, 4) elektronversneller (3 000 meter lank) van die Stanford Universiteit in die V.S.A.

1.2 FASE-STABILITEIT IN 'N LINEÊRE VERSNELLER

Die beginsel waarop die werking van 'n lineêre versneller berus, soos vantevore aangetoon, lê daarin dat 'n veranderde elektriese veld sodanig in die resonansholtes van die versnellingsbuis aangelê moet word, dat die deeltjie wat versnel moet word energie uit die veld kan absorbeer om versnel te word. Die elektriese veld verander periodies met die tyd. Die versnellingsbuis moet dus so ontwerp word dat 'n deeltjie, wat die korrekte aanvangskondisies bevredig, die juiste hoeveelheid energie sal absorbeer tydens die tyd deur die eerste versnellingsgaping.

By opeenvolgende gapings moet die deeltjie elke keer weer die elektriese veld waarneem, onder dieselfde kondisies, om sodoende aanhoudend versnel te word. Enige deeltjie wat sodanig beweeg dat dit gesinchroniseerd met die elektriese veld bly, heet 'n gesinchroniseerde deeltjie (g.d.).

Die sinchronisasie tussen die deeltjie se beweging en die versnellingsveld is van wesentlike belang. In die praktyk egter voldoen baie min van die deeltjies aan die voorwaardes van 'n g.d. Vir die doeltreffende werking van die versnellers is dit nodig dat dus nie alleen die deeltjies met identiese fases as die g.d. versnel word nie, maar ook deeltjies wat net voor of net agter die g.d. beweeg. Die versneller moet sodanig opereer dat 'n deeltjie, wanneer dit voor die g.d. beweeg, minder versnel word as die g.d. totdat die deeltjies in fase is en dan moet die versnellings dieselfde wees. Indien die g.d. se fase kleiner is as die g.d. moet die versnelling groter wees, ensovoorts.

Die praktiese vervaardiging van 'n versneller soos hierbo beskryf is moontlik gemaak deur die teoretiese ontdekking deur Veksler(1944)⁽⁵⁾ en onafhanklik deur McMillan (1945)⁽⁶⁾ van die beginsel van fase stabiliteit. Die "fase" konsep van 'n deeltjie relatief tot die versnellingsgaping is intuïtief eenvoudig, maar 'n kwantitatiewe definisie is nie vir die bespreking nodig nie.

Om die beginsel van fase-stabiliteit te illustreer word 'n lineêre versneller met silindriese elektrodes (siklotron) beskou. Vir die tipe versneller word die fase van die bewegende deeltjie relatief tot die beweging deur die gaping tussen die elektrodes gedefinieer as:

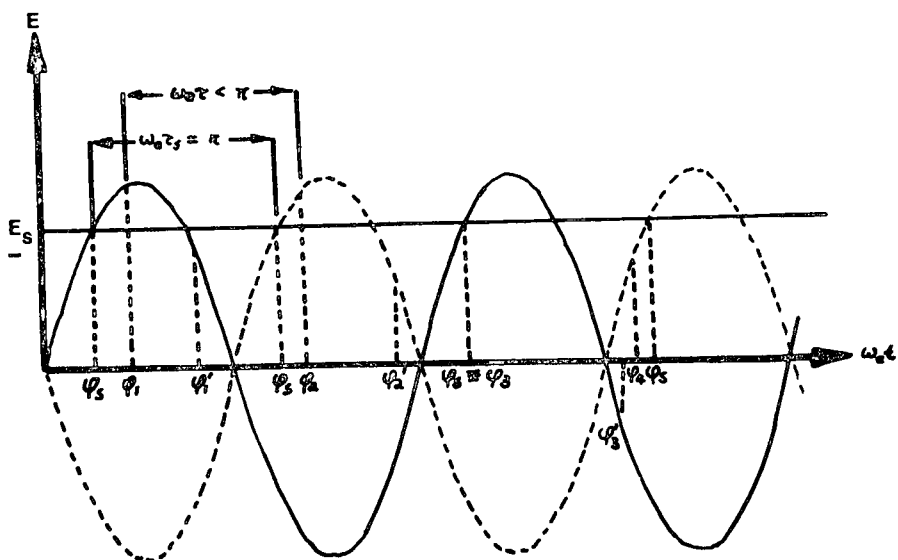
$$\phi = \omega_e t - n\pi \quad \dots\dots\dots 1.2.1$$

waar n die aantal kere is wat die deeltjie alreeds oor die gaping beweeg het. Die tyd word so gekies dat vir die eerste gaping $n = 0$, $0 \leq \phi \leq \pi$. Daar moet opgelet word dat die funksie ϕ slegs gedefinieer is tussen die elektrodes en nie binne die konstante potensiaalveld binne die elektrodes nie.

Die fase van 'n gesinchroniseerde deeltjie heet die gesinchroniseerde fase ϕ_s en E_s is die ooreenkomstige grootte van die elektriese veld. Per definisie van die g.d. sal die fase van die enige ander deeltjie groter of kleiner as ϕ_s wees en dit sal verander van een gaping na die ander. Die verskil in fase sal aanleiding gee tot 'n verskil in die energie wat die deeltjie verkry tydens 'n versnelling en sodoende sal die snelheid van die deeltjie verander en veroorsaak dat die tyd wat die deeltjie sal neem om deur die elektrode te beweeg verander, en dus sal ook die fase van die deeltjie verander.

Om bogenoemde stelling aan te toon sal die geval beskou word waar $0 < \phi_s < \frac{\pi}{2}$, d.w.s. die g.d. ondervind 'n ver-

snellingsveld. Beskou verder die geval van 'n deeltjie wat agter die g.d. beweeg d.w.s. $\phi_1 > \phi_s$. Die deeltjie

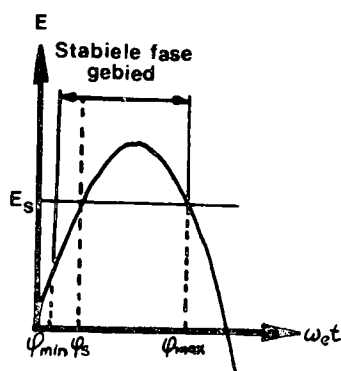


Figuur 1,2 Die verandering van die elektriese veld by onewe-genommerde gapings (soliede lyn) en by ewe-genommerde gapings (stippellyn). Die fases van 'n gesinchroniseerde deeltjie en die van ander tipiese deeltjies word ook by die gapings aangetoon. Stabiele fases word langs die $\omega_e t$ -as gemeet vanaf die voorafgaande zeropunt van die sinusoïdale kurwe.

sien 'n groter elektriese veld as die g.d. en sal dus meer as die g.d. versnel word. Die deeltjie sal nou as gevolg van die verhoogde snelheid die afstand deur die elektrode vinniger aflê as die g.d. sodat dit wanneer dit by die tweede gaping aankom, 'n fase ϕ_2 sal hê nader aan ϕ_s . Die proses sal voortduur totdat die fase verskil tussen die twee deeltjies nul is. Gestel dat dit by die derde gaping geskied nl. dat $\phi_3 = \phi_s$. Aangesien

die deeltjie egter 'n hoër energie het as die g.d. as gevolg van die vorige twee versnellings, sal die deeltjie aanhou om vinniger te beweeg as die g.d. en dit verby steek om eerste by die volgende gaping aan te kom sodat $\phi_4 > \phi_s$. Die deeltjie ondervind egter nou 'n kleiner elektriese veld as die g.d. Die deeltjie se snelheid neem nou weer stelselmatig af totdat dit weer gelyk en later kleiner as die van die g.d. is. Die fase van die deeltjie ossilleer sodoende om die waarde van die gesinchroniseerde deeltjie. So kan gesien word dat die deeltjies om 'n g.d. gegroepeer word. Daar moet egter opgelet word dat die verskynsel alleen sal optree indien die deeltjies se fase in die eerste kwart periode van die elektriese veld lê. In die volgende kwart periode, $\pi/2 < \phi_1' < \pi$ sal 'n deeltjie met fase ϕ_1' wat agter die fase ϕ_s beweeg vertraag word sodat die fase ϕ_2' nog verder agter ϕ_s is. Die deeltjie sal steeds vertraag word en sal dus geen versneling ondervind nie en uit die nuttige bundel verdwyn. Dit kan verder gesien word dat daar 'n fase gebied om ϕ_s bestaan wat strek van $\phi_{\text{maks}} = \pi - \phi_s$ tot 'n minimum waarde ϕ_{min} wat in die algemeen nie simmetries is t.o.v. ϕ_s nie.

Die waarde van E_s moet nie te na aan die piek lê nie, anders sal die fase gebied te klein wees. Gewoonlik word E_s gekies as die helfte van die piek waarde van die elektriese veld sodat ϕ_s ongeveer 30° is.

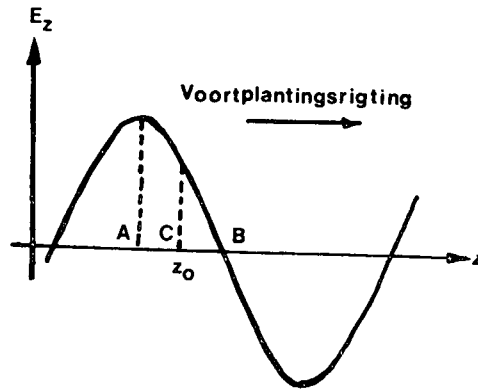


Figuur 1,3 'n Diagram van die elektriese versnellingsveld by 'n versnellingsgaping wat die gebied van stabiele fases aandui.

Bogenoemde beskrywing geld ook vir 'n bewegende- of staande golf lineêre versnellers alhoewel 'n intuïtiewe voorstelling soos hierbo beskryf, nie so voor die handliggend is nie. Die volgende illustrasie (Fig. 1,4) toon die golfprofiel van die elektriese versnellingsveld in die voortplantingsrigting (Z -as) gevries op 'n bepaalde tyd t . Die versnelde elektron met 'n stabiele fase wat saam met die golf beweeg, lê in 'n posisie tussen A en B (by C bv.), sodat dit as het ware vooruitgestoot word deur die golf na analogie van 'n branderplankryer wat op of net voor die kruin van die golf beweeg. Daar kan ook gesien word dat, onder die voorwaardes, die elektriese veld, by 'n vaste punt $z = z_0$, toeneem in die tyd as die elektron verby beweeg.

1.3 MOMENTUM SAMEDRUKKING

Om tot 'n algemene beskrywing van fase stabiliteit te



Figuur 1,4 Die verloop van die versnellingsveld word hier as 'n funksie van die afstand z langs die as van die versneller aangetoon. Vir bogenoemde voortplantingsrigting, sal die gebied tussen A en B die gebied van fase-stabiliteit wees.

kom, is dit nodig om 'n karakteristieke parameter naamlik "momentum samedrukking" te definieer. Indien S die padlengte is van 'n deeltjie tussen twee opeenvolgende versnellings en indien P die momentum van die deeltjie langs S is, word die "momentum samedrukking" gedefinieer as:

$$\alpha = \frac{dP/P}{dS/S} \dots\dots\dots 1.3.1$$

Indien α groot is beteken dit dat deeltjies wat in aangrensende bane beweeg, groot verskille in momenta mag hê. In die lineêre versneller is $\alpha = \infty$ omdat al die deeltjies langs dieselfde weg versnel word en $dS = 0$.

In besonder kan dit aangetoon word vir 'n lineêre versneller⁽⁷⁾ dat:

$$\alpha > \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1} \dots\dots\dots 1.3.2$$

en v die snelheid van die deeltjie en c , soos gewoonlik, ligsnelheid is. Die voorwaarde word bevredig deur 'n waarde van ϕ_s :

$$0 < \phi_s < \frac{\pi}{2} \dots\dots\dots 1.3.3$$

soos vantevore aangeneem is.

In die lineêre versneller bestaan daar nie in die algemeen transversale stabiliteit nie. Dit kan aangetoon word dat, aangesien die versnellingsgolfgang silinder-simmetrie besit, transversale stabiliteit nie kan bestaan nie. Ons kan bogenoemde verklaar deur daarop te let dat in 'n verwysingsstelsel wat saam met 'n gesinchroniseerde deeltjie beweeg, 'n fase-stabiele deeltjie prakties in rus is. Die enigste kragte wat nou op die deeltjie kan inwerk is die elektrostatiese veld-kragte. In die veld kan daar nie 'n stabiele ekwilibrium posisie wees nie aangesien so 'n posisie ooreen moet kom met 'n potensiaalminimum. Die harmoniese veld het egter geen potensiaalminima of maksima behalwe by die grense van die golfgang nie. Dus kan daar opgemerk word dat in die kwart periodes waarin daar longitudinale fase-stabiliteit bestaan nou transversale onstabieliteit is en ook omgekeerd. In die praktyk is die probleem egter nie baie ernstig nie. As gevolg van die Lorentzsaamtrekking⁽⁸⁾ is die lengte van die golfgang soos gesien deur die snelbewegende elektron baie korter as die fisiese lengte

te. Enige stoornis wat die elektron van die masjien-as verplaas, het dus al hoe minder effek namate die elektron langs die golfgang af beweeg.

Alhoewel die defokuseringseffek by relativistiese snelhede verwaarloosbaar is, beweeg die elektrone aanvanklik baie stadig en moet 'n behoorlik gekollimeerde bundel in die golfgang ingebring word en moet magnetiese fokuserende lense om die golfgang aangebring word.

1.4 DIE VOORWAARDES VIR LOPENDE-GOLF-VERSNELLING

Aangesien die elektromagnetiese veld in die lineêre versneller verskaf word deur 'n magnetron of klystron, moet die radiofrekwente veld se eienskappe kortliks beskryf word aangesien dit die voorwaardes sal bepaal waaronder 'n lopende elektromagnetiese golf die elektrone sal versnel.

In die besonder kan 'n steurnis wat voortplant langs die z-as volgens 'n sinussoïdale wet, beskryf word deur die verband:

$$\bar{F} = F_0 \exp i(kz - \omega t), \quad i = \sqrt{-1} \quad \dots\dots\dots 1.4.1$$

Vir die golf kan 'n fase snelheid v_p gedefinieer word:

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \lambda \nu \quad \dots\dots\dots 1.4.2$$

waar k die golfgetal, ω die hoekfrekwensie, λ die golflengte en v die frekwensie van die golf is.

In die algemeen lewer 'n mikrogolf-ossillator egter 'n gekompliseerde golf en kan die elektromagnetiese golf as 'n superponering van baie sinussoïdale golwe beskou word, deur 'n Fourier transformasie van die elektromagnetiese golf. So kan 'n willekeurige elektromagnetiese golf geskryf word as:

$$F(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) \exp i(kz - \omega t) d\omega \dots\dots\dots 1.4.3$$

In die geval is $k = k(\omega)$ en die laasgenoemde verband heet die dispersie vergelyking. Vir 'n elektromagnetiese golf wat in 'n homogene isotrope medium voortplant is die fase-snelheid v_p konstant en verder is $k \equiv$ konstant $\times \omega$. Verder kan vir die groep golwe 'n groepsnelheid v_g gedefinieer word:

$$v_g(\omega) = \frac{d\omega}{dk}, \omega = \omega(k) \dots\dots\dots 1.4.4$$

Twee belangrike voorwaardes moet bevredig word indien die bewegende elektromagnetiese veld die deeltjies moet versnel. Eerstens moet die elektriese veld, geassosieer met die elektromagnetiese golf, 'n aksiale komponent in die voortplantingsrigting besit. Tweedens, om te verseker dat die deeltjie aanhoudend versnel sal word, moet die aksiale elektriese veld altyd dieselfde teken hê.

Die eerste voorwaarde impliseer dat die sogenaamde T-M golwe (transversaal-magneties) golwe gebruik moet word. Die tweede voorwaarde impliseer dat die fase-snelheid van die golf byna of gelyk aan die van die bewegende deeltjie moet wees. Aangesien die wette van die relativistiese meganika vereis dat die snelheid v van die deeltjie nie groter as ligsnelheid mag wees nie, beteken dit dat:

$$v \approx v_p \approx c \quad \dots\dots\dots 1.4.5$$

Aangesien die golfsnelheid $v_p > c$ in 'n konvensionele golfgeleier, moet 'n spesiale golfgang gekonstrueer word om te verseker dat $v_p \approx c$.

1.5 DIE BEWEGING VAN 'N ELEKTRON IN 'N ELEKTRON-VERSNELLER: DIE ELEKTRONVANGSVOORWAARDES

Die elektromagnetiese versnellingsveld in die versnellingsgolfgang is 'n gekompliseerde funksie van die afstand. Indien die gesinchroniseerde deeltjie beskou word kan die voorstelling vereenvoudig word. Laat m , $\pm e$, en β respektiewelik die rusmassa, lading en genormaliseerde snelheid ($\beta = v/c$) van die deeltjie wees en stel E_z die grootte van die elektriese veld. Die relativistiese bewegingsvergeliking van die deeltjie kan as volg geskryf word:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{mc}{(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \beta \right\} = e E_z \dots\dots\dots 1.5.1$$

Om vas te stel onder watter voorwaardes 'n elektron met snelheid v deur die elektriese veld gevang en versnel sal word, stel dat:

$$E_z = E_{z0} \sin\phi \dots\dots\dots 1.5.2$$

Indien v die snelheid is van die deeltjie dan is:

$$d\ell = (c - v)dt \dots\dots\dots 1.5.3$$

die verskil in padlengte afgelê deur die golf en die deeltjie in die tyd dt . Die verskil in padlengte $d\ell$ kan ook in terme van die faseverskil uitgedruk word.

$$d\ell = \frac{\lambda_g}{2\pi} d\phi \dots\dots\dots 1.5.4$$

waar $\lambda_g = \frac{2\pi}{k_g}$ die golflengte in die golfgang is. Deur eliminasië van $d\ell$ en substitusië van $v = \beta c$ word die volgende verkry:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2\pi c}{\lambda_g} (1 - \beta) \dots\dots\dots 1.5.5$$

Die vergelyking toon die verband tussen die verandering in fase en die oombliklike genormaliseerde snelheid van die deeltjie. Deur substitusië van die waarde van E_z in die bewegingsvergelyking word die bewegingsvergelyk=

ing die volgende:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \right\} = \frac{eE_{z0}}{mc} \sin\phi \dots\dots\dots 1.5.6$$

Deur integrasie na die tyd van $t = 0$ waar $\beta = \beta_0$ tot by $t = t$ waar $\beta \approx 1$ d.w.s. die deeltjie beweeg prakties en met ligsnelheid kan die volgende verkry word:

$$\cos\phi_0 - \cos\phi = \frac{2\pi}{\lambda_g} \frac{mc^2}{eE_{z0}} \left(\frac{1 - \beta_0}{1 + \beta_0} \right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots 1.5.7$$

Aangesien die linkerkant van die vergelyking nie groter as 2 kan wees nie volg direk dat:

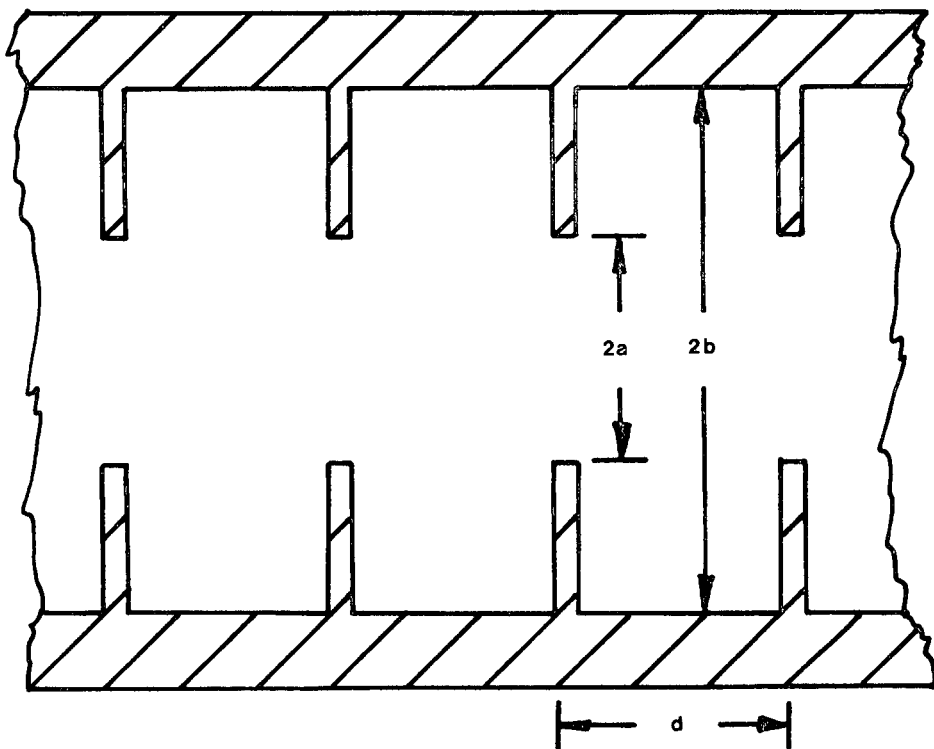
$$E_{z0} \geq \frac{\pi mc^2}{\lambda_g e} \left(\frac{1 - \beta_0}{1 + \beta_0} \right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots 1.5.8$$

Die vergelyking staan bekend as die elektronvangsvoorwaarde en gee die verband tussen die piek waarde van die elektriese veld, die golflengte in die golfgang en die beginsnelheid v_0 van die deeltjie. Vir 'n golflengte λ_g van 10 cm en 'n aanvangsenergie van 150 keV lewer die verband 'n waarde $E_{z0} \geq 7,6 \times 10^6$ V/m.

1.6 DIE TEORIE VAN GOLFGELEIERS

Geleiers van elektrisiteit is ook baie goeie weerkaatsers van elektromagnetiese straling, daarom sal 'n metaalbuisk met 'n diëlektrikum (of lug of vakuum) dien

as 'n geleier van elektromagnetiese straling. Die eenvoudigste tipe golfgeleier of golfgang is 'n silindri-se of reghoekige metaalpylp. Aangesien die fase snelheid van die elektromagnetiese golf in so 'n geleier groter as ligsnelheid is, is die tipe golfgang ongeskik vir lineêre versnellers. Vir versnellers word 'n belaste golfgang gebruik. Periodiese steurnisse in die vorm van skywe met ronde gate (iris) daardeur word op reëlmatige plekke in die golfgang aangebring. Die iris beperk die snelheid van die golf tot die snelheid van lig.



Figuur 1,5 'n Gedeelte van 'n ronde golfgang belas met iris.

Aangesien die teorie van die belaste golfgang baie moeilik is, sal die teorie van die homogene golfgeleier eers bespreek word en dan sal van die resultate uitgebrei word tot die teorie van die belaste golfgeleier. Beskou die golfgeleier in figuur 1,5 maar sonder die irisse.

Vir 'n homogene medium met diëlektriese konstante ϵ en magnetiese permeabiliteit μ , word Maxwell se vergelykings gegee deur:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \bar{E} &= 0 \\ \operatorname{div} \bar{H} &= 0 \\ \operatorname{rot} \bar{E} &= -\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \bar{H} &= \epsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots 1.6.1$$

In die geval van vakuum met $\epsilon = \epsilon_0$ en $\mu = \mu_0$ geld:

$$\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$$

Deur eliminasië van \bar{E} of \bar{H} uit Maxwell se vergelykings kan die golfvergelings verkry word wat die gedrag van 'n elektromagnetiese golf beskryf:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \bar{E} &= \epsilon \mu \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \\ \nabla^2 \bar{H} &= \epsilon \mu \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots 1.6.2$$

waar

$$\nabla^2 E_z = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_z \dots\dots 1.6.3$$

die aksiale komponent van \bar{E} in die z-rigting is. Verder is die golfgeleier silindries simmetries sodat:

$$\bar{E} = \bar{E}_z(r, \theta, z)$$

As algemene oplossing van 1.6.2 stel:

$$\bar{E} = \bar{E}(r, \theta) \exp(i(\omega t - k_g z)) \dots\dots\dots 1.6.4$$

waar k_g die golfgetal van die golf in die golfgeleier is. Dit volg dus dat:

$$\nabla^2 E_z = -k^2 E_z \dots\dots\dots 1.6.5$$

waar k die ruimtelike golfgetal is en gegee word deur:

$$k^2 = \omega^2 \epsilon \mu$$

Uit 1.6.4 volg ook:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = k_g^2 E_z \dots\dots\dots 1.6.6$$

Vergelyking 1.6.5 kan ook geskryf word as:

$$\nabla^2(r, \theta) E_z = -k_c^2 E_z \dots\dots\dots 1.6.7$$

waar $k_c^2 = k^2 - k_g^2 \dots\dots\dots 1.6.8$

Netso volg vir \bar{H}

$$\nabla^2 (r\theta)H_z = -k_c^2 H_z \quad \dots\dots\dots 1.6.9$$

Die oorblywende komponente van \bar{E} en \bar{H} word gegee deur:

$$E_r = -\frac{1}{k_c^2} \left(ik_g \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{i\omega\mu}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right)$$

$$E_\theta = \frac{1}{k_c^2} \left(-\frac{ik_g}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + i\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)$$

$$H_r = \frac{1}{k_c^2} \left(\frac{i\omega\epsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - ik_g \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)$$

$$H_\theta = -\frac{1}{k_c^2} \left(i\omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{ik_g}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right) \dots\dots\dots 1.6.10$$

Indien die oplossings van vergelykings 1.6.7 en 1.6.8 gevind is kan die ander komponente van \bar{E} en \bar{H} direk uit vergelyking 1.6.9 en 1.6.10 verkry word. Uit vergelyking 1.6.10 kan opgemerk word dat $E_z=0$ en $H_z=0$ nie gelyktydig kan geld nie, tensy $k_c^2 = k^2 - k_g^2 = 0$ anders sal $\bar{E} \equiv \bar{H} \equiv 0$. Aangesien die vergelykings lineêr is kan dus oplossings gevind word waar $E_z=0$ of $H_z=0$. Die een oplossing met $H_z=0$ heet die "transversaal-magnetiese modus" (TM) terwyl die oplossing met $E_z=0$ die "transversaal-elektries modus (T,E) genoem word. Dit is duidelik uit die voorafgaande beskouinge dat die gevraagde oplossing die TM-modus moet wees, want vir $E_z=0$ sal die deeltjies nie versnel word nie.

Omdat vergelyking 1.6.8 identies bevredig word deur $H_z=0$
hoef net 'n oplossing vir vergelyking 1.6.7 gevind word,
onderhewig aan die randvoorwaardes:

$$E_z = E_\theta = 0, \text{ vir } r = a \dots\dots\dots 1.6.11$$

aangesien $E_z=E_\theta=0$ op die oppervlakte van die metaalgeleier.

Deur middel van die bekende metodes vir die oplossing van differensiaalvergelykings word gestel dat:

$$E_z(r,\theta) = R(r)\theta(\theta)$$

en deur middel van die metode van skeiding van veranderlikes volg dat:

$$\frac{R''}{R} r^2 + \frac{R'}{R} r + r^2 k_c^2 = \frac{\theta''}{\theta}$$

of $R'' + \frac{R'}{r} + (k_c^2 - \frac{n^2}{r^2}) R = 0 \dots\dots\dots 1.6.12$

en $\theta'' + n^2\theta = 0 \dots\dots\dots 1.6.13$

Die oplossing van 6.13 is:

$$\theta(\theta) = C\cos n\theta + D\sin n\theta \dots\dots\dots 1.6.14$$

en die oplossing van 1.6.10

$$R(r) = AJ_n(k_c r) + BN_n(k_c r) \dots\dots\dots 1.6.15$$

waar $J_n(k_c r)$ en $N_n(k_c r)$ die bekende Besselfunksies van die eerste en tweede orde is. Aangesien die $N_n(k_c r)$ singulier is vir $r=0$ en aangesien $R(r)$ reëlmatig moet wees vir $0 \leq r \leq a$, moet $B=0$.

As finale oplossing van die differensiaalvergelyking, kan dus geskryf word:

$$E_z = A J_n(k_c r) (C \cos n\theta + D \sin n\theta) \exp(i(\omega t - k_g z)) \dots \quad 1.6.16$$

waar $n=0, 1, 2 \dots \dots \dots$

Om aan die randvoorwaardes te voldoen moet:

$$J_n(k_c a) = 0 \text{ vir alle } \theta \text{ en } z \dots \dots \dots \quad 1.6.17$$

Die funksie $J_n(\omega)$ gaan 'n oneindige aantal kere deur nul, terwyl die argument van die funksie toeneem van nul tot oneindig. Indien nou ω_{nh} die h^e nulpunt is van J_n , impliseer dit dat:

$$k_c a = \omega_{nh} \dots \dots \dots \quad 1.6.18$$

Die onderskrif n beskryf die asimutale variasie van E_z (ook die orde van die Besselfunksie) en die onderskrif h bepaal die radiale distribusie van E_z . Die onderskrif h is gelyk aan die aantal kere wat $E_z=0$ wanneer r toeneem van 0 tot a . Om die golf dus volledig te beskryf word die modus aangedui as TM_{nh} .

Uit $k^2 = \omega^2$ en $k_c^2 = k^2 - k_g^2$ volg vir die voorwaarde

van vergelyking 1.6.18:

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k_g^2 = \left(\frac{\omega_{nh}}{a}\right)^2 \dots\dots\dots 1.6.19$$

waar aangeneem is dat $\epsilon\mu = c^{-2}$

Die vergelyking 1.6.19, wat die "dispersie vergelyking" heet vir die TM_{nh} modus, vir 'n sirkelvormige golfgang met straal a , bepaal die voortplantingskonstante k_g vir 'n gegewe ω en 'n gegewe modus. Uit vergelyking 1.6.19 volg, indien $k_g^2 \geq 0$, dat:

$$\frac{\omega}{c} \geq \frac{\omega_{nh}}{a} \dots\dots\dots 1.6.20$$

Indien 1.6.20 nie geld nie, beteken dit dat $k_g^2 < 0$ d.w.s. dat k_g imaginêr is en dat daar dus geen golfvoortplanting is nie. Die vergelyking 1.6.20 bepaal dus die afsny frekwensie vir die golfgeleier naamlik:

$$\omega_c = \frac{c}{a} \omega_{nh} \dots\dots\dots 1.6.21$$

met 'n afsnygolflengte:

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c} = 2\pi \frac{a}{\omega_{nh}} \dots\dots\dots 1.6.22$$

sodanig dat slegs golwe waarvoor $\omega > \omega_c$, $k > k_c$ en $\lambda > \lambda_c$, voorgeplant kan word sonder verswakking. Die golfgetal kan dus geskryf word as:

$$k_g = k\left\{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}} = k\left\{1 - \left(\frac{k_c}{k}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots 1.6.23$$

en dus word die fase-snelheid v_p gegee deur:

$$v_p = \frac{\omega}{k_g} = \frac{c}{\{1 - (\omega_c/\omega)^2\}^{1/2}} = \frac{c}{\{1 - (k_c/k)^2\}^{1/2}} \dots\dots 1.6.24$$

Uit die laaste vergelyking kan gesien word dat $v_p > c$.
 Om die fase-snelheid van die golf te beperk tot ligsnelheid sal aangetoon word dat, indien die golfgang met periodes gespaseerde irisse belas word, aan die voorwaardes voldoen kan word.

Die belangrikste TM modus is die TM_{01} modus met $n=0$, $r=a$, $h=1$ en uit die Besselfunksie tabelle volg dat:

$$\omega_{01} = 2,405, \quad k_c = 2,405/a$$

$$\text{en dat } \lambda_c = \frac{2\pi}{k_c} = 2,61 a$$

$$\text{sodat } E_z = E_{z0} J_0(2,405 r/a) e^{i\phi} \dots\dots\dots 1.6.25$$

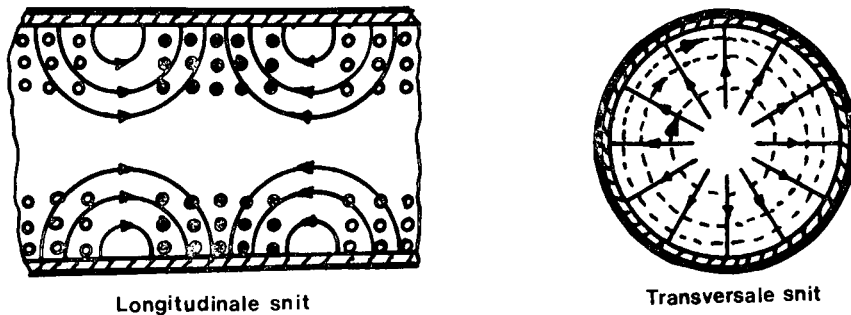
waar E_{z0} die piek waarde van die elektriese veldsterkte is en $\phi = \omega t - k_g z$.

Vir TM_{01} geld ook:

$$E_r = -\frac{ik_g}{k_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial r} = ik_g \frac{a}{2,405} E_{z0} J_1(2,405 r/a) e^{i\phi}$$

$$\text{en } H_\theta = -\frac{i\omega\epsilon_0}{k_c^2} \frac{\partial E_z}{\partial r} = i\omega\epsilon_0 \frac{a}{2,405} E_{z0} J_1(2,405 \frac{r}{a}) e^{i\phi} \dots 1.6.26$$

Die magnetiese veldlyne is sirkels, $r = \text{konstante}$ en die elektriese veldlyne lê in vlakke $\phi = \text{konstant}$.



Figuur 1,6 Die diagram toon die elektriese- (soliede lyne) en magnetiese kraglyne (sirkels en kolle in die longitudinale snit en stippellyne in die transversale snit) vir die TM_{01} modus vir 'n uniforme sirkelvormige golfgeleier.

1.7 ENKELE BESKOUINGE OOR DIE IRIS-BELASTE GOLFGELEIER

Beskou die dispersie verband:

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k_g^2 = \left(\frac{\omega_{nh}}{a}\right)^2$$

asook die voorstelling daarvan in die (ω, k_g) vlak, wat 'n hiperbool is met asimtote deur die oorsprong.

Beskou die punt P en konstrueer 'n raaklyn aan P en verbind ook die oorsprong en P met 'n reguitlyn. Dit is duidelik dat indien die lyne hoeke α_g en α_p respektiewelik met die k_g -as maak dat:

$$\tan \alpha_g = \frac{d\omega}{dk_g} = v_g \dots\dots\dots 1.7.1$$

en $\tan \alpha_p = \frac{\omega}{k_g} = v_p$ 1.7.2

waar v_g en v_p die groep- en fase-snelhede van die golf in die golfgeleier is. Indien $\omega \rightarrow \infty$ sal $P \rightarrow \infty$ langs die hiperbool totdat die raaklyn aan P saamval met die asimtoot en $v_g = v_p = c$. Dit is verder duidelik uit die figuur dat vir 'n eindige ω ,

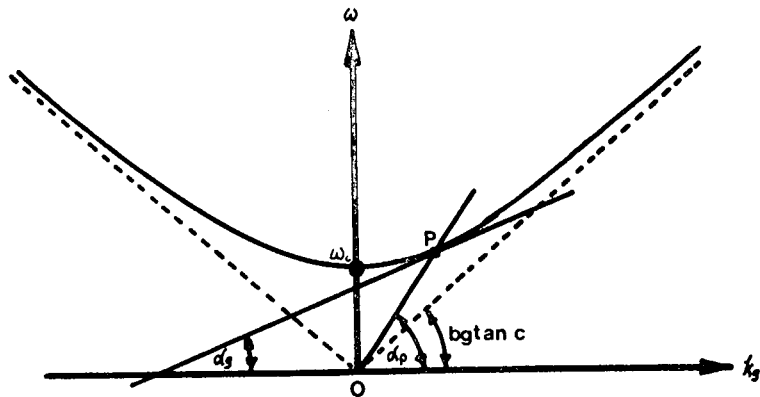
$\tan \alpha_p > c$ en $\tan \alpha_g < c$, sodat dus:

$v_g < c < v_p$ 1.7.3

Verder kan opgemerk word dat vir:

$\omega_c = \frac{c\omega_0 1}{a}$

geen golfvoortplanting moontlik is nie.



Figuur 1,7 Die $\omega - k_g$ diagram vir 'n uniform sirkelvormige golfgeleier.

Beskou nou 'n sirkelvormige golfgeleier, met straal b , wat belas is met dun metaal skywe, op 'n afstand d van

mekaar, met ronde openinge, met straal a , daarin. Om mee te begin, stel dat $(b - a) \ll b$ sodat ten minste vir 'n sekere smal bandfrekwensie, die irisse slegs 'n klein steurnis voorstel en die gedrag van die golfgeleier byna dieselfde is as die van die ooreenkomstige uniforme golfgeleier.

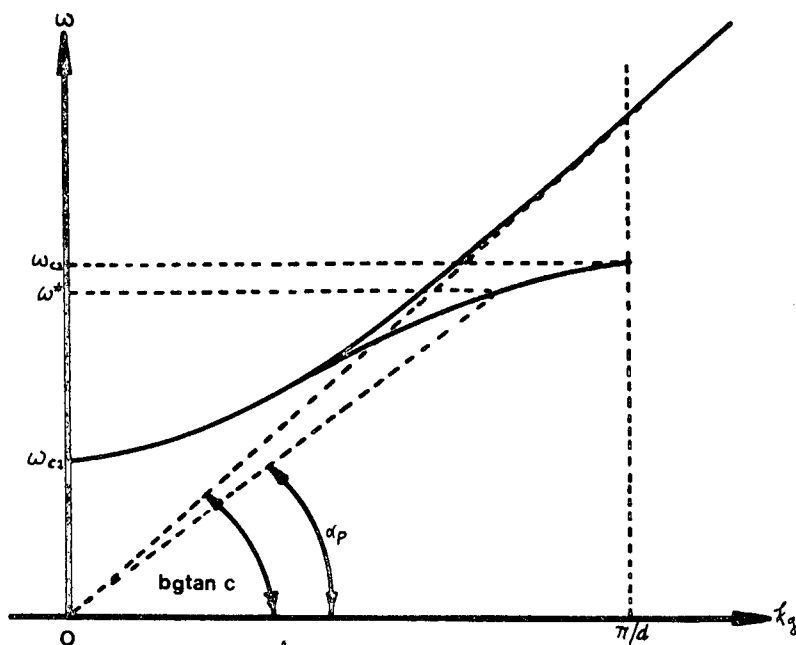
Soos die golf voortplant deur die belaste golfgeleier sal 'n gedeelte van die golf by elke iris gereflekteer word. Indien egter die golflengte groot is in verhouding met $b - a$, d.i. indien k_g klein genoeg is, sal slegs 'n klein gedeelte van die golf gereflekteer word en die ooreenkomstige dispersie vergelyking sal neig na dié van die homogene of uniforme golfgeleier. Gevolglik sal die afsnyfrekwensie weereens gegee word deur:

$$\omega_{c_1} = \frac{c\omega_{nh}}{a}$$

Die afsnyfrekwensie word gekarakteriseer deur ω_{c_1} , omdat dit nie nou meer die enigste afsnyfrekwensie is nie. Die vorm van die $\omega - k_g$ kurwe bly byna onveranderd vir $\omega \approx \omega_{c_1}$.

Soos wat die frekwensie toeneem bo ω_{c_1} neem die golflengte af en word groter gedeeltes van die golf gereflekteer deur elke iris en die interferensie tussen invallende- en weerkaatsde golwe word sterker, totdat $\lambda_g = 2d$ die golwe stasionêr word. Die kaviteite gevorm deur die irisse verkeer nou in resonans. Dus vir $k_g d = \pi$ is die groepsnel=

heid nul en die raaklyn aan die $\omega - k_g$ kurwe moet horisontaal wees. Daar kan dus gesien word waarom die dispersie kurwe vir die belaste golfgeleier die vorm van die onderste kurwe het in die volgende illustrasie.



Figuur 1,8 Die $\omega - k_g$ diagram vir 'n uniforme golfgang (boonste kurwe) en vir 'n belaste golfgang (onderste kurwe) met irisse gaspasieer op 'n afstand d . Die frekwensie ω^* is 'n tipiese frekwensie waarvoor $v_p = \tan \alpha_p < c$ in die belaste golfgeleier.

As k_g na nul neig, neig die dispersie kurwe na dié van die homogene golfgeleier, maar indien k_g toeneem wyk dit af van laasgenoemde totdat die afgeleide by $k_g d = \pi$, waar die frekwensie ω_{c_2} is, nul word. Dit is duidelik dat daar frekwensies bestaan tussen ω_{c_1} en ω_{c_2} , soos byvoorbeeld vir ω waarvoor $\tan \alpha_p < c$. Die fasesnelheid van die golf is dus kleiner as ligsnelheid van deeltjies in 'n versneller. In werklikheid is die $\omega - k_g$ kurwe meer gekompliseerd.

Daar is nog ander kurwes soortgelyk aan die laasgenoemde kurwe met afsny frekwensie ω_{cn} . Die takke van die Brillouin diagram word nie gebruik vir deeltjie-versnelling nie, maar dit kan nie verwaarloos word nie, omdat 'n gedeelte van die energie van die elektromagnetiese golf wat in die geleier ingestuur word, deur die modus geabsorbeer word en dus nie beskikbaar is vir die versnelling van die deeltjies nie.

1.8 DIE ELEKTRONENERGIE EN DIE BUNDELBELASTING IN DIE VERSNELLER

Voordat die energie bereken kan word wat die elektrone verkry tydens die versnellingsproses, is dit nodig om nog twee effekte van nader te bekyk, naamlik die energieverlies van die elektromagnetiese golf as Joule warmte in die resistiewe wande van die golfgang en die verlies aan energie oorgedra aan die elektrone.

Beskou die eerste effek en stel dat die bundelstroom so laag is dat die energie verlies aan die elektrone verwaarloosbaar is. Laat $P(z)$ die energie wees wat in die golfgang afbeweeg, dan sal:

$$-dP = - \frac{dP}{dz} dz \quad \dots\dots\dots 1.8.1$$

die energie verlies, as Joule warmte, wees in die wand oor 'n afstand dz . Indien $\epsilon(z)$ die elektromagnetiese

energie per eenheidslengte van die golfgeleier, en v_g die groepsnelheid van die golf is, dan sal:

$$P = \epsilon v_g \dots\dots\dots 1.8.2$$

Die kwaliteitsfaktor Q word soos gebruiklik vir elektroniese sisteme gedefinieer as:

$$Q = \frac{\omega \epsilon}{(-dP/dz)} \dots\dots\dots 1.8.3$$

Eliminasie van ϵ lewer:

$$\frac{dP(z)}{dz} = - \frac{\omega}{Qv_g} P$$

en integrasie lewer:

$$P(z) = P_0 \exp (-\omega z/Qv_g) \dots\dots\dots 1.8.4$$

waar P_0 die inkomende energie is by $z=0$. Indien E_{z0} bekend is dan kan geskryf word dat:

$$\frac{P(z)}{P_0} = \frac{E_z^2(z)}{E_{z0}^2}$$

waar $E_z(z)$ die elektriese veldsterkte is in die punt z en E_{z0} die elektriese veldsterkte by die ingang van die golfgeleier d.w.s. $z=0$. Indien nou die verswakking=lengte l_0 gedefinieer word as:

$$l_0 = \frac{2Qv_g}{\omega}$$

dan volg uit bostaande vergelykings:

$$E_z(z) = E_{z0} \exp(-z/\ell_0) \dots\dots\dots 1.8.5$$

'n Belangrike grootheid "Z" die newe-sluitings-impedans per eenheidslengte, word as volg gedefinieer:

$$Z = \frac{E_z^2}{(-dp/dz)} = \frac{\ell_0 E_z^2}{2P} \dots\dots\dots 1.8.6$$

Die newe-sluitings-impedans is 'n maatstaf van die energie nodig om 'n gegewe elektriese veldsterkte in die golfgang te handhaaf en 'n tipiese waarde is 50 MΩ/m.

Daar kan nou oorgegaan word tot die berekening van die energie W, wat 'n elektron sal verkry oor 'n afstand ℓ, indien bogenoemde energie vermindering as gevolg van die buis in aanmerking geneem word:

$$\begin{aligned} W &= e \int_0^\ell E_z(z) dz = e E_{z0} \ell_0 \{1 - \exp(-\ell/\ell_0)\} \\ &= e E_{z0} \ell A \dots\dots\dots 1.8.7 \end{aligned}$$

$$\text{met } A = \frac{1 - \exp(-\ell/\ell_0)}{\ell/\ell_0} \dots\dots\dots 1.8.8$$

Om nou die invloed van die oordrag van die elektromagnetiese energie aan die deeltjies, op die demping van die elektromagnetiese golf na te gaan, stel dat $I=qv$ die gemiddelde bundelstroom is, met q die totale lading per puls en v die puls-repetisie-frekwensie.

Die energie-oordrag vanaf die e.m.-golf aan die deeltjies oor 'n afstand dz word gegee deur:

$$dP = -IE_z dz \dots\dots\dots 1.8.9$$

Word ook die energie verlies in die wande van die geleier in berekening gebring, kan die netto energie verlies vanaf die e.m.-golf gegee deur:

$$dP = -\frac{2P}{l_0} dz - IE_z dz \dots\dots\dots 1.8.10$$

Substitusie vir E_z lewer:

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{2P}{l_0} + I\left(\frac{2Z}{l_0}\right)^{\frac{1}{2}} P^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots 1.8.11$$

Integrasie van bostaande vergelyking lewer met $P=P_0$ indien $z=0$:

$$P^{\frac{1}{2}} = P_0^{\frac{1}{2}} + I\left(\frac{l_0 z}{2P_0}\right)^{\frac{1}{2}} \exp(-z/l_0) - I\left(\frac{l_0 z}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots 1.8.12$$

Stel nou $m = I\left(\frac{l_0 z}{2P_0}\right)^{\frac{1}{2}}$, die bundelbeladingskoëffisiënt, dan volg:

$$\left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{1}{2}} = (1 + m) \exp(-z/l_0) - m \dots\dots\dots 1.8.13$$

d.w.s.

$$E_z(z) = E_{z0} \{(1+m) \exp(-z/l_0) - m\} \dots\dots\dots 1.8.14$$

Die energie W van die gesinchroniseerde deeltjie word nou gegee deur:

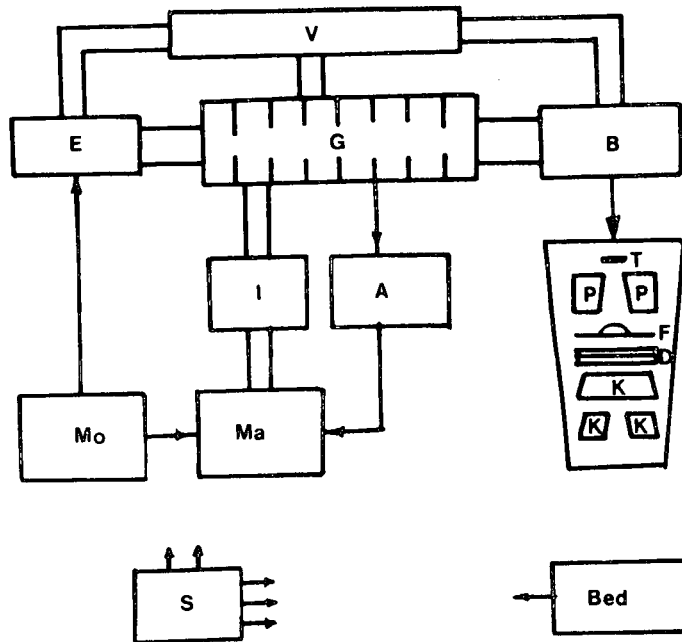
$$W = e \int_0^{\ell} E_z(z) dz = e E_{z0} \ell \{A - m(1 - A)\}$$
$$= e \{E_{z0} \ell A - \ell Z I (1 - A)\} \dots\dots\dots 1.8.15$$

Uit die laaste vergelyking kan gesien word dat soos wat die stroom I toeneem, die energie, wat die deeltjies kan verkry, afneem en dat daar 'n perk is op die stroom wat verkry kan word vir 'n bepaalde deeltjie-energie.

1.9 LINEÊRE VERSNELLERS VIR RADIOTERAPIE

Die werking van 'n lineêre versneller in 'n hospitaal is baie meer gekompliseerd as in 'n navorsingslaboratorium⁽⁸⁾. Die aparate moet betroubaar wees, en oor eenvoudige doeltreffende kontroles beskik. Die dosismonitors moet uiters betroubaar wees, die bundel rigting moet varieerbaar, en doeltreffend gekollimeer kan word. Figuur 9 toon diagramas die belangrikste komponente van 'n mediese lineêre versneller.

'n Gelykspanningskragbron voorsien energie aan die modulator. Die modulator word deur pulse vanaf die beheerkonsole gesneller om 50 kV pulse aan die magnetron te lewer. Die magnetron is 'n baie doeltreffende mikrogolf-ossillator, wat die elektriese energie omsit in elektromagnetiese golwe met 'n frekwensie van 3 gigahertz. Die opgewekte radio-frekwensie pulse word deur 'n isolator na die versnellingsgolfgang gekoppel. Die golfgeleiers word met freon gevul tot 'n druk van een tot twee atmosfere.



Figuur 1,9 Die diagram toon die basiese komponente van 'n mediese lineêre versneller. Die komponente is soos volg:

- | | |
|--|--|
| V = vakuumpomp | G = versnellingsgolfeleier |
| E = elektrongeweer | B = 270° buigmagneet |
| M _o = modulator | M _a = magnetron |
| I = mikrogolfsirkulator | A = outomatiese frekwensbeheerstelsel. |
| S = beheerstelsels vir dosistempo, dosis en tyd. | T = X-straalskyf |
| P = primêre lood-kollimator | F = veld-verplattingsfilter |
| D = dosiskamer | K = veranderbare kollimators |
| | Bed = pasiënt behandelingsbed. |

'n Outomatiese frekwensbeheerstelsel monitor die radiofrekwente veld en stel outomaties die ossillasie-frekwensie van die magnetron om dieselfde te wees as die resonansfrekwensie van versnellingsgolfgang.

Die nuutste ontwikkeling in die konstruksie van versnellergolfgange is om die elektrongeweer en die golfgang va=

kuumdig te verseël met slegs 'n klein vakuum-ioonpomp. Temperatuur beheerde water sirkuleer om die golfgang om dit by 'n bepaalde temperatuur te hou, aangesien die fisiese dimensies van die golfgang die resonansfrekwensie van die struktuur bepaal.

Aan die einde van die golfgang is 'n buigmagneet gemonteer wat die elektron bundel deur of 90° of 270° buig voordat die elektrone verstrooi word deur 'n verstrooier om pasiënte te behandel, of toegelaat word om op 'n geskikte skyf in te val sodat X-strale opgewek kan word.

Die behandelingskop bestaan uit 'n aantal subsysteme wat baie belangrik is vir die goeie werking van 'n versneller. 'n Primêre kollimator word direk na die uitgang van die golfgang aangetref. Die veld gedefinieer deur die primêre kollimator word verder gekollimeer deur verstelbare blokke gemaak van lood of verarmde uraan. Indien die versneller gebruik word vir X-straal-terapie sal die kop ook 'n X-straalskyf bevat waarna die X-strale op die dosiskamers inval. Die dosiskamers bestaan uit twee onafhanklike eenhede wat dosistempo en geïntegreerde dosis meet. Indien die X-straal-uitset gemeet deur beide ionisasiekamers, nie ooreenkom nie, sal die versneller afgeskakel word deur die dosiskamer wat eerste die verlangde dosis registreer. 'n Noodsaaklike komponent van die versnellerkop is die X-straalveld-verplattingsfilter. Die

filter filtreer die bundel sodanig dat die X-straalveld nie die vasgestelde platheidsgrense oorskrei nie ($\pm 3\%$).

Die versnellingsbuis met veldbeheerkop word normaalweg op 'n isosentriese raam gemonteer. Met behulp van so 'n sisteem is dit moontlik om pasiënte vinnig op te stel en noukeurig te behandel⁽⁹⁾. Gedurende behandeling lê die pasiënt op die behandelingsbed met die tumor op die isosenter, of op 'n vasgestelde fokus tot velafstand. Die pasiënt mag met 'n stasionêre veld of velde bestraal word, of die versneller mag tydens die bestraling deur 'n vasgestelde hoek geroteer word. Tydens die bestraling van die pasiënt, word die pasiënt normaalweg deur middel van geslote baan televisie dopgehou om enige moontlikheid dat die pasiënt mag beweeg, of deur die bewegende versneller beseer word, te probeer verhoed.

HOOFSTUK 2

DIE WISSELWERKING VAN STRALING MET MATERIE

2.1 INLEIDING

Wanneer elektromagnetiese straling op materie inval sal dit in wisselwerking tree met die atome en atomêre deeltjies in die materie. Lae energie fotone kan slegs met die swak gebonde of buitenste elektrone van 'n atoom in wisselwerking tree, terwyl hoër energie fotone van die sterk gebonde elektrone uit die atoom mag uitskiet. Baie hoë energie straling mag selfs met die kern in wisselwerking tree en aanleiding gee tot kernreaksies waardeur neutrone vrygestel mag word. Die wisselwerking van straling met materie is baie kompleks en die volgende prosesse vind plaas namate die invallende fotone se energie toeneem naamlik: klassieke verstrooiing, foto-elektriese- en Comptonverstrooiing, paarvorming en fotonkernreaksies.

2.2 EKSPONENSIËLE ABSORPSIE EN ABSORPSIE KOËFFISIËNTE

Die intensiteit van 'n X-straal bundel word gedefinieer in terme van die energie vloei deur 'n oppervlak van eenheidsarea en word uitgedruk in terme van $\text{Joule/m}^2 \text{ sek.}$ Wanneer 'n fotonbundel met intensiteit I_0 toegelaat word om op 'n absorbeerder met dikte x in te val, word die

deurgelate intensiteit I van die bundel gegee deur die verband:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \dots\dots\dots 2.2.1$$

waar x die dikte van die materiaal voorstel en μ die lineêre absorpsie-koëffisiënt genoem word.

Aangesien die lineêre absorpsie-koëffisiënt 'n funksie is van 'n paar fisiese parameters van materie word ook ander absorpsie koëffisiënte gedefinieer om van die afhanklikhede uit te skakel. Die massa absorpsie-koëffisiënt word gedefinieer as:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \dots\dots\dots 2.2.2$$

waar ρ die digtheid van die materie is. 'n Ander nuttige grootheid is die atomêre absorpsie-koëffisiënt.

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N_0} \dots\dots\dots 2.2.3$$

A is die atoommassa van die materiaal en N_0 is die getal van Avogadro.

Die laaste grootheid wat gedefinieer kan word heet die elektroniese absorpsie koëffisiënt en word gegee deur:

$$\mu_e = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N_0} \frac{1}{Z} \dots\dots\dots 2.2.4$$

waar Z die atoomgetal is.

2.3 KLASSIEKE- OF THOMSON-VERSTROOING

Wanneer 'n elektromagnetiese golf by 'n elektron verby beweeg, sal die golf 'n vibrasie in die elektron induseer. Die ossillerende elektron straal nou energie uit in die vorm van 'n verstrooide elektromagnetiese golf met dieselfde golflengte as die invallende golf. Die fraksie van die energie, wat verstrooi is deur die elektron, word gegee deur:

$$\frac{d_{e\sigma}}{d\Omega} = \frac{e^4}{2m_0^2 c^4} (1 + \cos^2\phi) \dots\dots\dots 2.3.1$$

In die uitdrukking is e die elektron lading, m₀ die rus= massa van 'n elektron, c die snelheid van lig; $\frac{d_{e\sigma}}{d\Omega}$ heet die differensiële strooiingsdeursnit per eenheidsruimte=hoek en gee die fraksie-energie aan wat deur 'n elektron verstrooi is, in 'n eenheidsruimte=hoek, dΩ, by 'n hoek φ.

Aangesien dΩ = 2πsinφdφ kan vergelyking 2.3.1 oorgeskryf word as:

$$\frac{d_{e\sigma}}{d\phi} = \frac{e^4}{2m_0^2 c^4} (1+\cos^2\phi)2\pi\sin\phi \dots\dots\dots 2.3.2$$

waar $\frac{d_{e\sigma}}{d\phi}$ nou die energie voorstel wat verstrooi is deur die kegel wat gedefinieer word tussen die hoeke φ en φ + dφ.

Deur die funksie te integreer kan die totale elektron= verstrooiing bereken word as:

$$e_{\sigma_0} = \int_{\phi=0}^{\phi=\pi} d e_{\sigma} = \int_{\phi=0}^{\phi=\pi} \frac{e^4}{2m_0^2 c^4} (1+\cos^2 \phi) 2 \sin \phi d\phi$$

$$e_{\sigma_0} = \frac{8}{3} \frac{e^4}{m_0^2 c^4} = 6,65 + 10^{-21} m^2 \dots 2.3.3$$

2.4 DIE FOTO-ELEKTRIESE PROSES

Lae energie fotone kan ook in wisselwerking tree met materie deurdat die foton met 'n elektron mag bots en dit uit sy baan mag verplaas. Die elektrone mag uit verskillende atoomskille uitgeskiet word. Die kinetiese energie van die elektron word gegee deur:

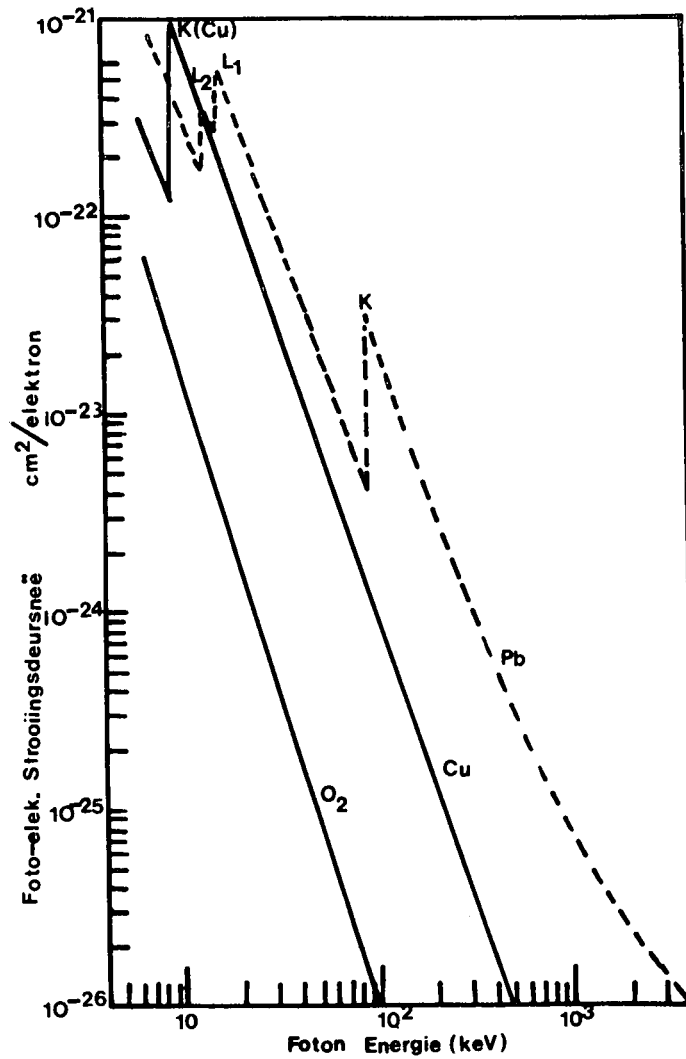
$$T = h\nu - \phi \dots\dots\dots 2.4.1$$

waar $h\nu$ die foton-energie is en ϕ die bindingsenergie van die elektron. Die foto-elektriese proses neem toe met toenemende atoomgetal.

Die grafiek 2.1 toon die foto-elektriese verstrooiingsdeursnee per elektron vir suurstof, koper en lood wat respektiewelik materiale met lae, medium en hoë atoom getalle voorstel, aan⁽¹⁰⁾.

Vir suurstof is die elektronbindingsenergie kleiner as 10 keV sodat al die elektrone kan deelneem aan die foto-elektriese proses. Vir lood is daar vier diskontinuiteite in die absorpsieband. Vir die abnormale absorpsie punte kom die energie van die invallende foton oor-

een met die energie van 'n bepaalde elektron-vlak en is die foton instaat om die elektrone uit die bane te verwyder.



Figuur 2,1 Die foto-elektriese strooiingsdeursnee per elektron vir koper, suurstof en lood vir foton-energieë van 7 keV tot 4 MeV.

2.5 COMPTON-VERSTROOIING

Compton-verstrooiing vind plaas wanneer 'n invallende foton met 'n elektron bots en die elektron uit sy baan verplaas

word. Die foton, in teenstelling met die foto-elektriese proses, besit nou genoegsame energie om na botsing nog, alhoewel in 'n verstrooide rigting, voort te beweeg.

Volgens Klein en Nishina⁽¹¹⁾ word die differensiële strooiingsdeursnit vir die fotone verstrooi deur 'n eenheidsruimtehoek, by die hoek ϕ , per elektron gegee deur:

$$\frac{d_e \sigma_t}{d\Omega} = \frac{e^4}{2m_0^2 c^4} \left(\frac{1}{1+\alpha \text{vers}\phi} \right)^2 (1+\cos^2\phi + \frac{\alpha^2 \text{vers}^2\phi}{1+\alpha \text{vers}\phi}) \dots 2.5.1$$

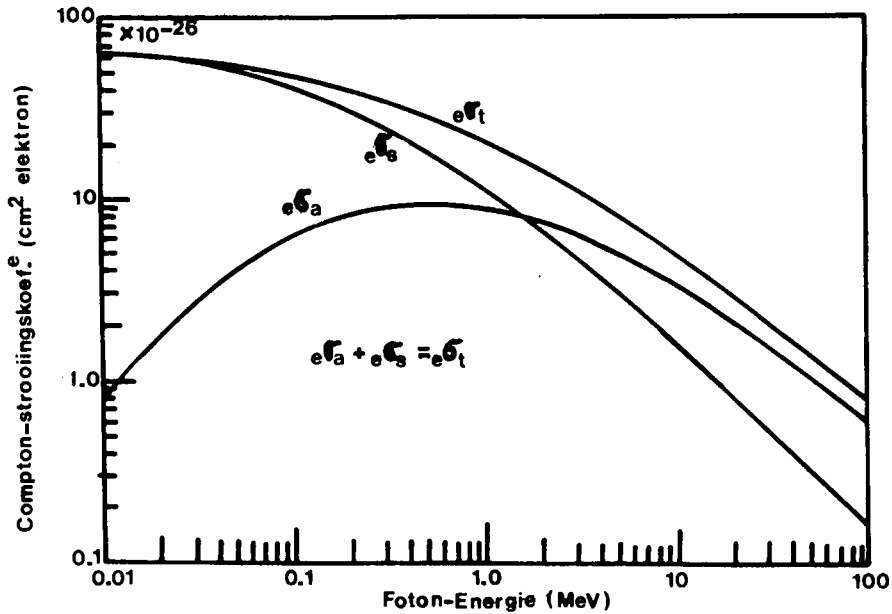
Die differensiële strooiingsdeursnit vir die foton-energie verstrooi per elektron per eenheidsruimte hoek, word gegee deur:

$$\frac{d_e \sigma_s}{d\Omega} = \frac{e^4}{2m_0^2 c^4} \left(\frac{1}{1+\alpha \text{vers}\phi} \right)^3 (1+\cos^2\phi + \frac{\alpha^2 \text{vers}^2\phi}{1+\alpha \text{vers}\phi}) \dots 2.5.2$$

Die totale Compton absorpsie-koëffisiënt e^σ_a word verkry deur vergelykings 2.5.2 van 2.5.1 af te trek en met $d\Omega = 2\pi \sin\phi d\phi$ te vermenigvuldig en te integreer van $\phi=0^\circ$ tot $\phi=180^\circ$. Die verskil in die twee koëffisiënte e^σ_t en e^σ_s lewer dié fraksie energie wat deur die verstrooide elektrone geabsorbeer word. Dus:

$$e^\sigma_a = \int (d_e \sigma_t - d_e \sigma_s) = \frac{2\pi e^4}{m_0^2 c^4} \left[\frac{2(1+\alpha)^2}{\alpha^2(1+2\alpha)} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} + \frac{(1+\alpha)(1+2\alpha-2\alpha^2)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} - \frac{4\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} - \left(\frac{1+\alpha}{\alpha^3} - \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha^3} \right) \ln(1+2\alpha) \right]$$

waar $\alpha = \frac{h\nu}{2m_0^2 c^4}$ d.i. die verhouding van die foton energie tot die rus energie van die elektron.



Figuur 2,2 Die totale Compton koëffisiënt σ_t , die strooiings koëffisiënt σ_s en die energie oordrag koëffisiënt σ_a as 'n funksie van die fotonenergie.

2.6 PAAR- EN TRIPLET-VORMING

Die energie geassosieer met 'n elektron in rus word gegee deur:

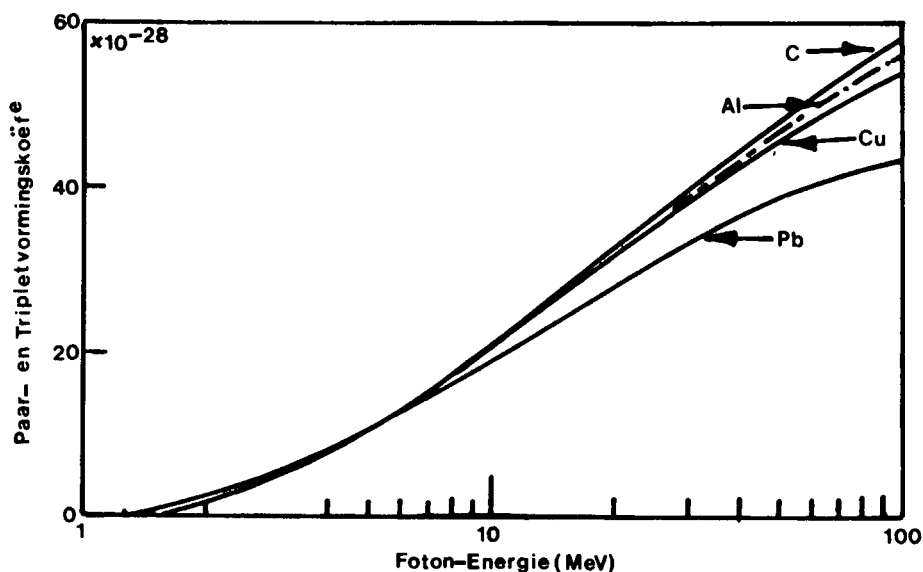
$$m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV} \quad \dots\dots\dots 2.6.1$$

By foton-energieë van $2m_0 c^2 > 1,02 \text{ meV}$ mag 'n foton wanneer dit by die kern van 'n atoom verby beweeg verdwyn, en in die plek daarvan verskyn twee elektrone, een met 'n positiewe en die ander met 'n negatiewe lading. Die positron of positiewe elektron sal mettertyd met 'n elektron annihilieer met die vorming van fotone.

Triplet vorming mag ook voorkom en die minimum energie

benodig vir die reaksie is $4m_0c^2$.

'n Teoretiese analise deur Heitler⁽¹²⁾ lewer baie komplekse formules vir die strooiingsdeursnee. Figuur 2,3 toon grafies die verloop van die paar- en tripletstrooiingsdeursneë as funksies van die invallende energie. Die absorpsie-koëffisiënt per atoom kan verkry word deur die strooiingsdeursnee te vermenigvuldig met Z^2 vir paarvorming en met Z vir triplet vorming.



Figuur 2,3 Die paar- en triplet vormings-deursneë as 'n funksie van die foton-energie vir Koolstof, Alumimium, Koper en Lood. Om die koëffisiënt per atoom te verkry vermenigvuldig paarproduksie kurwe met Z^2 en tripletvorming kurwe met Z .

2.7 FOTON-KERNREAKSIES

'n Probleem wat ontstaan by die gebruik van lineêre versnellers en wat nie voorkom by Kobalt-eenhede nie, is die vorming van neutrone deur foton-geïnduseerde kernreaksies. Die energie nodig om 'n neutron uit die kern van 'n atoom te verwyder is van die orde van 10- tot

15 MeV vir stowwe met lae atoomgetalle maar mag so laag wees as 7 MeV vir stowwe met hoë atoomgetalle. Die reaksies heet (γ, n) reaksies en tabel I gee die drumpelwaardes van die energieë waarby die reaksies plaasvind.

Deur die 6e en 7e kolomme te vergelyk kan gesien word dat die foton-kern-reaksie opbrengs baie laag is in vergelyking met die paarvorming en Comptonverstrooiingsprosesse.

Die probleem wat ontstaan as gevolg van neutron kontaminasie in X-straal bundels is volledig ondersoek, en is deur Horsley⁽¹³⁾ aangetoon, dat vir biologiese molekules die maksimum kern-absorpsie plaasvind by energieë van 40 MeV en dat by dié energie, kernreaksies slegs vir 0,6% van die totale geabsorbeerde energie, verantwoordelik is.

2.8 TOTALE ABSORPSIE-KOËFFISIËNT

Nou dat daar gehandel is oor die verskillende prosesse vir die absorbering van energie, kan die totale absorpsie-koëffisiënt gedefinieer word as die som van die absorpsie-koëffisiënte van die verskillende prosesse bv.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{k}{\rho} \quad \dots\dots\dots 2.8.1$$

waar $\frac{\mu}{\rho}$ die totale of massa-absorpsie-koëffisiënt is en $\sigma = \sigma_a + \sigma_s$.

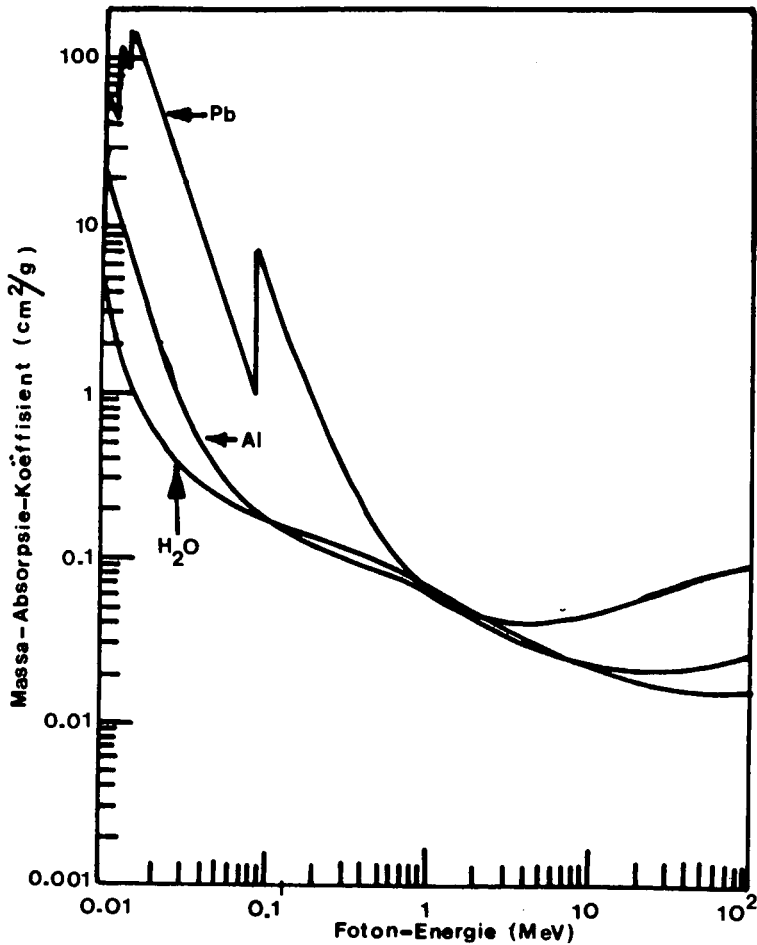
TABEL I

REAKSIE-DEURSNEE

ELEMENT	REAKSIE	DRUMPEL ENERGIE MeV	ENERGIE VAN MAX. STROOINGSDEUR= SNEE. MeV	MAX. STROOINGSDEUR= SNEE CM ² /ATOOM X 10 ²⁴	GEÏNTEGREERDE STROOI= INGSDEURSNEE CM ² /ATOOM X 10 ²⁴	PAAR- EN COMPTON- STROOINGSDEURSNEE .
C ¹²	(γ,n)	18,6	22,9	0,013	0,046	0,307
	(γ,p)	16,0	21,5	0,034	0,063	
N ¹⁴	(γ,n)	16,5	24,2	0,028	0,030	0,379
O ¹⁶	(γ,n)	15,6	24,2	0,011	0,062	0,461
Cu ⁶³	(γ,n)	10,9	18,1	0,10	0,66	3,56
Cu ⁶⁵	(γ,n)	9,8	18,6	0,15	1,11	3,58
Pb (Na= tuur= lik.)	(γ,n)	7,9	13,7	0,81	4,80	18,8

Aangesien die totale massa-absorpsie-koëffisiënte vir water en weefsel baie min van mekaar verskil en aangesien die massa-absorpsie-koëffisiënte van aluminium en lood baie belangrik is as absorbeerders by versneller-opgewekte X-strale word die

verloop van die absorpsie-koëffisiënte as 'n funksie van die energie hieronder afgebeeld.



Figuur 2,4 Die massa-absorpsie-koëffisiënte (μ/ρ) van die belangrikste stowwe: water, aluminium en lood as 'n funksie van foton-energie.

2.9 DIE WISSELWERKING VAN KORPUSKULÊRE STRALING (ELEKTRONE) MET MATERIE

Die totale energie $E = mc^2$ van 'n elektron word gedefinieer as die som van sy rusmassa-energie m_0c^2 en sy kinetiese energie T :

$$E = T + m_0c^2 = mc^2 \quad \dots\dots\dots 2.9.1$$

waar m die massa van die elektron is, m_0 sy rusmassa en c die snelheid van lig is. Laasgenoemde vergelyking kan ook geskryf word as:

$$T = m_0 c^2 \left\{ \frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}} - 1 \right\} \dots\dots\dots 2.9.2$$

Die snelheid v van die elektron met energie T word gegee deur:

$$v = c \left\{ 1 - \left(1 + \frac{T}{m_0 c^2}\right)^{-2} \right\}^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots 2.9.3$$

Die momentum van die elektron word gedefinieer as

$$P = mv \dots\dots\dots 2.9.4$$

Die elektron wat 'n partikel is, openbaar ook golfeienskappe soos aangetoon kan word deur middel van elektron diffraksie. Die goiflengte van 'n elektron word gegee deur die de Broglie vergelyking:

$$\lambda = \frac{h}{P} \dots\dots\dots 2.9.5$$

waar h Planck se konstante is.

2.10 ELEKTRON ABSORPSIE PROSESSE

Die energie verlies van elektrone word hoofsaaklik toegeskryf aan onelastiese botsings totdat die elektrone se energie termiese waardes bereik het volgens Bethe^(14, 15).

Die energieverlies van 'n elektron, as gevolg van botsings per eenheidspadlengte, in 'n gas word gegee deur:

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{botsing}} = \frac{2\pi e^4 ZN}{m_0 v^2} \left\{ \ln \frac{m_0 v^2 T}{2I^2 \alpha^2} - (2\alpha - 1 + \beta^2) \ln 2 + \alpha^4 + \frac{1}{8} (1-\alpha)^2 \right\} \dots\dots\dots 2.10.1$$

waar $\alpha = (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}$ en I die gemiddelde opwekkingspotensiaal per atoom is. N is die aantal atome per cm^3 en Z die atoomgetal.

'n Elektron wat in 'n vaste stof beweeg word gepolariseer as gevolg van die afskermende negatiewe veld van die elektron-wolke van die atome. Die verskynsel veroorsaak dat 'n elektron minder energie verloor deur botsings in 'n gas.

'n Elektron mag ook energie verloor deur straling (bremsstrahlung). Deur die negatiewe versnelling of afremming van elektrone word X-strale vrygestel. By lae elektron energieë is die verskynsel gering maar by hoë energieë is die proses baie doeltreffend. Die lineêre versneller gebruik dan ook die proses vir die produksie van X-strale.

Heitler⁽¹²⁾ behandel die proses van bremsstrahlung volledig en die energie verlies word gegee deur:

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{straling}} = NE \frac{Z(Z+\xi)}{137} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right) \dots\dots 2.10.2$$

ξ is 'n maatstaf van die Coulomb afskerming van die kern deur die omringende elektron-wolk.

'n Elektron sal ook maklik energie verloor as gevolg van verstrooiing, aangesien die massa m van die elektron so klein is. Rutherford en Mott⁽¹⁶⁾ behandel die verstrooiing volledig. In hoofstuk 5 word meer volledig op die verskynsel ingegaan by die oorweging van elektrone vir heelliggaamsbestraling.

2.11 ELEKTRON-REIKAFSTAND IN MATERIE

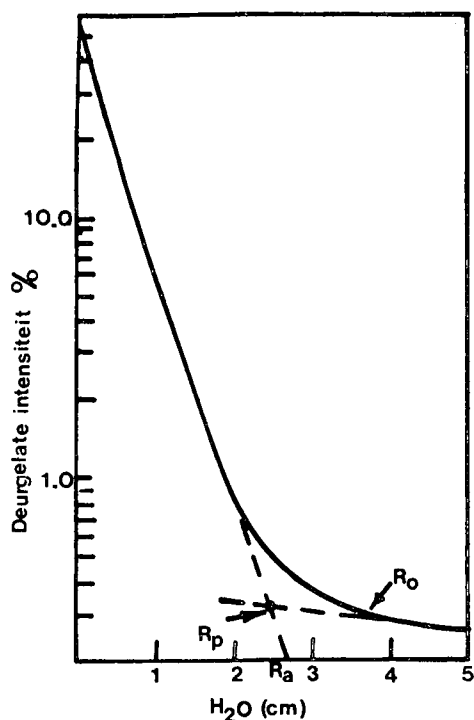
Die reikafstand van elektrone in materie kan gebruik word as 'n maatstaf vir die bepaling van die energie van die elektrone. Die relatiewe intensiteit op verskillende dieptes in die materiaal kan bepaal word en grafies verloop die absorpsie soos aangedui in Fig. 2,5.

Die praktiese reikafstand R_p word verkry deur ekstrapolasie om die elektron-reikafstand te identifiseer waar dit versluier word deur die X-straal agtergrond. Die verskil tussen R_p en R_a is baie klein vir energieë kleiner as 25 MeV. R_0 heet die maksimum reikafstand en stel die afstand voor waar die elektron kurwe nie-onderskeibaar van die X-straalagtergrond kurwe word nie. Loevinger⁽¹⁷⁾, Markus⁽¹⁸⁾ en Almond⁽¹⁹⁾ het die volgende verband tussen die elektron-endpunt R_p en die energie in water vasgelê:

$$R_p = 0,52T - 0,376 \text{ cm H}_2\text{O}; \quad 5 < T < 50 \text{ MeV.}$$



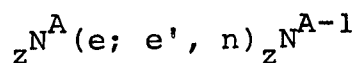
175459



Figuur 2,5 'n Tipiese elektron-absorpsie diagram. Die dikte van die absorbeerder word in die geval weergegee in terme van sentimeter water.

2.12 ELEKTRONDISINTEGRASIE

Wanneer 'n kern met elektrone gebombardeer word, mag die kern ook disintegreer soos in die geval van fotone. 'n Tipiese reaksie sien soos volg daaruit:



waar ${}_zN^A$ die gebombardeerde kern voorstel, e en e' die elektron voor en na die interaksie, en n die vrygestelde neutron voorstel.

Die volgende tabel gee die belangrikste kernreaksies met die drumpelenergie waardes in MeV.

TABEL II

DRUMPEL ENER= GIE (MeV)	REAKSIE	VERVAL PARTI= KEL	AKTIWI= TEITS-HALF= LEEFTYD
7,6	$^{181}\text{Ta}(e;n,e')^{180}\text{Ta}$	β^-	8,2 uur
10,8	$^{63}\text{Cu}(e;n,e')^{62}\text{Cu}$	β^+	10,5 min
15,6	$^{16}\text{O}(e;n,e')^{15}\text{O}$	β^+	2,0 min
18,8	$^{12}\text{C}(e;n,e')^{11}\text{C}$	β^+	20,0 min
28,9	$^{16}\text{O}(e;2n,e')^{14}\text{O}$	β^+	72 sek

HOOFSTUK 3

DIE TEORIE VAN DOSISMETING

3.1 INLEIDING

Om die hoeveelheid straling te meet wat deur 'n X-straal-generator vrygestel word, is die roentgen gedefinieer as die hoeveelheid straling wat in een kilogram droë lug, by normale temperatuur en druk (N.T.D.), $2,58 \times 10^{-4}$ Coulomb lading sal vrystel deur ionisasie van die lug. Dit kan maklik aangetoon word dat die hoeveelheid lading gevorm in die lug, ooreenkom met die vorming van $1,610 \times 10^{15}$ ionopare per kg lug of $2,082 \times 10^{15}$ ionopare per kub. meter lug by N.T.D.

By die bestraling van gewasse is dit egter nie die hoeveelheid straling wat toegedien word wat belangrik is nie, maar wel die hoeveelheid geabsorbeerde energie. Die eenheid waarmee geabsorbeerde energie gemeet word, heet die rad en die rad word gedefinieer as 'n geabsorbeerde dosis van 10^{-2} Joule per kg.

In lug vereis dit gemiddeld 33,7 elektron volt energie om een ionopaar deur ionisasie te vorm. Deur nou die aantal ionopare te neem wat gevorm word as gevolg van 1 roentgen bestraling kan bereken word dat dit ooreenkom met 0,869 rad, of anders gestel:

$$D_{\text{lug}} = 0,869 \frac{\text{rad}}{\text{roentgen}} \times X \text{roentgen} = 0,869 X \text{rad} \dots 3.1.1$$

waar X die blootstellingsdosis in roentgen is.

Aangesien die geabsorbeerde dosis in weefsel die grootheid is wat gemeet moet word, sal aangetoon word dat die faktor 0,869 rad/roentgen nie konstant is nie, maar varieer met energie en tipe materiaal.

3.2 DIE BRAGG-GRAY-KAVITEITSTEORIE

Veronderstel dat 'n klein gasgevulde kaviteit, soos die van 'n klein ionisasie-kamer, in 'n medium geplaas word. Ionisasie sal nou in die medium en in die gas plaasvind. Die Bragg-Gray-formule lê die verwantskap tussen die geïnduseerde ionisasie in die kaviteit en die geabsorbeerde dosis in die medium neer. Die konsep is oorspronklik voorgestel deur Bragg⁽²⁰⁾ en Gray⁽²¹⁾ en daar is veel oor geskryf deur onder andere Barnard^(22, 23) et al en Boag⁽²⁵⁾.

Stel verder dat die volume gas so klein is dat dit nie die absorpsie van die energie in die omgewing van die dosiskamer versteur nie. Indien J_g , uitgedruk in ionenpaar/kg gas, die ionisasie van die gas is, en W_g die energie nodig om 'n ionenpaar te vorm, in Joule/ionenpaar, dan word E_g , dit is die energie oorgedra aan 'n eenheidsmassa van die gas, gegee deur:

$$E_g = J_g W_g \text{ Joule/kg} \dots\dots\dots 3.2.1$$

Om nou die ekwivalente energie E_{med} te vind wat corge=dra sal word aan die medium word 'n eweredigheidsfaktor S_g^{med} ingevoer sodat:

$$E_{med} = S_g^{med} E_g = S_g^{med} W_g J_g \dots\dots\dots 3.2.2$$

die faktor S_g^{med} heet die Massa-afremmingsfaktor en die vergelyking is die bekende Bragg-Gray formule. Indien nou die eksperimentele waardes van W_g en J_g in 3.2.1 in die formule gesubstitueer word vir X-roentgen wat op die medium inval, word die volgende verband verkry:

$$D_{med} = 0,869 S_{lug}^{med} \text{ X rads} \dots\dots\dots 3.2.3$$

Aangesien 'n dosiskamer nie net bestaan uit 'n volume lug nie, maar uit 'n wand wat die volume lug insluit, moet die effek van die wand op die geabsorbeerde dosis ook in ag geneem word. Van vergelyking 3.2.3 kan nou direk geskryf word vir die geabsorbeerde dosis in die wand:

$$D_{wand} = 0,869 \text{ X } S_{lug}^{wand} \dots\dots\dots 3.2.4$$

en vir die dosis in die medium volg:

$$D_{med} = D_{wand} \frac{(\mu/\rho)_{med}}{(\mu/\rho)_{wand}} = 0,869 \times S_{lug}^{wand} \frac{(\mu/\rho)_{med}}{(\mu/\rho)_{lug}}$$

$$= X f_{med} \text{ rad} \dots\dots\dots 3.2.5$$

waar $f_{med} = 0,869 S_{lug}^{wand} \frac{(\mu/\rho)_{med}}{(\mu/\rho)_{lug}} \dots 3.2.6$

3.3 DIE DOSISBEPALING VIR MEGAVOLT-STRALING

Aangesien daar nog geen standardisasie laboratoria bestaan vir die yking van dosismeters vir energieë hoër as die van kobalt straling nie, word die dosimeter geyk in terme van die straling uitgegee deur 'n kobalt 60-bron. Deur die kalibrasie konstante te neem en dit te korrigeer kan sinvolle metinge van hoë energie straling gedoen word.

Uit die vergelyking 3.2.5 volg vir die geabsorbeerde dosis as gevolg van X roentgen ⁶⁰Co straling:

$$D_{Med}^{Co} = X f_{med}^{Co} \text{ rad}$$

$$= R(C f_{med})^{Co} \dots\dots\dots 3.3.1$$

waar R nou die lesing op die dosimeter is en C die ykingsfaktor is soos bepaal deur die standardisasie laboratorium.

Gestel nou dat dieselfde dosiskamer in 'n stralings=
veld geplaas word van 'n hoër energie as dié van ko=
balt, dan volg na analogie van bostaande dat:

$$D_{\text{med}}^{\text{MeV}} = R' C C_{\lambda} \dots\dots\dots 3.3.2$$

waar R' die lesing op die dosismeter is, C die ykings=
faktor vir ⁶⁰Co en C_λ is nou 'n ykingskonstante vir
hoë energie straling. Die faktor C_λ word gegee deur:

$$C_{\lambda} = \frac{(f_{\text{med}})^{60\text{Co}} \left(\frac{S_{\text{lug}}^{\text{wand}} (\mu/\rho)_{\text{med}}}{S_{\text{lug}}^{\text{wand}} (\mu/\rho)_{\text{wand}}} \right) X}{\left(\frac{S_{\text{lug}}^{\text{wand}} (\mu/\rho)_{\text{med}}}{S_{\text{lug}}^{\text{wand}} (\mu/\rho)_{\text{wand}}} \right)^{60\text{Co}}} \dots\dots\dots 3.3.3$$

Die faktor C_λ is deur Almond⁽¹⁹⁾, Greene & Massey⁽²⁶⁾ en
die HPA⁽²⁷⁾ bepaal en word in tabel 3.1 aangetoon.

TABEL 3.1

STRALING	C _λ (X-STRALE)	ELEKTRON= ENERGIE	C _F (ELEKTRONE)
¹³⁷ Cs	0,95	6 MeV	0,93
2 MeV x-strale	0,95	9 MeV	0,92
⁶⁰ Co	0,95	10 MeV	0,91
4 MeV x-strale	0,94	12 MeV	0,91
6 MeV x-strale	0,94	15 MeV	0,90
10 MeV x-strale	0,93	18 MeV	0,88
20 MeV x-strale	0,90	35 MeV	0,81
35 MeV x-strale	0,88		

3.4 DIE BEPALING VAN DIE GEABSORBEERDE DOSIS VAN HOË
ENERGIE ELEKTRONE

Indien die dosiskamer in 'n medium geplaas word wat be-
straal word met elektrone, sal die Bragg-Gray formule
net so geldig wees as vir die elektrone opgewek deur in=
vallende X-strale. In die geval van elektrone kan dus
geskryf word:

$$D_{\text{wand}} = 0,869 (S_{\text{lug}}^{\text{wand}})_E \frac{Q}{V} \text{ rad} \dots\dots\dots 3.4.1$$

waar Q die aantal Coulomb-lading is wat deur die dosis=
kamer versamel is met 'n spanning V. Die geabsorbeerde
dosis in die medium word verkry deur die toevoeging van
die faktor $S_{\text{wand}}^{\text{med}}$ sodat:

$$D_{\text{med}} = 0,869 (S_{\text{wand}}^{\text{med}})_E (S_{\text{lug}}^{\text{wand}}) \times \frac{Q}{V} \dots\dots\dots 3.4.2$$

Aangesien dit besonder moeilik is om Q en V eksak te
bepaal word die dosiskamer gekalibreer soos vir ^{60}Co
gammastrale.

$$D_{\text{med}} = \frac{R(C f_{\text{med}})^{60}\text{Co}}{(S_{\text{lug}}^{\text{wand}} \frac{(\mu/\rho)_{\text{med}}}{(\mu/\rho)_{\text{wand}}})^{60}\text{Co}}$$

of $D_{\text{med}} = RC C_F \dots\dots\dots 3.4.3$

waar $C_F = \frac{(f_{\text{med}})^{60}\text{Co}}{(S_{\text{lug}}^{\text{wand}} \frac{(\mu/\rho)_{\text{med}}}{(\mu/\rho)_{\text{wand}}})^{60}\text{Co}} (S_{\text{lug}}^{\text{med}})_E$

en C nou die reeds bekende kobalt-ykingsfaktor is. Die waardes vir C_F is eksperimenteel bepaal en word in tabel 3.2 aangegee.

3.5 FANTOOM MATERIAAL

Water is die standaard medium waarin die geabsorbeerde dosisse gemeet word. Water fantome moet diep genoeg wees om maksimum terugverstrooiing te verseker en groot genoeg wees in deursnee oppervlakte om 'n 5 cm gebied om die grootste veldgrootte toe te laat.

Daar water nie geskik is vir vinnige kalibrasie toetse nie, kan ander materiale soos in tabel 3.2 aangedui, gebruik word.

Die dosis-in-water kan van die dosis-in-fantoom verkry word deur die formule:

$$D_{\text{water}} = D_{\text{fantoom}} \frac{(\mu/\rho)_{\text{water}}}{(\mu/\rho)_{\text{fantoom}}}$$

Die populêrste fantoom-materiale vir mega-volt dosismeting is polistireen en akriel-plastieke soos Lucite, Perspex en Plexiglas.

In tabel 3.3 word die verhouding van die massa absorpsie koëffisiënte (μ/ρ) vir water/polistireen en water/akriel aangegee.

3.6 KALIBRASIE DIEPTE

Aangesien die Bragg-Gray formule geld vir absorpsie dieptes waar die elektron opbou 'n ewewigstoestand bereik het, is dit noodsaaklik dat vir elke energie die dosiskamer op die korrekte diepte waarop die dosis 'n maksimum is in die medium, ook die ekwilibrium posisie vir die elektron opbou is, word die dosiskamer op die D_{maks} diepte geplaas. Tabel 3.4 gee die dieptes vir maksimum dosis vir 'n $10 \times 10 \text{ cm}^2$ veld van verskillende energieë.

TABEL 3.2 (28)

VERSKILLENDE MATERIALE WAT VIR KALIBRASIE GEBRUIK KAN WORD

MATERIAAL	CHEMIESE FORMULE	DIGTHEID g/cc	EFFEK ATOOM GETAL	ELEKTRON- DIGTHEID No/cc
Water	H_2O	1,0	7,42	$3,34 \times 10^{23}$
Weefsel		1,0	7,42	3,36
Hout	$(C_6H_{10}O_5)_n$ (Cel= lulose)	0,98	6,83	3,2
Perspex (Lucite)	$C_5H_8O_2$	1,18	6,46	3,81
Parafien was	C_nH_{2n+2}	0,88 0,92	5,42	3,02
Polistireen	$(CH)_n$	1,04 1,07	5,69	3,24
Mix D	62% was 30% $(CH_2)_n$ 6% MgO ,2% TiO_2	0,99	7,42	3,36
M3	77% was 22% MgO 1% $CaCO_3$	1,06	7,35	3,51

TABEL 3.3

DIE VERHOUDINGS VAN DIE
MASSA ABSORPSIE KOEFFISIËNT VIR VERSKILLENDE ENERGIEË

STRALING	WATER/ POLISTIREEN	WATER/ AKRIEL
^{137}Cs γ -strale	1,03	1,03
^{60}Co γ -strale	1,03	1,03
2 MeV X-strale	1,03	1,03
4 MeV X-strale	1,03	1,03
6 MeV X-strale	1,04	1,03
8 MeV X-strale	1,04	1,03
10 MeV X-strale	1,04	1,04
12 MeV X-strale	1,05	1,04
14 MeV X-strale	1,06	1,04
16 MeV X-strale	1,06	1,05
18 MeV X-strale	1,07	1,05
20 MeV X-strale	1,07	1,05

TABEL 3.4

DIE DIEPTE VAN D_{MAKS} IN H_2O , VAN STRALING
MET VERSKILLENDE ENERGIEË

ENERGIE, STRALING	DIEPTE VIR D_{MAKS} CM H_2O
Co^{60} 1,17&1,33 MeV γ -strale	0,5
2 MeV X-strale	0,5
4 MeV X-strale	1,0
6 MeV X-strale	1,5
8 MeV X-strale	2,0
12 MeV X-strale	2,8
15 MeV X-strale	3,2
22 MeV X-strale	4,0
30 MeV X-strale	4,8
35 MeV X-strale	5,0

HOOFTUK 4

DIE YKINGSPROSEDURES EN RESULTATE BY DIE YKING VAN 'N

6- EN 8 MeV LINEÛRE VERSNELLER

4.1 INLEIDING

Weens die skadelike gevolge van oor- en onderdosering van gewasse en vir die vergelyking van resultate is dit noodsaaklik dat X-straal- en elektronbronne volgens 'n eksakte en reproduseerbare wyse gekalibreer word. Verskeie handleidings^(29, 30, 31) is vir die doel opgestel en die prosedures wat gevolg is, is hoofsaaklik volgens bogenoemde protokol benader.

By die installering van die nuwe Mevatron VI (6 MeV versneller) het dit aan die lig gekom dat die Mevatron VIII (8 MeV versneller) slegs 'n maksimum energie van 6,4 MeV gelewer het. Daar is toe besluit om beide masjiene op te stel en volgens bogenoemde protokol te kalibreer, sodanig dat die dieptedosisdata vir die besondere energieë ooreenstem met die data soos gepubliseer in die British Journal of Radiology⁽³²⁾ Suppl. 11. Die dieptedosisse en ooreenkomstige energieë sal dan wetenskaplike uitruiling van data en resultate moontlik maak.

4.2 APPARATUUR

Aangesien dit absoluut noodsaaklik is om die geabsorbeerde dosis in rad in 'n punt te kan spesifiseer, is 'n sub-standaard dosismeter 'n vereiste. Die kalibrasie is gedoen met 'n Farmer sub-standaard dosismeter⁽³³⁾ met 'n 0,6 cc kamer vir foton- en elektron dosismetings. Die apparaat is gekalibreer deur die National Physical Laboratory Teddington, Verenigde Koningryk, en die Nasionale Fisiese Navorsingslaboratorium van die W.N.N.R., Pretoria.

'n Tweede tipe dosismeter naamlik 'n Philips Universal Dosismeter wat beide geïntegreerde dosis en dosistempo kan meet, is teen die Farmer sub-standaard geëyk en is gebruik om die daaglikse kalibrasies op die versnellers te doen. Die kalibrasies van die dosismeter teen die sub-standaard word weekliks gedoen.

'n Litium Fluoried Termoluminisente Dosismetings sisteem (34, 35) is vir die bepaling van die dieptedosisse in veral die geval van elektrone gebruik.

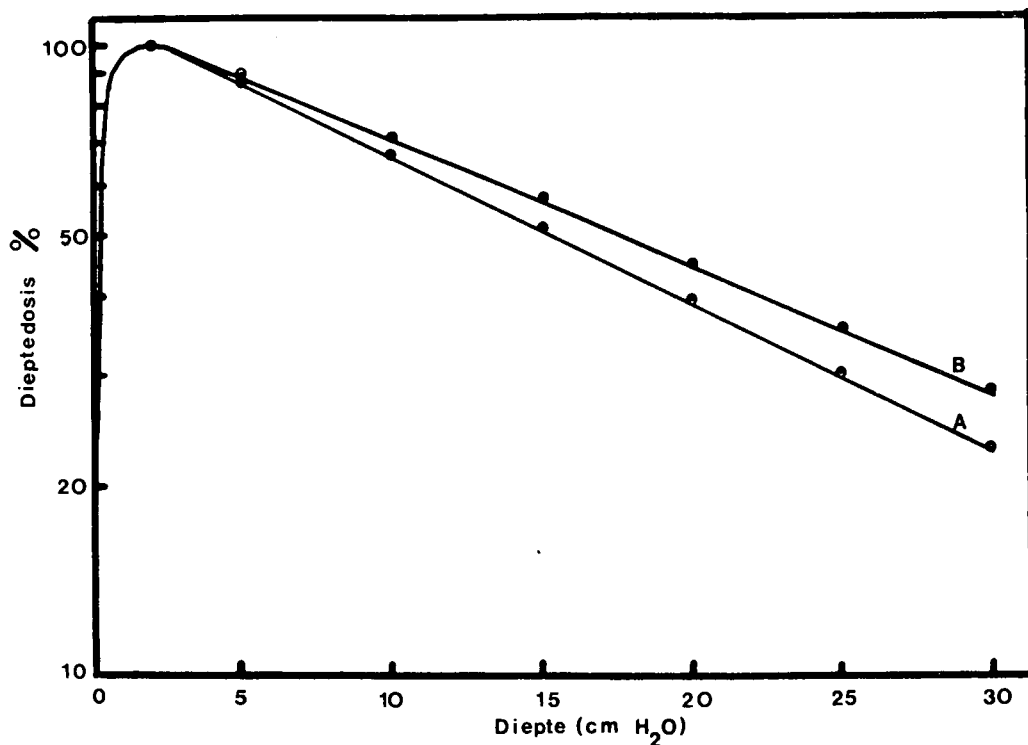
Die elektron-energie-bepalings is gedoen met 'n "S.H.M. Electron Extrapolation Chamber"⁽³⁶⁾. Die X-straal diepte dosis kurwes is bepaal met behulp van 'n "Toshiba Isodose Plotter". Die apparaat is erg verouderd en die logika van die sisteem vir die aandrywing van die iso-

dosiskamer funksioneer baie swak. Daar is toe besluit om die vergelykingsstroombaan te herbou en om terself=tertyd die outomatiese servo-stelsel te vervang met 'n kontinue zig-zag-skandeer-stelsel.

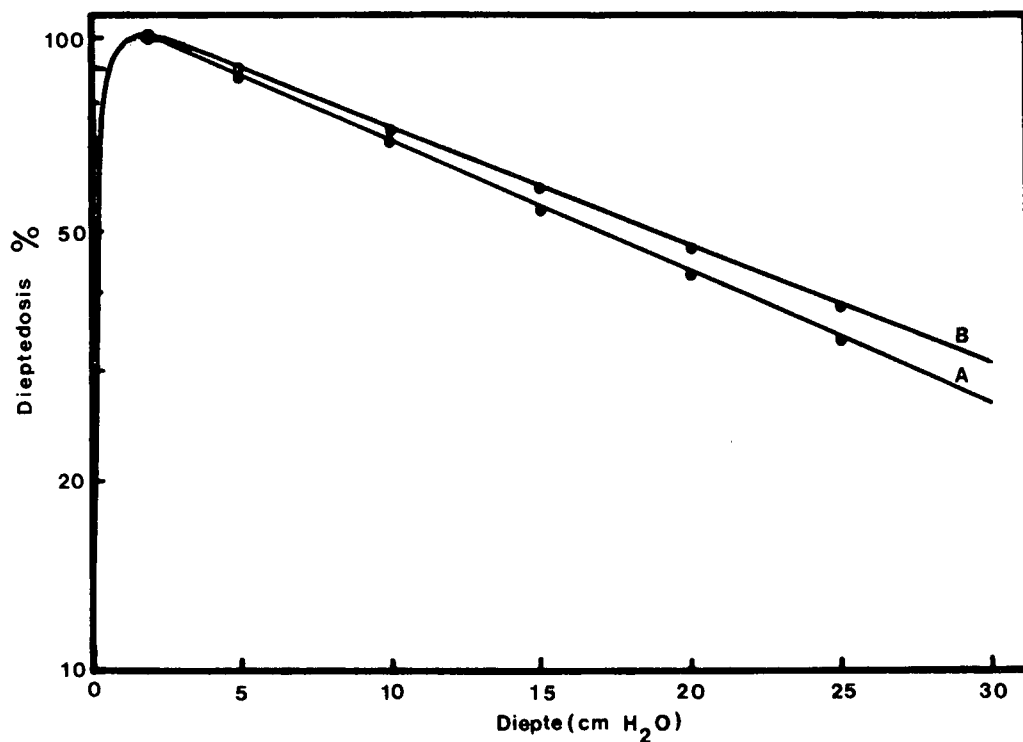
Vir die bepaling van X-straal en elektron isodosis=distribusies deur middel van die filmtegniek is 'n "Nuclear Enterprises Radiological Densitometer", asook 'n "Sherrer Instruments Automatic Plotter for Isodose Contours" gebruik.

4.2 X-STRAAL DIEPTEDOSISMETINGE

Die X-straal dieptedosismetinge is gedoen deur 'n dosis=kamer in 'n waterfantom te plaas. Die dosiskamer is op die D_{maks} -diepte geplaas en die dosis genormaliseer tot 100%. Deur nou die dosiskamer se diepte te varieer is die persentasie dieptedosis bepaal. Die waardes so verkry is gekorrulleer deur die Philipsdosiskamer in 'n Lucite fantoom te monteer sodanig dat die dosiskamer die dosis op D_{maks} lees. Deur nou Lucite plate van 1 cm dik=te bo-op die fantoom te plaas is die dosis as 'n funksie van diepte bepaal. Die lesings is gekorrigeer met die ver=houdingswaardes van $(\mu/\rho)_{med}/(\mu/\rho)_{akriel}$ soos aangetoon in Tabel 3.3 Die resultate van die metinge word in figure 4.1(a) en (b) vir die 6- en 8 MeV versnellers aangegee.



(a)



(b)

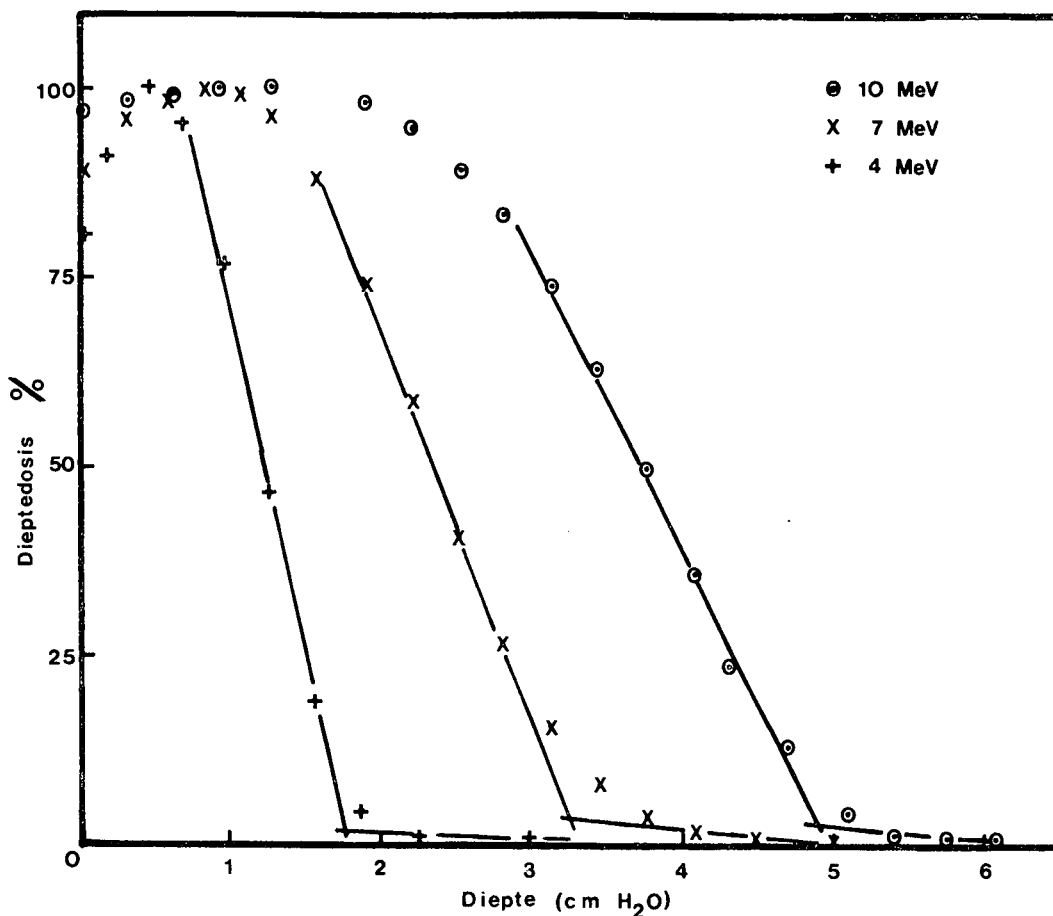
Figuur 4,1 Die persentasie dieptedosis as 'n funksie van die diepte in water. Die soliede kurwes is die waardes volgens B.J.R. ⁽³²⁾ terwyl die eksperimentele waardes as punte aangedui is. Fig. 4.1(a) is die resultate vir 6 MeV- en 4.1 (b) is die resultate vir 8 MeV X-strale. Die kurwes A is die persentasie dieptedosis vir 'n 10 x 10 cm² veld en die kurwe B is die persentasie dieptedosis vir 'n 25 x 25 cm² veld.

Die energie van die versnellers is verstelbaar en die waardes soos verkry in figuur 4,1 dui daarop dat die dieptedosis vir 6 MeV X-strale 0,5% hoër is op 10 cm as die B.J.R. waarde, terwyl die waarde vir die 8 MeV 0,5% laer was as die B.J.R. waarde. Aangesien die B.J.R. se waardes 'n akkuraatheid het van $\pm 1.5\%$ en die eksperimentele waardes $\pm 2\%$ akkuraat is kan die ooreenkoms as goed beskou word. Deur die energie te standardiseer kan nou vergelykings getref word tussen plaaslike resultate en die soos elders verkry.

4.3 ELEKTRON-DIEPTEDOSISMETINGE EN ENERGIE KALIBRASIE

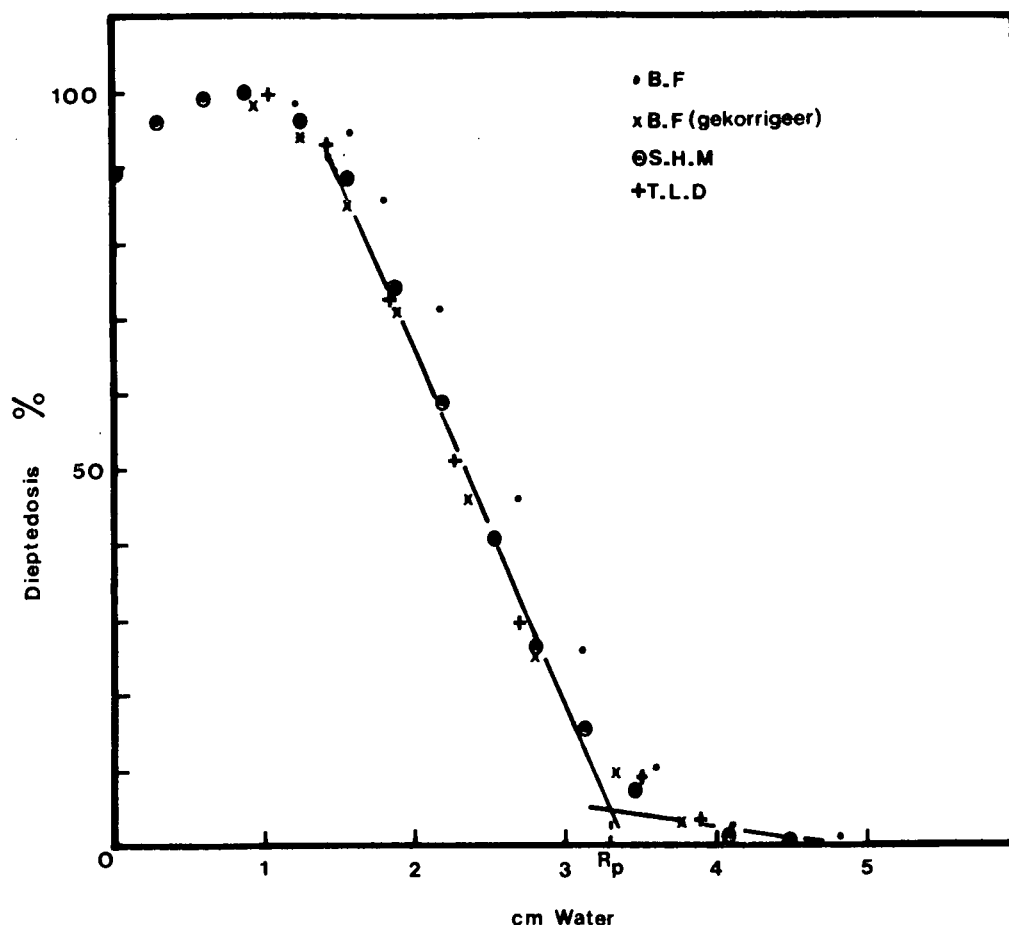
Die elektron-dieptedosis is bepaal met behulp van 'n S.H.M.-ekstrapolasiekamer. Die kamer se elektrodes bestaan uit dun aluminium foelie en die skeiding tussen die elektrodes is ongeveer 1 mm. Deur polistireen plate met 'n dikte van 1,52 mm op die dosiskamer te plaas is die dieptedosis bepaal. Die lesings is geneem met behulp van 'n Keithley elektrometer.

Die eksperimentele waardes vir die drie energieë word in figuur 4,2 aangetoon. Die energie van die elektron is bepaal volgens die formule $E = \frac{R_p + 0,3}{0,52}$ MeV en die volgende waardes is gevind naamlik: 9,9 MeV, 6,9 MeV en 3,9 MeV. Die berekende totale fout is 0,2 MeV per meting.



Figuur 4,2 Die elektrondosis as 'n funksie van die diepte in water.

Om die resultate wat behaal is met die ekstrapolasiekamer te kontroleer is die dieptedosis in polistireen ook bepaal met behulp van termoluminisente poeier. Die poeier is in kapsules van weefselekwivalente plastiek met 'n deursnee van 4 mm geplaas en tussen twee polistireen blokke gemonteer. Verder is die dieptedosis ook met behulp van 'n Baldwin Farmer-dosismeter met 'n deursnee van 6 mm bepaal. Die resultate van bogenoemde metinge word in figuur 4,3 aangedui tesame met die waardes soos bepaal met die ekstrapolasiekamer.



Figuur 4,3 Elektron dieptedosis as funksie van diepte in water soos bepaal met T.L.D., die S.H.M.-ekstrapolasiekamer en die Baldwin Farmer-dosismeter. Die gekorrigeerde Baldwin Farmer lesings word aangedui deur X.

Die groot afwyking van die Baldwin Farmer waardes kan toegeskryf word aan die 6 mm deursnee van die kamer. Die waardes soos aangetoon is gemeet vanaf die middelpunt van die dosiskamer. Wanneer egter die lengte van die straal van die ionisasiekamer afgetrek word van die diepte in die materiaal, word die waardes verkry wat

baie goed met die van die T.L.D. en ekstrapolasiekamer ooreenstem.

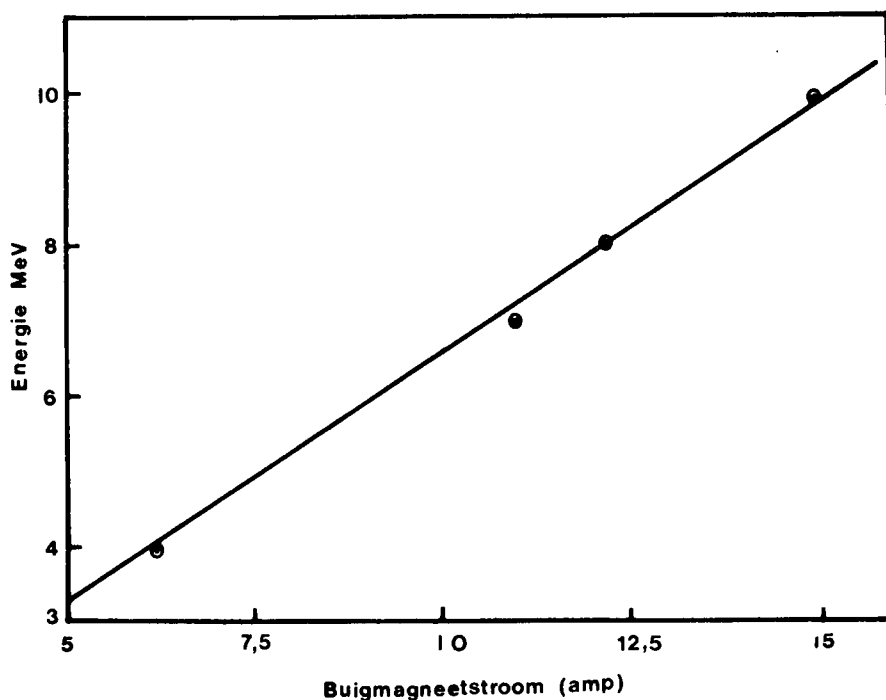
Nadat die energieë van die X-strale en elektrone bepaal is, is al die parameters van die versnellers vir rekord doeleindes genoteer. Gedurende die weeklikse kalibrasie, of na reparasie, word die waardes gekontroleer, sodat konstante dieptedosiswaardes verkry kan word. Die procedure is noodsaaklik aangesien die isodosiskurwes wat gebruik word vir die radioterapie-beplanning eenmalig opgestel word en in die beplanningsrekenaargeheue gestoor word. Deur bogenoemde weeklikse kalibrasie is gevind dat die versneller parameters so min varieer dat die dieptedosis op 10 cm nooit meer as 0,5% van die oorspronklike ingestelde waarde van die B.J.R. verskil nie. Die aanname dat die isodosiskurwes konstant bly is dus geregverdig.

4.4 DIE BUIGMAGNEET SE KALIBRASIE

Die versnellingsbuis van die lineêre versnellers is gemonteer teen 'n hoek van 9° met die horisontale vlak. Om elektron- of X-straalvelde in 'n vertikale rigting te verkry moet 'n buigmagneet gebruik word. Die versnellers in die studie gebruik 'n buigmagneet van 261°

om die bundel vertikaal te buig. Ander vervaardigers gebruik 'n 90° buigmagneet. Aangesien die elektron-energie 'n funksie van die buigmagneetstroom is, kan die energie van die straling na willekeur verander word deur die korrekte buigmagneetstroom te selekteer.

Met die elektron-energieë hierbo bepaal tesame met die 8 MeV X-straal waarde is 'n grafiek geteken van die energie teen die buigmagneet stroom. Die verloop word in figuur 4,4 aangetoon.



Figuur 4,4 Die verloop van die energie E (MeV) as 'n funksie van die buigmagneetstroom I (ampère).

Die data is gepas aan 'n reguitlyn met die formule:

$$E = a_0 + a_1 I$$

deur middel van 'n lineêre regressie analise. Die volgende waardes is gevind en word tesame met die standaard afwykings aangedui:

$$\begin{aligned} a_0 &= 0,07; & s_0 &= 0,04 \\ a_1 &= 0,66; & s_1 &= 0,01 \end{aligned}$$

Die standaardafwyking van die skatting van y op x naamlik:

$$s_{y.x} = 0,16$$

Die parameter r^2 wat 'n maatstaf is van die passing word gegee deur:

$$r^2 = 1$$

wat op 'n besondere goeie passing aandui.

4.5 VELDPLATHEID EN -ASIMMETRIE

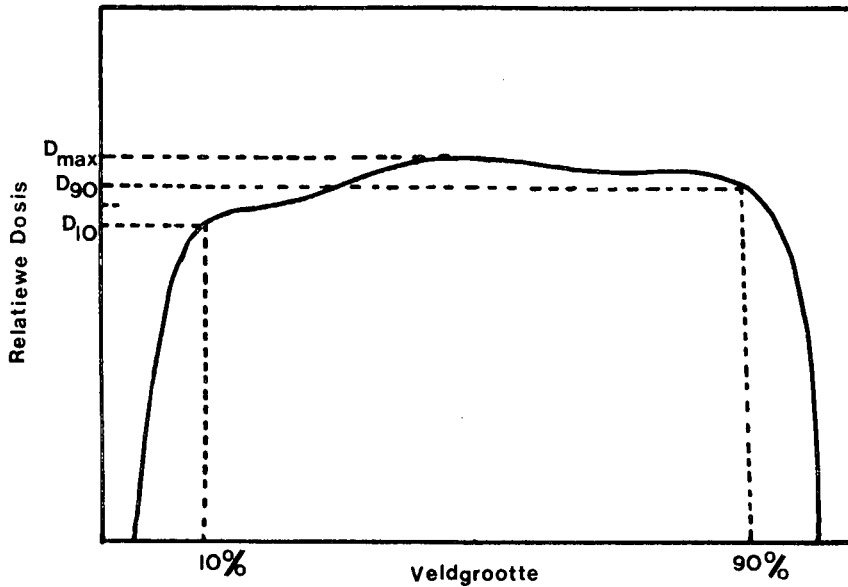
Die platheid en simmetrie van 'n X-straal- of elektronveld word as volg gedefinieer aan die hand van figuur 4,5.

$$\text{Veldasimmetrie} = \frac{(D_{90} - D_{10})}{D_m} \times 100\%$$

$$\text{Veldplatheid} = \frac{D_{\max} - D_m}{D_m} \times 100\%$$

waar $D_m = \frac{D_{90} - D_{10}}{2}$

Die waardes word bepaal op 'n diepte van 10 cm in die medium vir X-strale en op die diepte van D_{max} vir elektrone.



Figuur 4,5 Die relatiewe dosis as 'n funksie van veldwydte.

Die waardes wat toegelaat word volgens internasionale standarde is:

Veldplatheid = $\pm 3\%$ en

Veldasimmetrie = $\pm 0,5\%$.

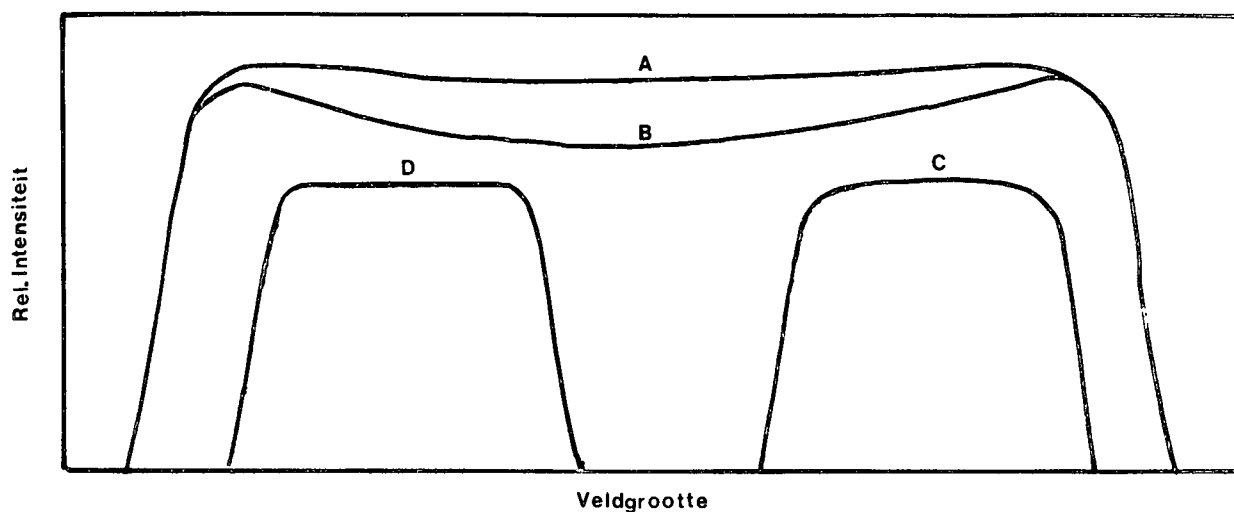
Die veldplatheid en simmetrie word bepaal deur die posisie en vorm van die veldverplattingsfilter. Die buigmag=

neetstroom of magnetron R.F.-uitset sal ook die veld=
simmetrie in die invlak (van katode - anode) beïnvloed.
Laasgenoemde parameters het geen invloed op die simme=
trie in die dwarsvlak rigting nie tensy die buigmagneet
fisies sou skuif.

Die veldplatheid en -simmetrie is bepaal deur die skan=
deermeganisme van die Toshiba-isodosistekenapparaat te
gebruik. Die dosiskamer is in water beweeg op 'n diepte
van 10 cm in die geval van 8- en 6 MeV X-strale. Vir
die elektronvelde is die dosiskamer bedek met 'n ronde
perspex dop van die korrekte dikte sodat die metings op
 D_{max} gemeet kon word. Aangesien die X-Y registreerder
van die Toshiba-isodosistekenapparaat nie geskik is vir
die metinge nie, is die dosiskamer se uittree gekoppel
aan 'n Keithley-elektrometer wat op sy beurt gekoppel is
aan 'n Philips 8100 y-t papier registreerder.

Die resultate van die metinge vir die 6 MeV versneller
word in figuur 4,6 aangedui. Die veldplatheid vir 'n
 $35 \times 35 \text{ cm}^2$ veld was $\pm 1,6\%$. Die asimmetrie in die in=
vlakrigting was $\pm 0,4\%$. In die dwarsvlakrigting was
die asimmetrie verwaarloosbaar. Vir 'n $10 \times 10 \text{ cm}^2$
veld was die asimmetrie in beide rigtings onbeduidend.

Die X-straalveldplatheid vir die 8 MeV versneller was
 $\pm 4,7\%$. Die waarde is onaanneemlik en 'n nuwe filter
is van die vervaardigers bestel. Die waarde van die

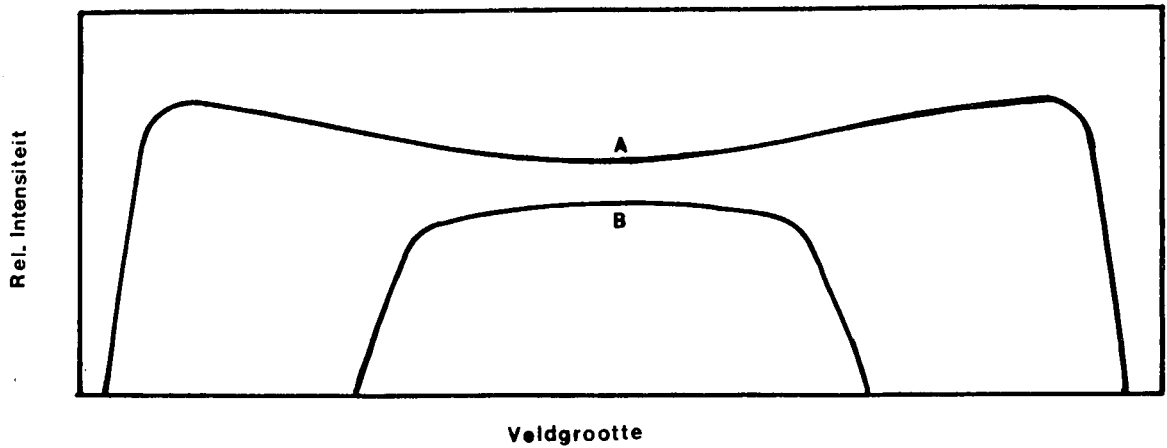


Figuur 4,6 Die relatiewe intensiteit van die 6 MeV X-straal veld as 'n funksie van veldgrootte. Kurwes A en B is die relatiewe intensiteit vir 'n 35 x 35 cm² veld in weefsel en in lug respektiewelik en kurwes C en D is die relatiewe intensiteit vir 'n 10 x 10 cm² veld in weefsel en lug respektiewelik.

platheid met die filter verkry was $\pm 4,0\%$. Die veldasimmetrie was onbeduidend. Aangesien die veldverplattingsfilter op 'n roterende skyf beweeg, sodat verskillende filters vir verskillende energieë geselekteer kan word, dui dit op 'n uitstekende presiesheid by die inposisie-plasing van die filter by elke energie seleksie.

Die elektronveldplatheid word in figuur 4,7 aangedui.

Die elektron veldplathede en asimmetrie word in tabel 4.1 weergegee.



Figuur 4,7 Die figuur toon 'n 7 MeV elektronveld van 20 x 20 cm² (a) en van 10 x 10 cm² (b).

TABEL 4.1: VELDPLATHEID EN -ASIMMETRIE VAN ELEKTRONVELDE

	VELDPLATHEID	ASIMMETRIE
Veldgrootte 20x20 cms ²		
Energie 10 MeV	± 2,9%	± 0,6%
7 MeV	± 2,2%	± 0,4%
4 MeV	± 1,5%	± 0,1%
Veldgrootte 10x10 cms ²		
Energie 10 MeV	± 1,3%	± 0,6%
7 MeV	± 5%	± 0,3%
4 MeV	± 8%	± 1%

Die rede waarom die groter velde platter is moet toegeskryf word aan die groter verstrooiing van die elektrone in die lug en die gevolglike groter verstrooiing vanaf

die binnewande van die perspex kollimator.

4.6 UITSETFAKTORE

Aangesien die dosis vir X-strale en elektrone in die megavolt gebied op D_{maks} gemeet word, kan die konvensionele metode om die lugdosis te meet en te kombineer met die terugverstrooiingsfaktore nie gebruik word nie. Die uitsetfaktor word gedefinieer as die verhouding van die dosis op diepte D_{max} vir 'n $10 \times 10 \text{ cm}^2$ veld, tot die dosis op diepte D_{max} vir die besondere veld onder beskouing.

Vir die bepaling is die ionisasiekamer op D_{maks} gemonteer en die veldgrootte ingestel op $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Die versnellers is toe gekalibreer vir 'n dosistempo van 200 rad/min. Die meting sluit dus terugverstrooiing in. Die veldgrootte is verder gevarieer van $3 \times 3 \text{ cm}^2$ tot die maksimum veldgrootte van die versneller en die uitset van die versneller geneem. Die verloop van die uitsetfaktore as 'n funksie van veldgrootte word in tabel 4,2 uitgebeeld. Met behulp van die faktore is dit moontlik om tydtabelle vir die versnellers op te stel, sodat die tyd vir enige bepaalde dosis en veldgrootte maklik bepaal kan word.

Die eksperimentele waarde verskil minder as 1,5% van

die waardes soos gepubliseer in die British Journal of Radiology Suppl. 11.

TABEL 4

UITSETFAKTORE

VELDGROOTTE IN CM ²	3x3	3x5	10x10	15x15	20x20	25x25
8 MeV X-strale	0,92	0,95	1,00	1,02	1,03	1,04
6 MeV X-strale	0,95	0,97	1,00	1,01	1,03	1,04
10 MeV elektrone	0,71	0,92	1,00	0,97	0,93	0,86
7 MeV elektrone	0,65	0,85	1,00	0,97	0,94	0,87
4 MeV elektrone	0,45	0,76	1,00	0,99	0,95	0,88

4.7 DIE UITSET VAN DIE VERSNELLERS

Beide versnellers se uitset is op 200 rad/min ingestel. Die akkuraatheid van die instelling moet beskou word as die akkuraatheid van die substandaard dosismeter. Die dosismeter is deur die W.N.N.R. gekalibreer en die fout op die apparaat word as beter as 1,5% aangegee. Die versneller se terugvoer-meganisme is in staat om die uitset akkurater as 1% te reguleer. Langtermyn variasies sal wel voorkom en wel as gevolg van temperatuur en lugdruk veranderinge. Die versnellers beskik nie oor meganismes om vir die variasies te kompenseer nie. Aangesien die kamer luggereël is, sal die temperatuur variasies klein wees en bly slegs die druk oor waarvoor nie

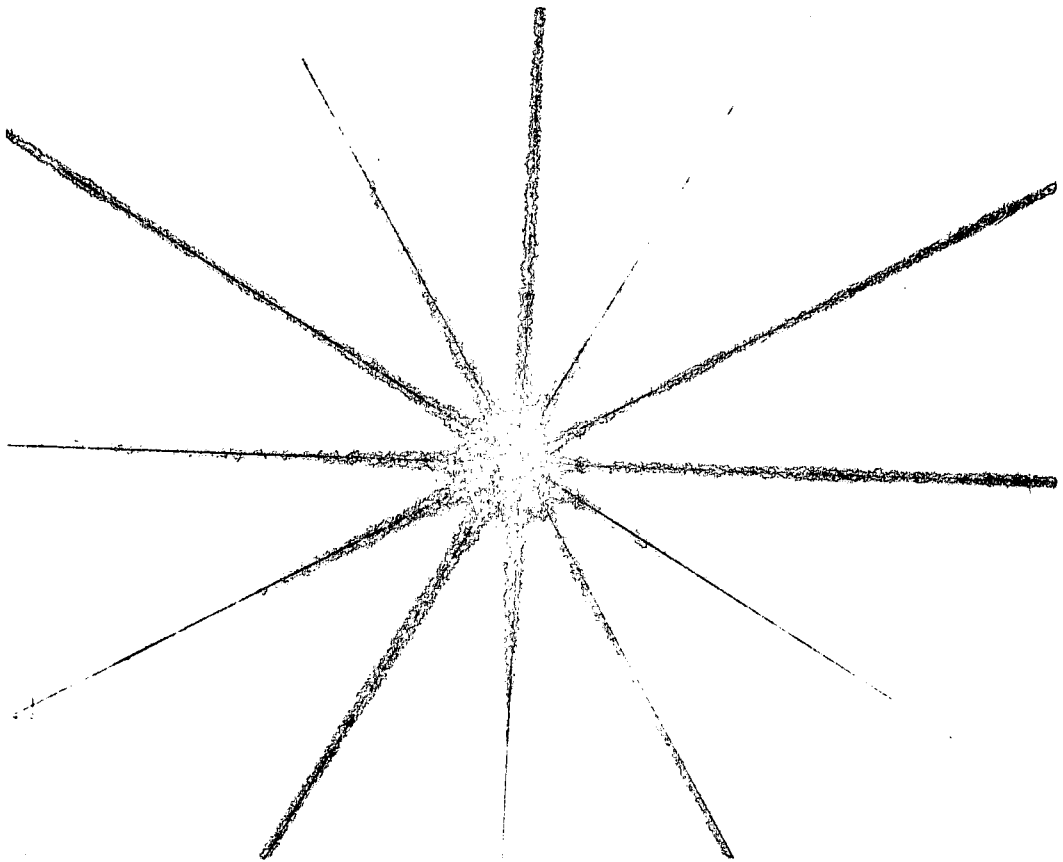
verantwoord is nie. Die maksimum druk variasie mag 10 mm wees wat 'n fout van 10 dele in 650 of 1,53% beteken.

Addisionele oorsake van dosisvariasie is frekwensieveranderinge as gevolg van die kanteling van die magnetron. Die versneller is egter in staat om volledig vir die variasies te kompenseer. Om die meting te doen is 'n Philips-ionisasiekamer op die isosenterpunt van die versneller gemonteer. Die dosiskamer is aan 'n papierregistreerder gekoppel sodat die dosistempo terwyl die versneller geroteer is direk op papier geregistreer is. Hieruit kan enige variasie in dosistempo as gevolg van die versneller se rotasie bepaal word.

4.8 ISOSENTRISITEIT

Aangesien 'n groot mate van die sukses van bestraling van die akkuraatheid van die letsel lokalisering, en die presiesheid waarmee die bestraling toegedien word, afhanklik is, is dit noodsaaklik dat die versneller se posisionering na rotasie absoluut herhaalbaar is en dat die isosenter van die versneller akkuraat bepaal word en nie verander met tyd nie. Die isosenter of rotasiepunt van die versneller is bepaal deur 'n X-straalfilm vertikaal te monteer op die rotasiepunt. Die film is vervolgens met 'n baie smal bundel op verskillende hoeke

bestraal. Die snypunt van die smalbundels lewer dan die isosenter van die versneller. Eksperimenteel is vasgestel dat die variasie van die isosenterpunt binne ± 1 mm lê, sodat dit aan die vervaardiger se spesifikasie voldoen.



Figuur 4,8 Die figuur toon 'n X-straalplaat bestraal met verskeie smal X-straalbundels vir die bepaling van die isosenter of rotasiepunt van die versneller.

4.9 DIE X-STRAAL- EN LIGVELD OOREENKOMS

Die versnellers gebruik 'n ligveld vir die akkurate opstelling van die X-straalvelde. Om ooglopende redes

is dit noodsaaklik dat die lig en X-straalvelde presies moet ooreenkom. Die ooreenkoms word gemeet op twee veldgroottes naamlik $10 \times 10 \text{ cm}^2$ en $25 \times 25 \text{ cm}^2$. Die X-straalfilm word gemerk presies volgens die X-straal veldgrootte en die ligveld word dan op die merke opgestel. Die film is bestraal met X-strale en ontwikkel. Die afwyking van die X-strale van die ligveld is direk waargeneem en gemeet. Deur 'n verstelling van die ligbron en spieël was dit moontlik om die lig- en X-straalvelde se afwyking minder as $\pm 1 \text{ mm}$ te maak.

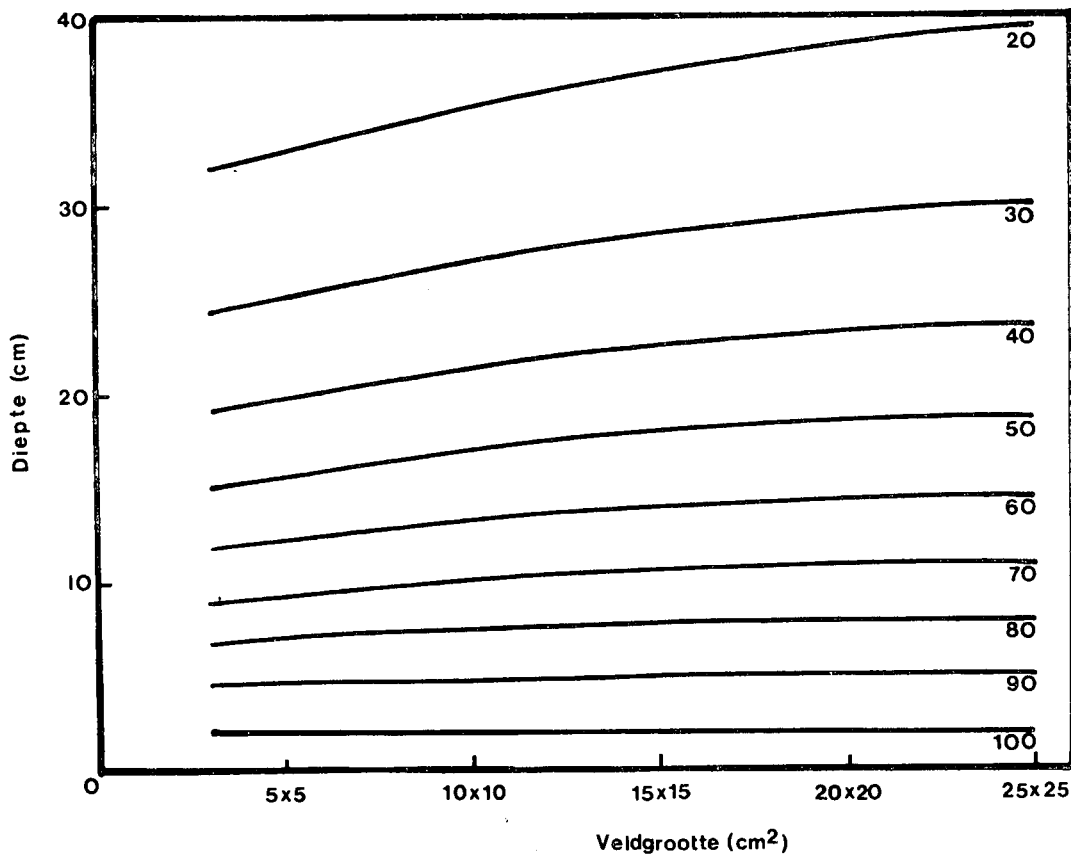
4.10 X-STRAAL-KONTAMINASIE VAN DIE ELEKTRONVELDE

Aangesien die elektrone die versnellingsbuis deur 'n dun kopervenster verlaat en deur 'n loodverstrooier van 0,25 mm beweeg om die bundel oor 'n groot oppervlakte te verstrooi, bestaan daar die moontlike probleem van X-straal-kontaminasie van die elektronbundel. Konvensioneel word die X-straal-komponent van 'n elektronveld op 'n diepte van 10 cm gemeet in 'n weefselekwivalente absorbeerder. Op die diepte is die elektron-komponent volledig geabsorbeer en word dus net X-strale gemeet. Die hoogste persentasie kontaminasie wat gemeet kon word was 0,5%.

4.11 ISODOSISDISTRIBUTIES

Die isodosiskurwes is bepaal met behulp van 'n Toshiba isodosismeetapparaat met 'n gemodifiseerde venster diskriminator.

Aangesien dit onprakties is om alle moontlike veldgrootte se distribusies te bepaal, is die grafiek in Figuur 4,10 gekonstrueer op volskaal grootte. Die dieptes van die isodosis-dekrementlyne langs die sentrale as, word as 'n funksie van die vierkantveldgrootte gestip, vanaf die isodosisdistribusies vir vierkantvelde, soos bepaal met die isodosismeetapparaat. Wanneer die dosisdistribusie van 'n onbekende veldgrootte verlang word, word die ekwivalente veldgrootte bepaal volgens die formule van Sterling⁽³⁷⁾.



Figuur 4,9 Die diagram toon die diepte van die dosis-dekrementlyne (in present) as 'n funksie van veldgrootte vir 8 MeV X-strale.

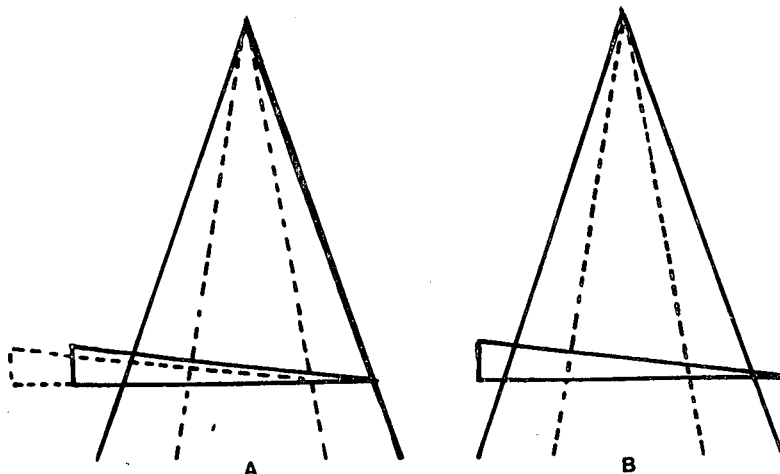
Die diepte waardes vir die dieptedosis dekrementlyne op die sentrale as word nou vir die ekwivalente veldgrootte van die grafiek bepaal en die korrekte veldwydte se isodosiskurwes word op die punte gepas. Beskou die spesiale geval van 'n $4 \times 11 \text{ cm}^2$ veld. Die ekwivalente veldgrootte is $(5,87)^2 \text{ cm}^2$. Die diepte-afstande vir die dosis-dekrementlyne word nou bepaal vir die $5,87 \times 5,87 \text{ cm}^2$ veldgrootte. Die isodosiskurwes van of 'n $4 \times 4 \text{ cm}^2$ veld of 'n $11 \times 11 \text{ cm}^2$ veld kan nou op die datapunte gepas word afhange van die vlak waarin die dosisdistribusie verlang word.

Daar is twee metodes vir die gebruik van wigfilters vir die verkryging van wigvelde.

In die een metode word die dun kant van die wigfilter tot op die rand van die verlangde veldgrootte geskuif. In die tweede metode word die wig vas gemonteer en slegs die veldgrootte deur die wig gevarieer. Die twee moontlikhede word in figuur 4,10 geïllustreer.

Die voordeel van die eerste metode is, dat dit altyd die maksimum dosis deurlaat en tweedens dat feitlik enige wydte veldgrootte moontlik is. Die nadeel van die metode is egter dat die metode hierbo beskryf vir die bepaling van die isodosisdistribusies van onbekende velde, nie gebruik kan word nie. In die praktyk is gevind dat slegs 'n

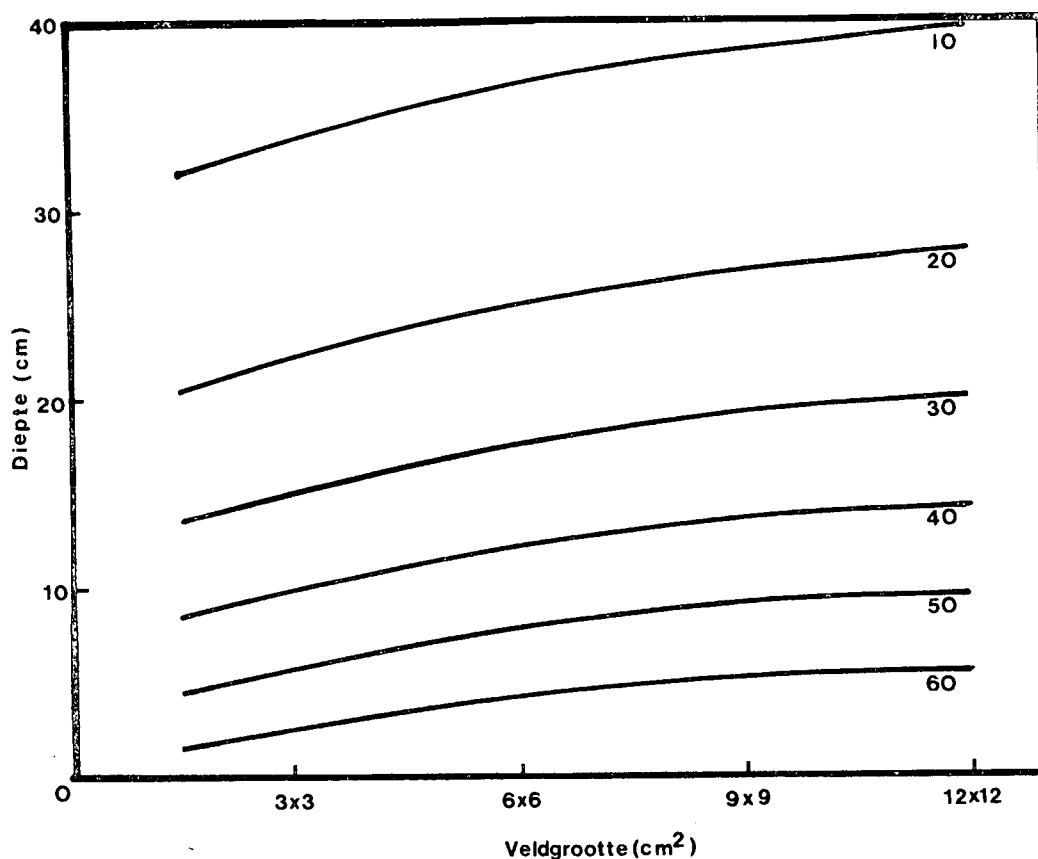
beperkte wydte wigveld gebruik word en verder is die dieptedosis met megavolt-versnellers nie 'n wesentlike probleem nie. Figuur 4,11 dui die verband van 'n 45° wig aan tussen die dieptes van die isodosis dekrement=lyne en die ekwivalente veldgrootte.



Figuur 4,10 Die twee maniere om wigvelde te verkry:
(a) Die wig word geskuif t.o.v. die veldgrootte en
(b) Die wig bly vas en slegs die veldgrootte varieer.

Enige moontlike grootte wigveld, binne die bestek van die kurwes, se isodosisdistribusie kan dus vinnig en akkuraat op die metode hierbo beskryf, bepaal word.

Soortgelyke grafieke soos aangetoon in Figuur 4,11 is opgestel vir die 60° -, 30° - en 15° wigvelde.



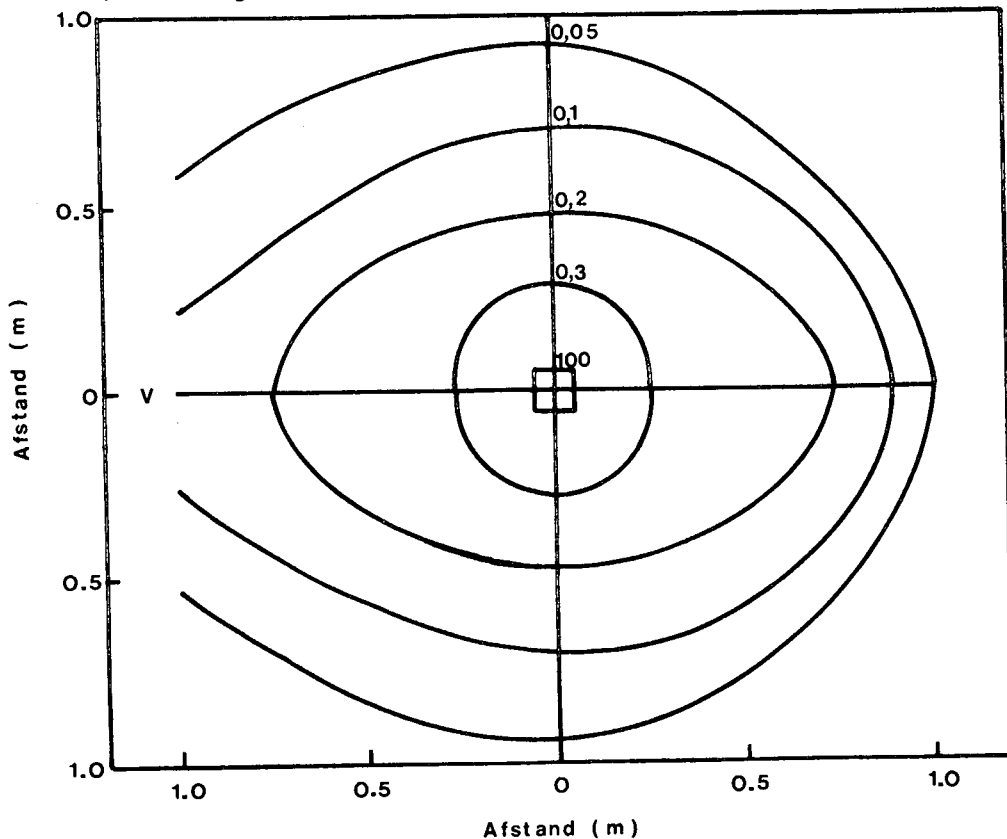
Figuur 4,11 Dui die dieptes van die isodosis-dekrement=lyne as 'n funksie van die ekwivalente veld, vir 'n 45° wigfilter aan.

4.12 X-STRAALVERSTROOIING BUIITE DIE X-STRAALBUNDEL

Dit is uiters belangrik dat die kollimatorsisteam die X-straalbundel beperk tot die verlangde grootte. Verder moet die versneller-kop en X-straalskyf goed genoeg afgeskerm wees sodat die pasiënt nie onnodige bestraling kry nie. 'n Ander bron van verstrooide straling is die versnellingsbuis self. Van die elektrone van die bundel mag teen die wand van die versnellingsbuis bots met die

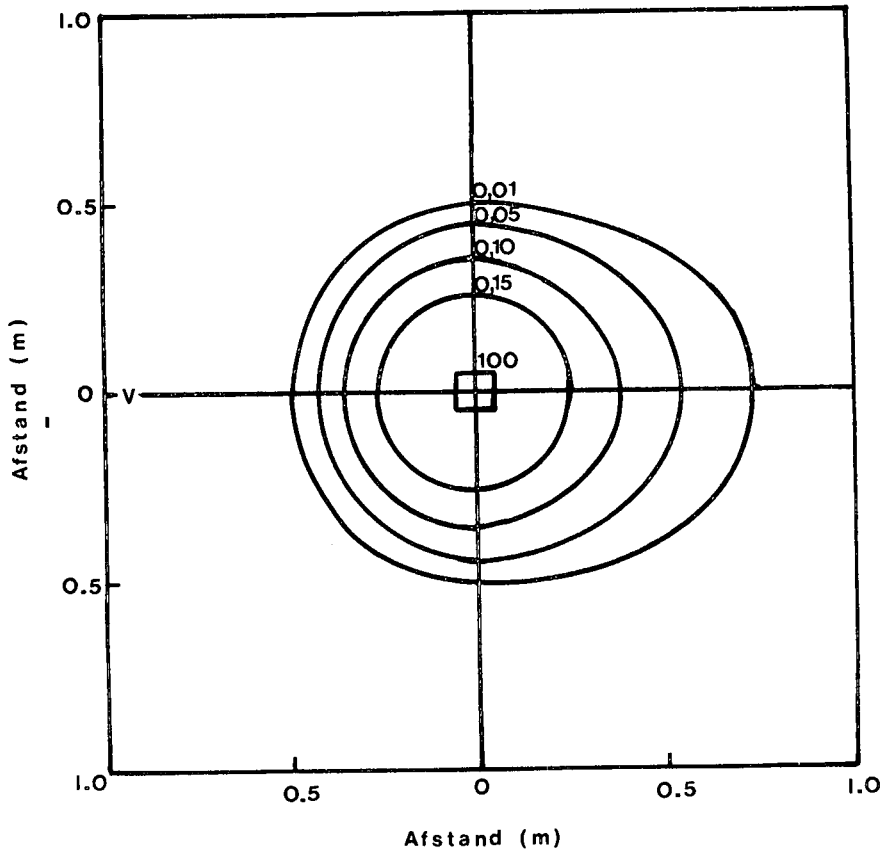
vorming van X-strale.

Om die verstrooiing te meet is die Rando Alderson fantoom (menslike grootte pop van weefselekwivalente materiaal) met 'n $10 \times 10 \text{ cm}^2$ veld bestraal. Die dosis buite die veld is toe bepaal met behulp van Philips kondensator-tipe dosimeters, op 'n diepte D-max in die weefsel. Die resultate van die metinge vir die 8 MeV versneller word in figuur 4,12 aangetoon.



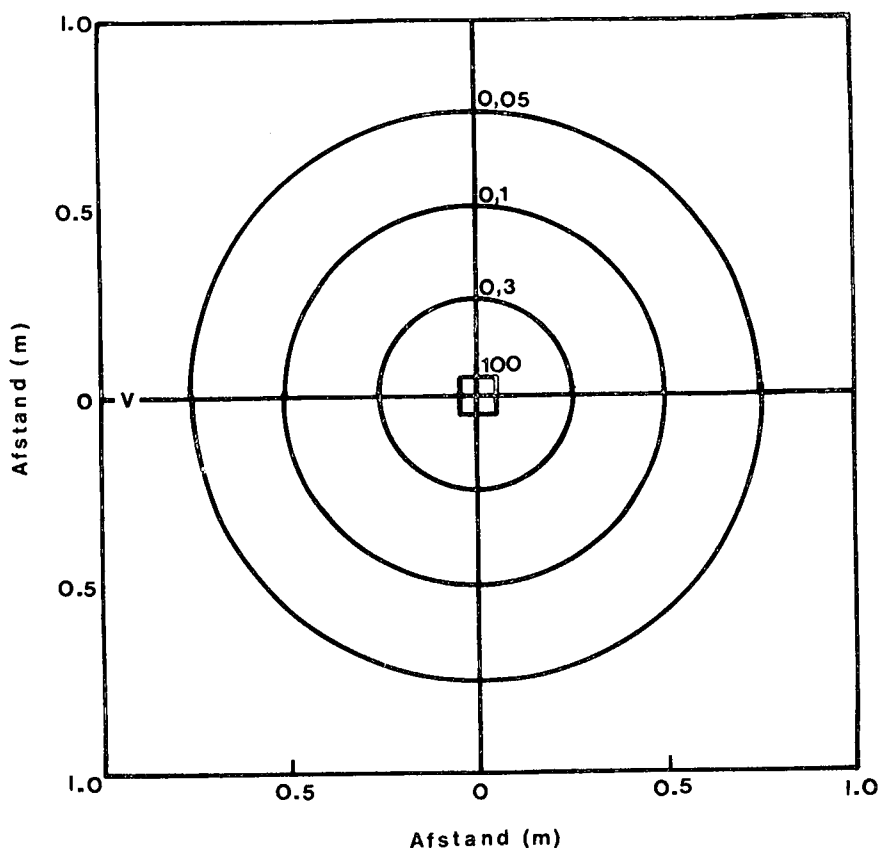
Figuur 4,12 Die persentasie isodosislyne buite 'n $10 \times 10 \text{ cm}^2$, 8 MeV X-straalveld van die Mevatron VIII in terme van die gegewe dosis in die veld self. Die X-straalveld is aangedui deur die vierkant en die dosis as 100%. Die posisie V is die versneller-raam en dus die posisie van die elektron geweer. Die X-straalshyf en kollimator is reg bokant die aangeduide posisie van die X-straalveld.

Dieselfde metinge is gedoen vir 'n elektronveld van 10 MeV aangesien die verstrooiing van die verskillende energieë van 4,7 en 10 MeV, 'n maksimum sal wees vir 10 MeV. Die resultate word in figuur 4,13 aangetoon.



Figuur 4,13 Die persentasie isodosislyne buite 'n $10 \times 10 \text{ cm}^2$ elektron veld van 10 MeV gelewer deur die Mevatron VIII versneller. Die veld is vierkantig en 100%. Die raam en dus elektrongeweer is by V.

Die eksperiment is ook op die Mevatron VI herhaal vir 6 MeV X-strale. Die resultate word in figuur 4,14 afgebeeld.



Figuur 4,14 Die persentasie isodosislyne om 'n 10×10 cm^2 X-straalveld van 6 MeV van die Mevatron VI versneller. Die veld word met die vierkant aangedui en die versneller raam met V.

Wat die verstrooiing buite die kamers wat die versnellers huisves, is die hoogste dosistempo wat gemeet is 1 mrad per uur. Die vlak is heelwat laer as die maksimum waarde van 2,5 mrad per uur wat vir stralingswerkers toegelaat word. Daar is gevind dat die radiofrekwente veld van die versnellers die dosiskamers beïnvloed en hoër lesings gee. Om die fout te elimineer is die elektrongeweer afgeskakel en die metinge herhaal met die radiofrekwente veld alleen. Sodoende kon die X-straalcomponent van die dosismeter lesings bepaal word.

HOOFSTUK 5

DIE FISIËSE EIENSKAPPE VAN ELEKTRONBUNDELS

5.1 INLEIDING

Groot elektronvelde word dikwels gebruik vir heelliggaamsbestraling van Mycosis Fungoides en ander oppervlakkige letsels. Om die rede is dit noodsaaklik om die fisiese eienskappe van die elektronbundels te ken. Elektrone is onderhewig aan beide verstrooiings- en afremmingseffekte sodat dit verwag kan word dat die fisiese eienskappe van elektrone en X-strale sal verskil.

Die huidige kennis omtrent groot elektronbundels is redelik beperk. Uitgebreide werk is op potloodbundels gedoen en heelwat literatuur op die gebied is beskikbaar^(38, 39, 40, 41, 42).

Verskeie wiskundige teorieë is opgestel oor veelvuldige verstrooiing, elektron-afremming en elektron-energie-verlies prosesse^(43, 44, 45, 46). Die teorie van elektron-absorpsie in lug is slegs onlangs op 'n vaste fondament geplaas deur Lewis⁽⁴⁵⁾ en Spencer⁽⁴⁷⁾ wat die resultate van die energie-verlies-teorie van Bethe⁽⁴³⁾ gekombineer het met die teorie oor elastiese verstrooiing van Rutherford en Mott⁽⁴⁸⁾. Al die teorieë handel egter oor potloodbundels. In wat volg is die fisiese parameters van groot

elektronvelde, geskik vir heelliggaamsbestraling, ondersoek en die resultate is vergelyk met die voorspelde waardes soos verkry uit bostaande teorieë.

5.2 DIE ENERGIEVERLIES VAN ELEKTRONE

Die oorspronklike teorie oor elektron-verstrooiing is opgestel deur Bethe^(43, 44). Die teorie is gebaseer op die Born-benadering toegepas op swaar deeltjies wat met die atomêre elektrone in wisselwerking tree. In die teorie word die differensiële-strooiingsdeursneë vir die proses waarin 'n swaar deeltjie energie oordra aan die atomêre elektrone, gegee deur die kwadraat van die matrikselement van die Coulomb-wisselwerking tussen die begin- en die eindtoestande. Vlakgolwe is gebruik vir die golffunksies van die invallende en verstrooide deeltjies met kinetiese energieë E en $E' > E$ respektiewelik. Die toestand van die atoom word beskryf deur 'n onversteurde golffunksie vir die grondtoestand en na die botsing deur 'n golffunksie vir die opgewekte toestand. Deur die deursneë vir 'n gegewe energieverlies te vermenigvuldig met die energieverlies en deur oor alle moontlikhede te sommer kan 'n uitdrukking afgelei word vir die gemiddelde energieverlies per eenheidspadlengte.

Die Born-benadering vereis dat die amplitude van die verstrooide golf klein moet wees ten opsigte van die invallende golf. Die voorwaarde⁽⁴⁹⁾ waaraan die invallende deeltjie moet vol=

doen om die Born-benadering te bevredig is:

$$\frac{Ze^2}{hv} \ll 1 \quad \dots\dots\dots 5.2.1$$

waar Ze die lading en v die snelheid van die deeltjie is. Die voorwaarde word goed bevredig deur klein ladings en groot snelhede soos byvoorbeeld in die geval van hoë energie elektrone.

Onder die voorwaardes kan die gemiddelde energieverlies per sentimeter padlengte gegee word deur:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 e^4 z^2}{mv^2} NB \quad \dots\dots\dots 5.2.2(a)$$

$$B = Z \ln \frac{2mv^2}{I} \quad \dots\dots\dots 5.2.2(b)$$

waar N die aantal atome per kubieke sentimeter is, Z die kernlading van die verstrooier-atoom en I die gemiddelde opwekkingspotensiaal van die atoom. Die term $-\frac{dE}{dx}$ heet die stuitvermoë van die strooiingsmateriaal en die dimensielose getal B heet die stuitfaktor.

Aangesien formules 5.2.2 vir swaar deeltjies afgelei is en nie direk vir elektrone geld nie, moet die formule gewysig word. Die eerste wysiging wat aangebring moet word, behels die vervanging van die $2mv^2$ term in die log met mv^2 . Die verandering is nodig omdat die gereduseerde massa van 'n twee-elektronsisteam $\frac{1}{2}m$ is, terwyl die gereduseerde massa

van 'n proton en 'n elektron essensieël dieselfde is as die massa van 'n elektron⁽⁵⁰⁾. Vergelyking 5.2.2 word dus:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{mv^2} NZ \ln \frac{mv^2}{I} \dots\dots\dots 5.2.3$$

Die uitdrukking is egter nog nie volledig nie, aangesien die ononderskeibaarheid van die invallende- en die verstrooide elektrone na die botsing, nie in berekening gebring is nie. Indien die elektron met die hoogste energie na die botsing, beskou word as die invallende deeltjie, is die maksimum energieverlies in enige botsing $\frac{1}{2} mv^2$ en nie $\frac{1}{2} mv^2$ nie. Met dié definisie en die Mott-verstrooiingsdeursnee vir identiese deeltjies met spin $\frac{1}{2}$, kan die energie verlies gekorrigeer word om die volgende te lewer:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 NZ}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{2I} \left(\frac{e}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots 5.2.4$$

Die vergelyking geld egter net vir nie-relatiewistiese snelhede v. Bethe⁽⁴⁴⁾ het die formule 5.2.4 aan die hand van Moller⁽⁵¹⁾ se formule vir elektron-elektron wisselwerking gekorrigeer vir relatiewistiese snelhede met die volgende resultaat:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Ne^4}{mv^2} Z \left\{ \frac{\ln mv^2 E}{2I(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right\} \dots\dots\dots 5.2.5$$

waar E die kinetiese energie van die invallende elektron is en $\beta = \frac{v}{c}$.

Die verband 5.2.5 kan ook geskryf word as:

$$- \frac{dE}{dx} = 2\pi \frac{Ne^4 Z}{mc^2} \left\{ 2 \ln \frac{2mc^2}{I} + 3 \ln \frac{1}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}} - \ln 8 + \frac{1}{8} \right\} \dots \quad 5.2.6$$

Aangesien die verstrooiing van elektrone in lug gemeet is, is dit nodig om 'n uitdrukking te vind vir die gemiddelde opwekkingsenergie van lug.

Die gemiddelde opwekkingsenergie kan verkry word uit 'n kennis van die bekende potensiale van die elektronbane wat die kern omring, met die inagneming van die aantal elektrone in elke baan:

$$Z \ln I = \sum f_j \ln I_j \quad \dots \dots \dots \quad 5.2.7$$

waar f_j die aantal elektrone in die j^e baan, en I_j die ionisasie potensiaal van die j^e elektronbaan is.

Indien die verstrooiing van elektrone in lug bestudeer wil word, is dit nodig om 5.2.7 te verander aangesien lug hoofsaaklik uit stikstof, suurstof en argon bestaan. Die korrekte formule vir die gemiddelde opwekkingspotensiaal vir lug is as volg:

$$\ln \bar{I} = \frac{\sum_i N_i Z_i \ln I_i}{\sum_i N_i Z_i}$$

waar N_i die aantal atome per kubieke sentimeter van 'n element is met atoomnommer Z_i en I_i die gemiddelde ionisasie potensiaal van die atome van die i^e soort is.

In tabel 5.1 word die stuitvermoë - $\frac{dE}{dx}$ vir drie belangrike materiale vir radioterapie, soos bereken deur Spencer⁽⁴⁶⁾ uit die formules hierbo, gegee.

TABEL 5.1

DIE STUITVERMOË VIR ELEKTRONE ($mc^2/g/cm^2$)

ELEKTRON ENERGIE MeV	POLISTIREEN	LUG	ALUMINIUM
0,01	44,55	38,80	33,25
0,10	8,06	7,172	6,362
0,50	3,974	5,533	3,206
1,0	3,626	3,256	2,973
2,0	3,666	3,301	3,031
3,0	3,781	3,410	3,141
4,0	3,886	3,508	3,237
5,0	3,975	3,591	3,318
6,0	4,054	3,664	3,390
8,0	4,181	3,783	3,506
10,0	4,283	3,878	3,598

Die gemiddelde opwekkingspotensiaal gebruik deur Spencer was as volg:

Polistireen:	I_H	=	15,6	eV
	I_C	=	76,4	eV
Lug	:	I_{N_2}	=	80,5 eV
		I_{O_2}	=	92,0 eV
		I_A	=	207 eV
Aluminium	:	I_{Al}	=	150 eV

'n Effek wat inaggeneem moet word by die berekening van die stuitvermoë is die polarisasie van die medium wat ontstaan as gevolg van die ionisasie van die medium deur die invallende elektrone. Die effek is ondersoek deur Fermi⁽⁵²⁾ Halpern⁽⁵³⁾ en Sternheimer⁽⁵⁴⁾.

Sternheimer het aangetoon dat die korreksie faktor wat aangebring moet word as gevolg van die elektrostatiese afskerming as gevolg van die polarisasie van die medium varieer van 0,37% vir 2 MeV elektrone tot 9,6% vir 10 MeV elektrone. Vir 100 MeV elektrone is die korreksie faktor 110%.

Elektrone mag ook energie verloor deur die opwekking van X-strale. Vir metale is die verskynsel baie belangrik en die proses word gebruik vir die produksie van X-strale. Wanneer elektrone in lug verstrooi word soos die geval is met die elektronbundel in lug tydens radioterapie is die effek nie baie belangrik nie as gevolg van die lae strooiingsdeursneë vir die (e, γ) -reaksie in lug en weefsel. Die proses sal nie verder behandel word nie, aangesien dit nie

die onderwerp van die studie was nie.

5.3 ELEKTRONVERSTROOIING

Die klassieke vergelyking vir die verstrooiing van twee gelaaide deeltjies wat bots, is die van Rutherford⁽⁵⁵⁾ naamlik:

$$d\phi = \frac{\pi^2 e^4 Z^2}{2m_0^2 v^4} \frac{\sin \theta}{\sin^4(\theta/2)} d\theta \dots\dots\dots 5.3.1$$

waar $d\theta$ die aantal elektrone is wat verstrooi is deur 'n hoek θ in die ruimtehoek $2\pi \sin\theta d\theta$. Z is die atoomgetal van die verstrooier en v die snelheid van 'n elektron.

Wanneer elektrone deur lug verstrooi word is die energie verlies min. Die dik luglaag kan dus vervang word deur 'n dun foelie van 'n swaarder materiaal en die teorie van veelvoudige verstrooiing in dun foelies op die proses toegepas word.

Verskeie teorieë waarvan die van Williams^(56, 57) die eerste was, is opgestel. Meer akkurate en volledige teorieë is sedertdien opgestel onder andere die van Snyder en Scott⁽⁵⁸⁾, Molière⁽⁵⁹⁾ en Spencer⁽⁴⁶⁾.

Die teorie van Molière word kortliks weergegee omdat dit kwalitatief die eksperimentele waardes beskryf.

Deur vanaf die Rutherford verstrooiingsformule uit te gaan en die Thomas-Fermi model vir die elektrone ingedagte te hou by die opstel van die verstrooiingspotensiaal, kan

Molière skryf:

$$f(\theta)\theta d\theta = \frac{\theta d\theta}{\theta_1^2} \int_0^\infty J\left(\frac{\theta Y}{\theta}\right) Y dY \exp\left\{\frac{Y^2}{4}(\log \frac{Y^2}{4} - b)\right\} \dots 5.3.2$$

$$\text{waar } \theta_1^2 = 0,157 \frac{Z(Z+1)z^2}{A} \frac{t}{(pv)^2} \dots 5.3.3$$

en b is 'n parameter verwant aan die aantal botsings en word gegee deur:

$$b = 2 \ln\left(\frac{\theta_1}{\theta_a}\right) + 1 - 2c \dots 5.3.4$$

waar c = 0,577 Euler se konstante is.

Die waarde θ_a word gegee deur:

$$\ln \theta_a = \lim_{k \rightarrow \infty} \left\{ \ln k - \int_0^k \frac{q(\theta) d\theta}{\theta} - \frac{1}{2} \right\} \dots 5.3.5$$

q stel in die geval die verhouding voor van die werklike tot die Rutherford-verstrooiing. Molière vind dat die afskermingshoek θ_a gegee word deur:

$$\theta_a^2 = \left(\frac{\lambda}{0,855 a_0 z^{1/3}} \right) (1,12 + 3,76\alpha^2) \dots 5.3.6$$

$$\text{met } \alpha = \frac{zZe^2}{hv} \dots 5.3.7$$

waar ze = proton lading.

Vir die oplossing van 5.3.2 voer Molière 'n nuwe parameter B in, wat die oplossing is van die transendentale vergelyking:

$$B - \ln B = b \quad \dots\dots\dots 5.3.8$$

Verder ontbind hy die vergelyking in 'n inverse mag reeks van die parameter B sodat:

$$f(\theta)\theta d\theta = \delta d\delta \{ 2e^{-\delta^2} + B^{-1} f^{(1)}(\delta) + B^{-2} f^{(2)}(\delta) + \dots \} \dots 5.3.9$$

$$\text{waar } \delta = \frac{\theta}{(\theta_1 B^{\frac{1}{2}})} \quad \dots\dots\dots 5.3.10$$

$$\text{en } f^n(\delta) = \frac{1}{n!} \int_0^\infty y dy J_0(\delta y) e^{-y^2/4} \left(\frac{y^2}{4} \ln \frac{y^2}{4} \right)^n \dots\dots 5.3.11$$

Vir klein hoeke het die eerste term in 5.3.9 dieselfde vorm as 'n Gaussverdeling. Die tweede term lewer 'n korreksie-faktor van ongeveer 10%.

Fermi⁽⁶⁰⁾ het 'n eenvoudige formule opgestel vir die hoek θ_w wat 'n maatstaf van die wydte is van die distribusie. Hy definieer θ_w as die waarde waarvoor die funksie $f(\theta_n)$ afgeneem het tot 'n waarde $\frac{1}{e}$ van die oorspronklike. Hy vind

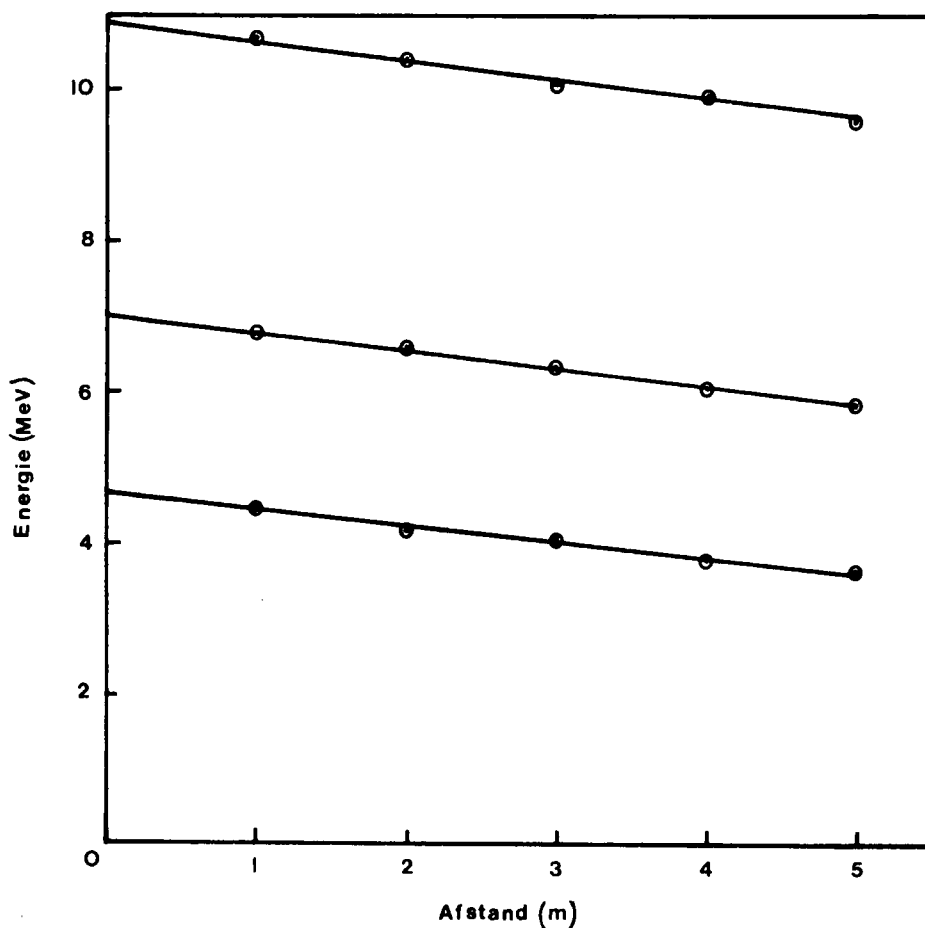
$$\theta_w = \frac{7 \times 10^3 d}{T^2} \quad \dots\dots\dots 5.3.12$$

waar d die afstand in lug in sentimeters en T die kinetiese energie van die elektrone is.

5.4 DIE EKSPERIMENTELE BEPALING VAN DIE STUITVERMOË ($-\frac{dE}{dx}$)

Die energie variasie in die versnellerkamer is met behulp

van 'n SHM-ekstrapolasiekamer gemeet. Die bekende formule $E = \frac{Rp - 0,3}{0,52}$ is gebruik om die energie E te bepaal. Rp is die reikafstand van die elektrone in cm water. In figuur 5.1 word die elektron energie as 'n funksie van die afstand vanaf die fokus van die versneller aangetoon.

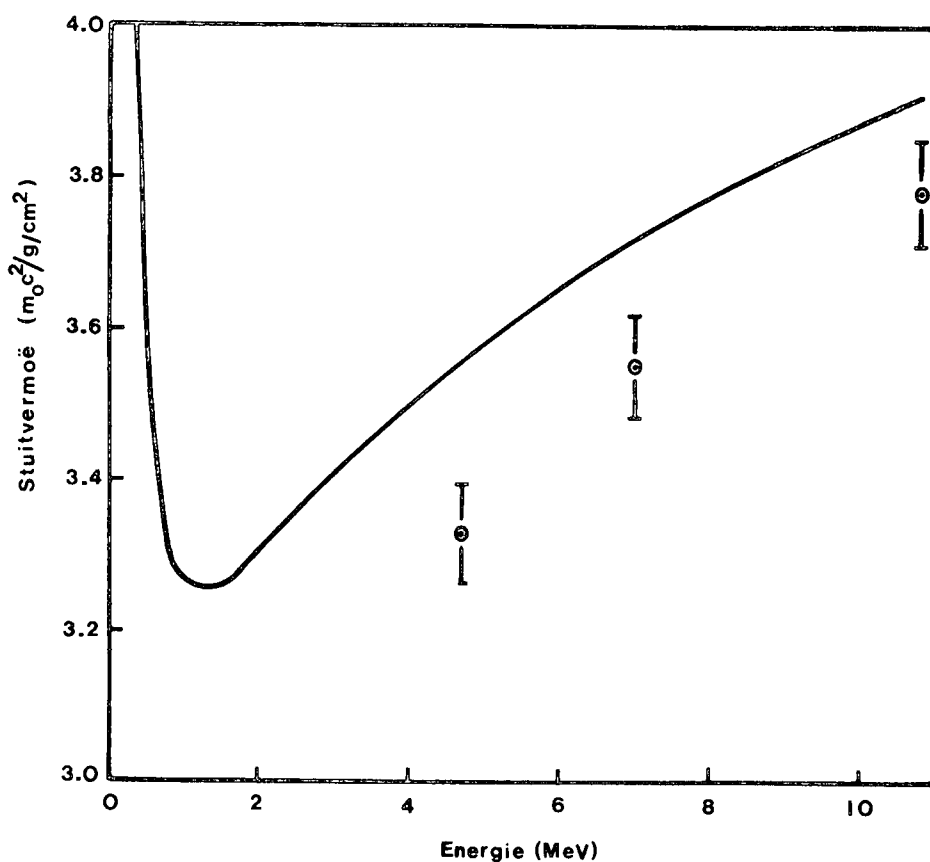


Figuur 5,1 Die variasie van die elektron energie E(MeV) as 'n funksie van die afstand in lug vanaf die fokus van die versneller.

Die eksperimentele waardes word aangedui met sirkels terwyl die reguitlyn deur die punte, 'n lineêre regressie lyn is wat op die data gepas is. Die helling van die reguitlyne is die stuitvermoë ($-\frac{dE}{dx}$). Die hellings is bepaal en ver=

werk om vergelykbaar te wees met die waardes in Tabel 5.1 soos bereken deur Spencer⁽⁴⁶⁾.

Die waardes vir $(-\frac{dE}{dx})$ vir lug is grafies teen energie uitgesit in Figuur 5,2.



Figuur 5,2 Die stuitvermoë $(-\frac{dE}{dx})$ van lug as 'n funksie van die elektron energie. Die kurwe toon die teoretiese waardes aan. Die eksperimentele waardes word met \odot 's aangedui.

Die gladde kurwe is die teoretiese waardes terwyl die eksperimentele waardes soos bepaal uit figuur 5,1 met sirkels aangedui is. Die eksperimentele waardes van $(-\frac{dE}{dx})$ by 10 MeV verskil met 3,3% van die teoretiese waarde terwyl by

4 MeV die verskil tussen die teorie en eksperiment 7,8% beloop. Die verskil in die waardes kan toegeskryf word aan die feit dat die teorie alleenlik afgelei is vir potloodbundels, terwyl in die eksperimentele opstelling, die oorspronklike veldgrootte $30 \times 30 \text{ cm}^2$ is. In 'n latere paragraaf sal 'n model bespreek word wat die afwyking vir grootvelde kan verklaar.

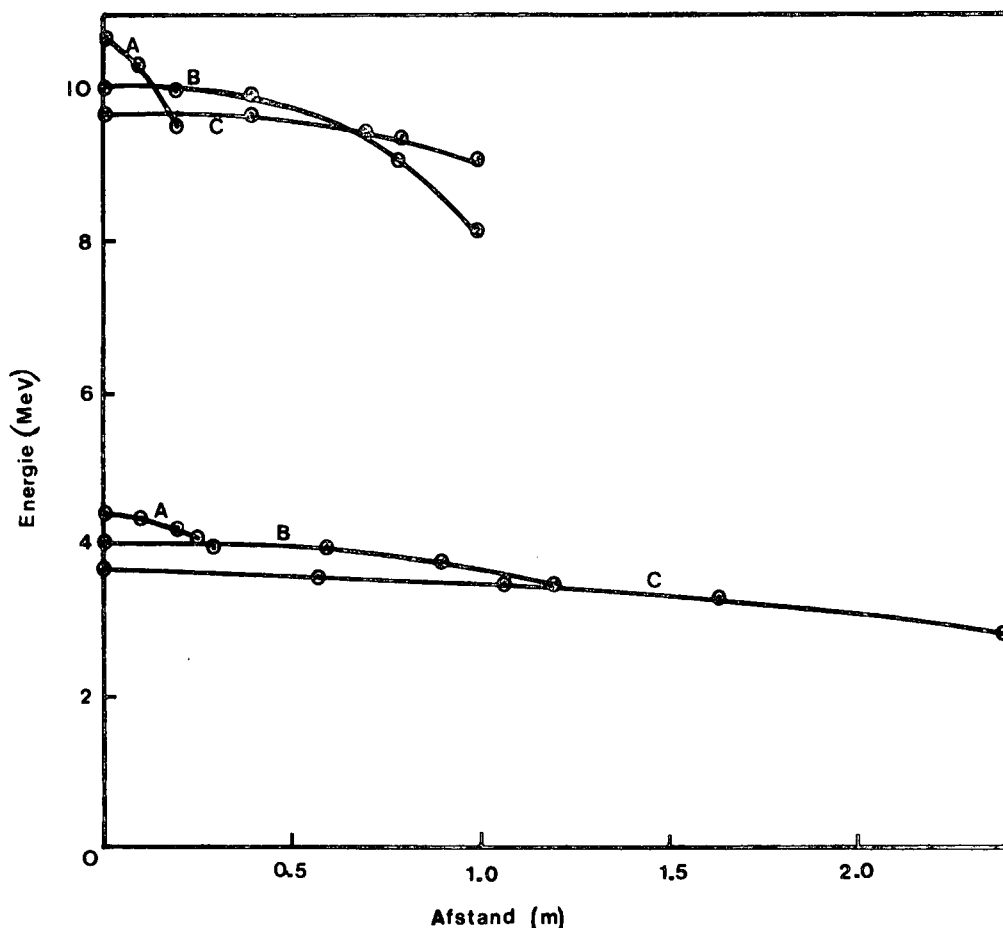
5.5 DIE RUIMTELIKE VARIASIE VAN DIE ENERGIE

Indien die energie van die elektrone langs die as van die sentrale veld gemeet word, word die verloop verkry soos aangetoon in Figuur 5,2. Uit die resultate is die stuitvermoë bepaal. Wanneer die energie op ander punte in die veld gemeet word, word gevind dat die energie nie net langs die as van die elektronveld varieer nie, maar ook in die laterale rigting. Die verandering van die energie in 'n rigting loodreg op die voortplantingsrigting word in figuur 5,3 aangetoon.

'n Interessante gevolgtrekking is dat die stuitvermoë nie in alle rigtings konstant is nie. Die waardes bereken en in figuur 5,1 aangetoon is net die waarde vir die stuitvermoë langs die sentrale as van die elektronveld.

Die groot veranderinge in energie moet toegeskryf word aan die proses van elektron-afdwaling (straggling). Die

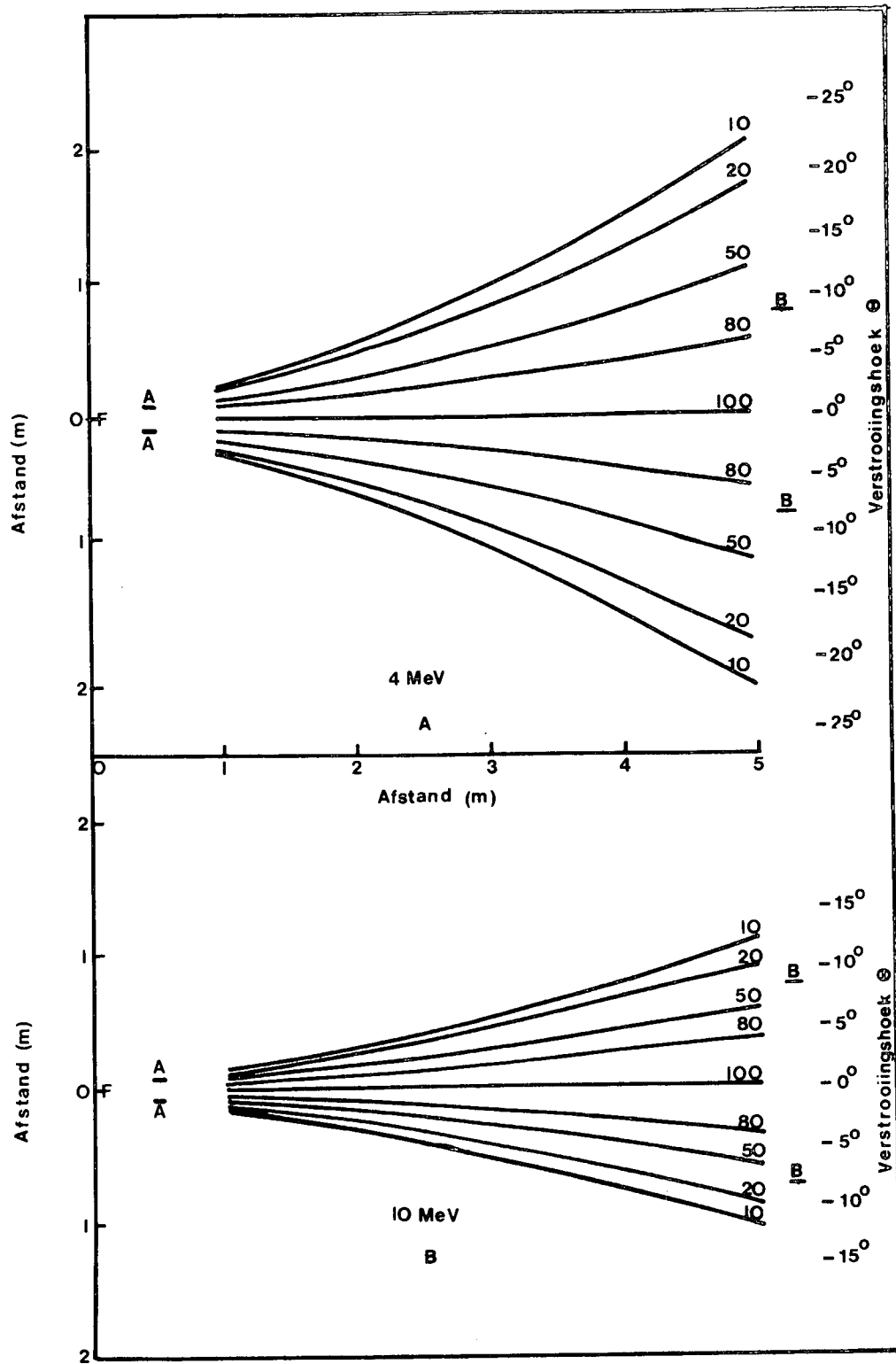
verskynsel word nie in die teorie behandel nie en dit blyk dus noodsaaklik dat dit ook beskou sal word by die opstel van 'n teorie vir grootveldverstrooiing.



Figuur 5,3 Die verloop van die energie langs 'n rigting loodreg op die voortplantingsrigting van die elektrone gemeet vanaf die sentrale as van die veld. Die kurwes A, B en C toon die verandering in energie op afstande van een, drie en vyf meter respektiewelik.

5.6 DIE RUIMTELIKE VERSPREIDING VAN DIE VERSTROOIDE ELEKTRONE

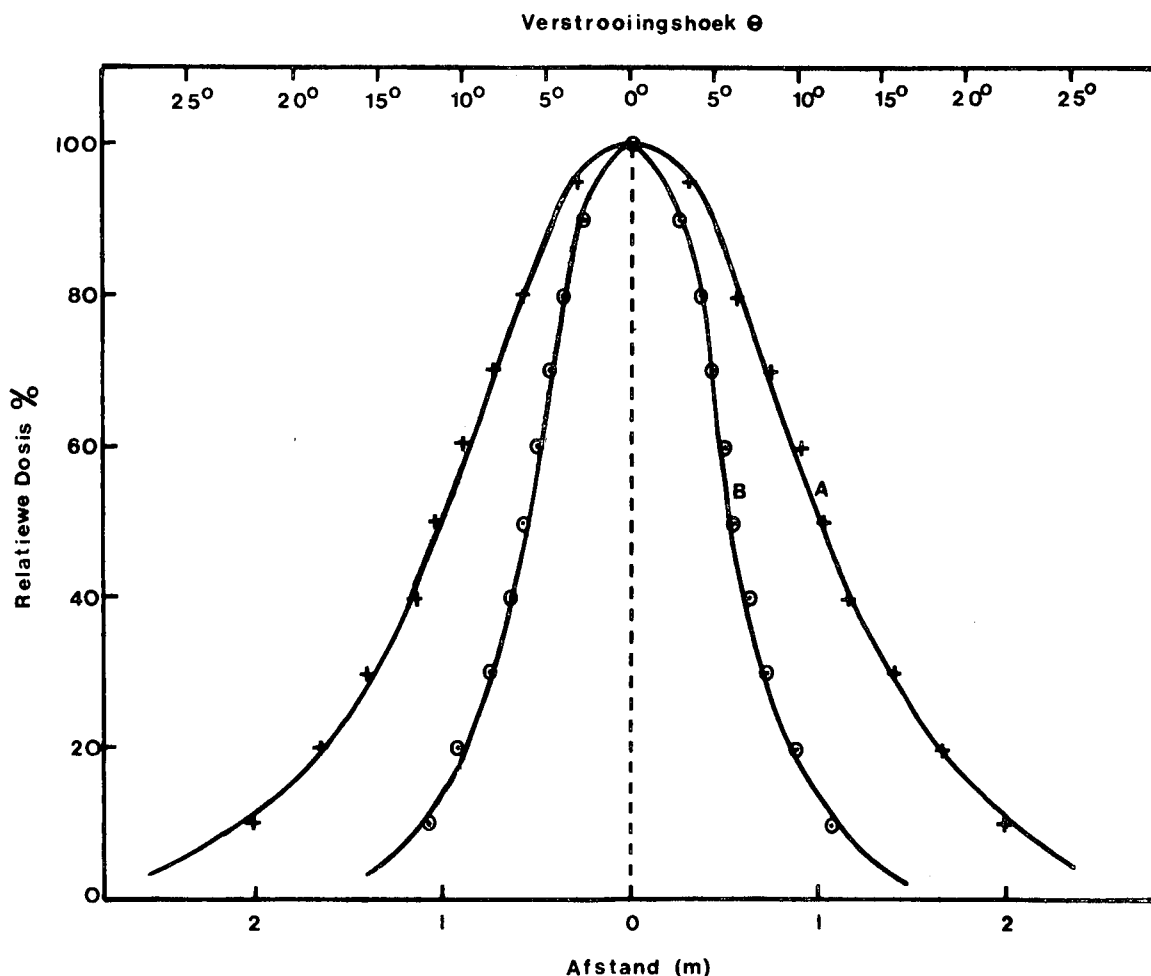
Die ruimtelike verspreiding van die elektrone as gevolg



Figuur 5,4 Die ruimtelike verspreiding van die elektron=
bundel aangedui as % dekrementlyne, as 'n funksie van die
afstand vanaf die sentrale-as van die veld. Aan die reg=
terkant is die strooihoek θ in grade aangebring. Die treg=
tervormige dekrementlyne vorm konsentrasie sirkels om die
sentrale-as van die elektronveld. F dui die fokus van die
versneller aan, terwyl A-A die werklike veldgrootte aandui
wanneer die elektrone die kollimator verlaat. B-B is die
geprojekteerde veldgrootte op 'n afstand van 5 meter vanaf
die fokus indien geen verstrooiing sou plaasgevind het nie.

van die verstrooiing in die lug is ook met behulp van die SHM-ekstrapolasiekamer gemeet. Die verstrooiing van die elektrone word in figuur 5,4 afgebeeld.

In figuur 5,5 word die bundel-profiel in die vertikale vlak op 'n afstand van 5 meter vanaf die fokus van die versneller aangetoon.



Figuur 5,5 Die relatiewe dosis in 'n vlak loodreg op die elektronbundel op 'n afstand van 5 meter vanaf die fokus. Die stippellyn dui die sentrale-as van die veld aan. Kurwe A is die bundelprofiel vir 4 MeV elektrone en kurwe B dié vir 10 MeV elektron. Op die boonste skaal word die verstrooiingshoek θ in grade aangedui.

Daar kan gesien word dat die verloop van die elektrondistribusie dieselfde is as die van 'n Gaussverdeling. Beskou nou vergelyking 5.3.12. Die teoretiese waardes van θ_w volgens formule 5.3.12 word in tabel 5.2 aangedui tesame met die eksperimentele waardes. Daar kan gesien word dat die eksperimentele waardes dieselfde neiging toon as die eksperimentele waardes naamlik: dat die hoër energie-elektrone minder verstrooi as die laer energie-elektrone.

TABEL 5.2

DIE STROOIINGSHOEK θ_w AS FUNKSIE VAN ENERGIE

ELEKTRON ENERGIE	θ_w (BEREKEN)	θ_w EKSPERIMENTEEL
10 MeV	3,16°	5,45°
4,21 MeV	24°	9,54°

5.7 VARIASIE VAN ELEKTRON INTENSITEIT MET AFSTAND

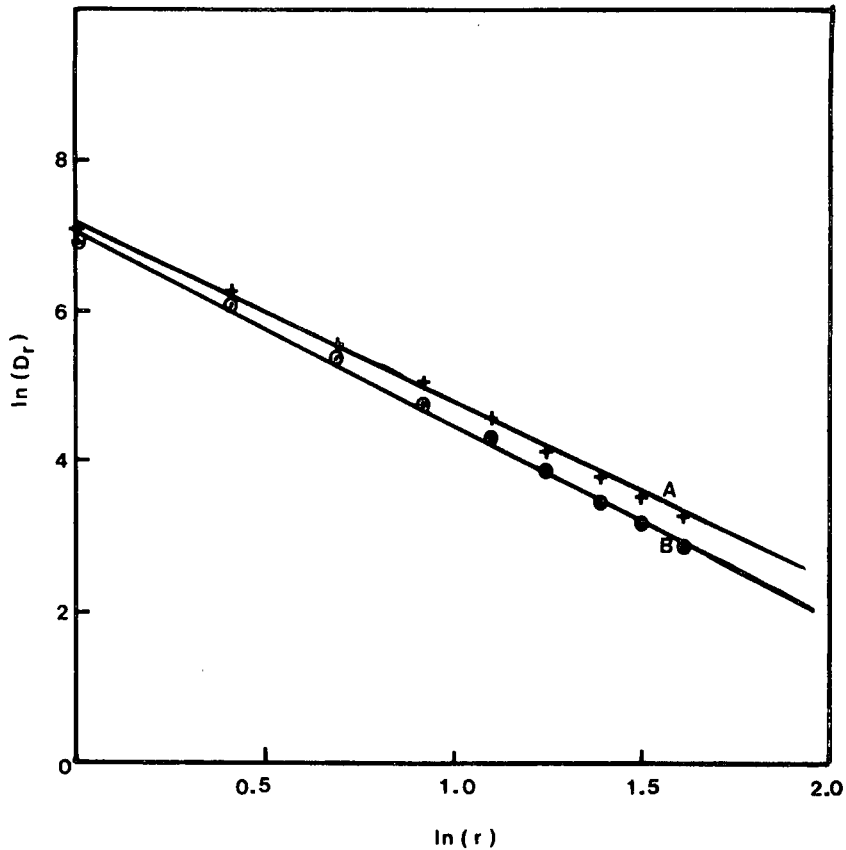
'n Faktor waarmee rekening gehou moet word by groot-elektronveld behandelinge is die verswakking van die bundel as gevolg van die verstrooiing van die elektrone. In figuur 5,7 word die dosis in lug as 'n funksie van die afstand vanaf die fokus aangetoon.

Aangesien die dosis vinniger afneem as met die kwadraat van die afstand, is die volgende verband vir die dosis gedefinieer.

$$D_r = D_1 \left(\frac{1}{r^n}\right) \dots\dots\dots 5.7.1$$

waar D_r die dosis op afstand r vanaf die fokus is en D_1 die dosis op afstand een meter vanaf die fokus. Deur beide kante die logaritme te neem word die volgende verkry:

$$\ln D_r = \ln D_1 - n \ln r \dots\dots\dots 5.7.2$$



Figuur 5,7 Die variasie van $\ln(D_r)$, die dosis op afstand r vanaf die fokus as 'n funksie van $\ln(r)$.

Die vergelyking is dié van 'n reguitlyn. Deur 'n lineêre regressie analise op die eksperimentele data te pas is die volgende waardes vir n gevind soos in tabel 5.3 aangetoon.

TABEL 5.3

DIE WAARDE VAN n AS 'N FUNKSIE VAN ENERGIE

ENERGIE	n
4,23 MeV	2,59
10 MeV	2,41

5.8 'N VOORGESTELDE MODEL VIR ELEKTRONVERSTROOING

Uit die voorafgaande is dit duidelik dat die teorie wat die verstrooiing van elektrone in potloodbundels beskryf, nie voldoende is om die verstrooiing in groot elektron-velde te beskryf nie.

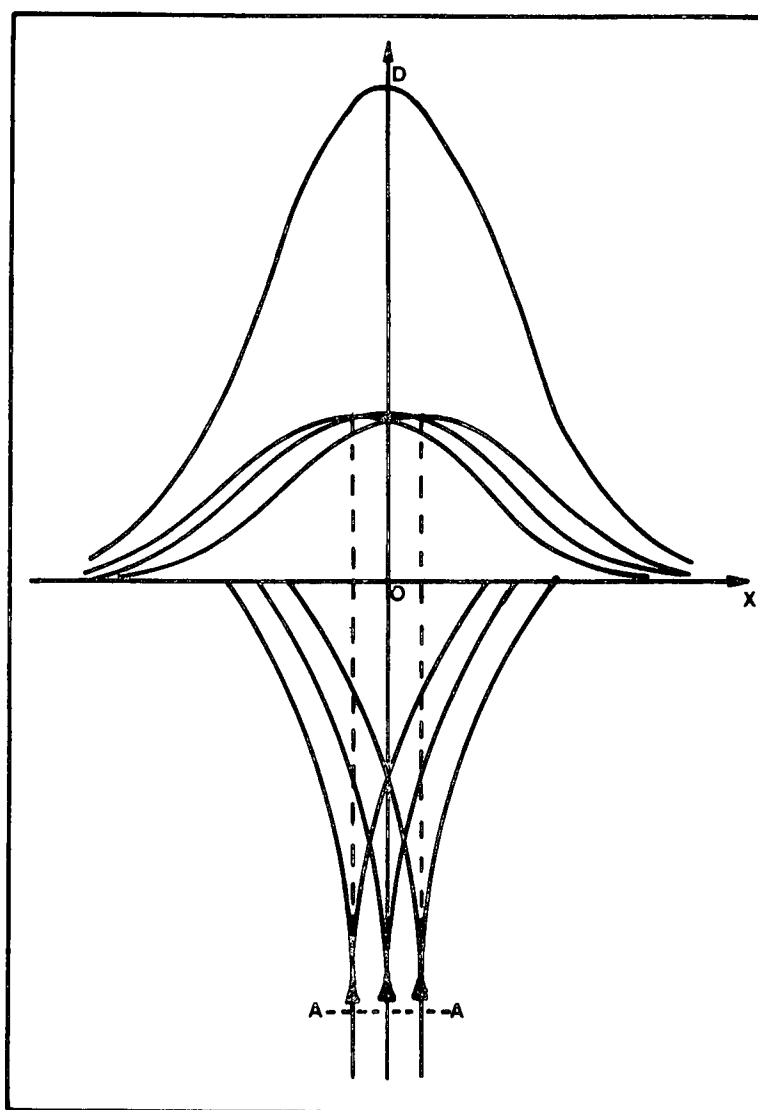
Die teorie van potloodbundels kan kwalitatief uitgebrei word om grootvelde te beskryf, deur die grootveld te beskou as saamgestel uit baie potloodbundels. Die model word grafies in figuur 5,6 aangetoon.

In sy teorie vir potloodbundelverstrooiing maak Molière

die aanname dat die verstrooiingshoek vir 'n besonder deeltjie volgens 'n Gaussverdeling varieer. Hy sommeer dan die Gaussverdelings vir al die deeltjies in die potloodbundel om weer 'n Gaussverdeling te verkry.

In die voorgestelde model word die Gaussverdelings van die elektronintensiteit van verskeie potloodbundels gesommeer om weer 'n Gaussverdeling te verkry. Die vorm van die kurwe is kwalitatief dieselfde as die van die eksperimentele waarnemings. In figuur 5,8 word die proses uitgevoer vir drie potloodbundels om een groot veld te kry.

'n Ander benadering wat gebruik kan word om die verstrooiing te beskryf is deur middel van die bekende Monte Carlo⁽⁶¹⁾ tegniek. Die metode is toegepas op fotonverstrooiing sowel as neutrone en ander deeltjies. Die logiese voortsetting van die probleem is dat bostaande model verfyn word met behulp van die Monte Carlo metode.



Figuur 5,8 'n Voorgestelde model vir elektronverstrooiing A-A dui die oorspronklike elektronveld aan wat bestaan uit drie potloodbundels. Die bundels lewer elk 'n intensiteitsverdeling met 'n Gauss-vorm. Die verdeling word in die boonste helfte van die figuur aangedui met OD die rigting van die sentrale-as van die elektronveld en OX 'n rigting loodreg op die sentrale-as.

HOOFSTUK 6

DIE DOSIMETRIE VAN HEELIGGAAMSBESTRALING MET ELEKTRONE

VIR DIE BEHANDELING VAN MYCOSIS FUNGOIDES

6.1 INLEIDING

Mycosis Fungoides⁽⁶²⁾ is 'n maligne vel toestand met die mikroskopiese voorkoms van limfosarkoom. Die siekte ontwikkel in opgehewe velplaaks wat deur verskeie stadia van ontwikkeling gaan oor 'n tydperk van baie jare. Die areas mag bloedrooi of bruin word. Die letsels is radiosensitief en is plaaslik geneesbaar, en oorlewenstye van vyftien tot twintig jaar is algemeen. Daar mag egter nuwe areas ontstaan met nuwe letsels wat herhaalde behandeling mag vereis. Sommige sterftes mag ontstaan as gevolg van sekondêre infeksie of die oorgaan van die mycosis fungoides in reticulum-sel-sarkoom.

Anderson⁽⁶³⁾ behandel die siekte toestand deur die vel met lae-energie-elektrone te bestraal. Verskeie ander klinieke^(64, 65, 66, 67, 68) behandel ook die toestand met elektron-bestraling. Aangesien die Mevatron 8 wat 4 MeV elektrone kan lewer slegs klein velde kon lewer, was die proses van heelligaamsbestraling tydrowend en vir die pasiënt 'n uiters vermoeiende behandeling.

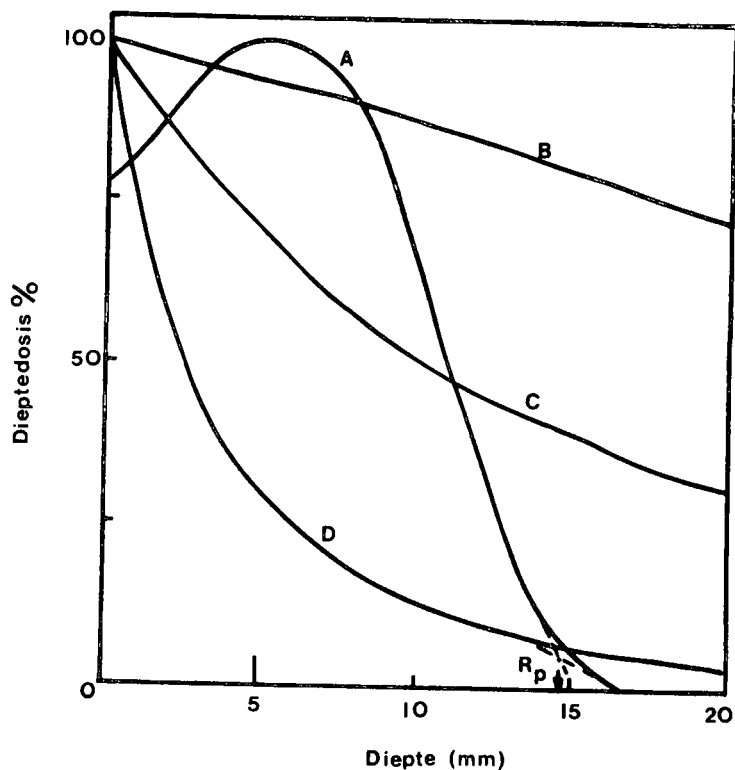
Daar is toe besluit om die versneller te wysig sodat groot elektronvelde verkry kon word.

In enige tegniek vir heelligaamsbestraling is daar twee oorwegings: Eerstens moet slegs die vel bestraal word en tweedens is dit nodig om die area so egalig as moontlik te bestraal. Om bogenoemde oogmerke te bereik is dit nodig om elektrone met energieë van 2 - 4 MeV te gebruik. Die diepte profiel van die straling bestraal die vel doeltreffend en neem baie vinnig af sodat die onderliggende weefsel en heamopoëtiese stelsel nie oormatig bestraal word nie. Figuur 6,1 toon die relatiewe diepte-dosisse en ooreenkoms tussen elektrone en sagte X-strale.

Die X-strale opgewek deur spannings wat varieer van 50 - 90 kV (0,3 - 3,0 mm Al H.W.L.) is nie geskik vir heelligaamsbestraling nie, omdat die straling of te oppervlakkig is, of te diep binnedring. Die voordele van die elektronbundel is duidelik. Daar is 'n plato wat aanvanklik redelik plat is en dan vinnig na nul afneem.

6.2 DIE FISIESE EIENSKAPPE VAN DIE ELEKTRONBUNDEL

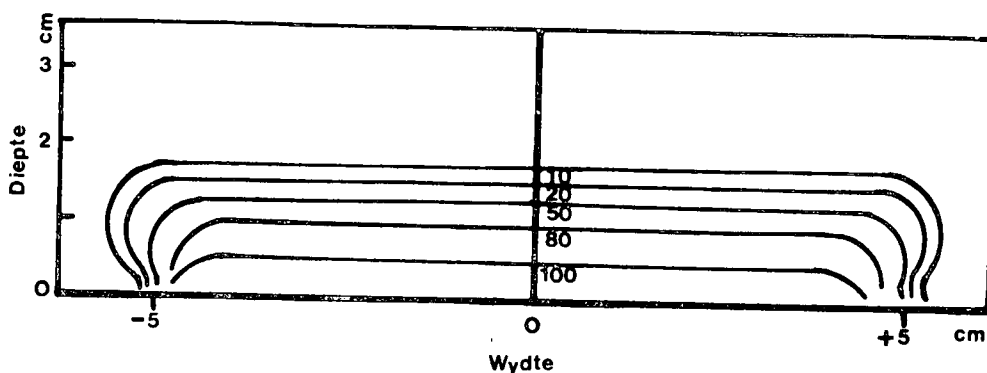
Die Applied Radiation Mevatron 8, lineêre versneller lewer elektrone met energieë van 4, 7 en 10 MeV asook X-strale van 8 MeV. Die maksimum elektron veldgroottes is $25 \times 25 \text{ cm}^2$ op 1 meter vanaf die fokus en die dosistempo 200 - 500 rad/minuut. 'n Pasiënt kan met behulp van die relatief



Figuur 6,1 Die figuur toon die persentasie-dieptedosis as 'n funksie van diepte vir verskillende tipes straling. Kurwe A toon die verloop van 3,4 MeV elektron-dieptedosis en kurwes B, C en D die verloop van die X-straaldieptedosis van X-strale met halfwaardediktes van 3,0 mm Al, 0,7 mm Al en 0,3 mm Al respektiewelik.

klein velde bestraal word maar daar mag probleme ontstaan waar die velde oorvleuel. Figuur 6,2 toon die isodosislyne vir 'n $10 \times 10 \text{ cm}^2$ elektron veld.

Die isodosislyne sprei uit onder die vel-oppervlakte sodat wanneer twee velde teenaan mekaar opgestel word, daar kolle van hoë dosis mag ontstaan. Aan die anderkant, mag koue areas op die vel-oppervlak ontstaan wanneer die velde so geskuif word dat die dosisse onder die vel, homogeen verloop.



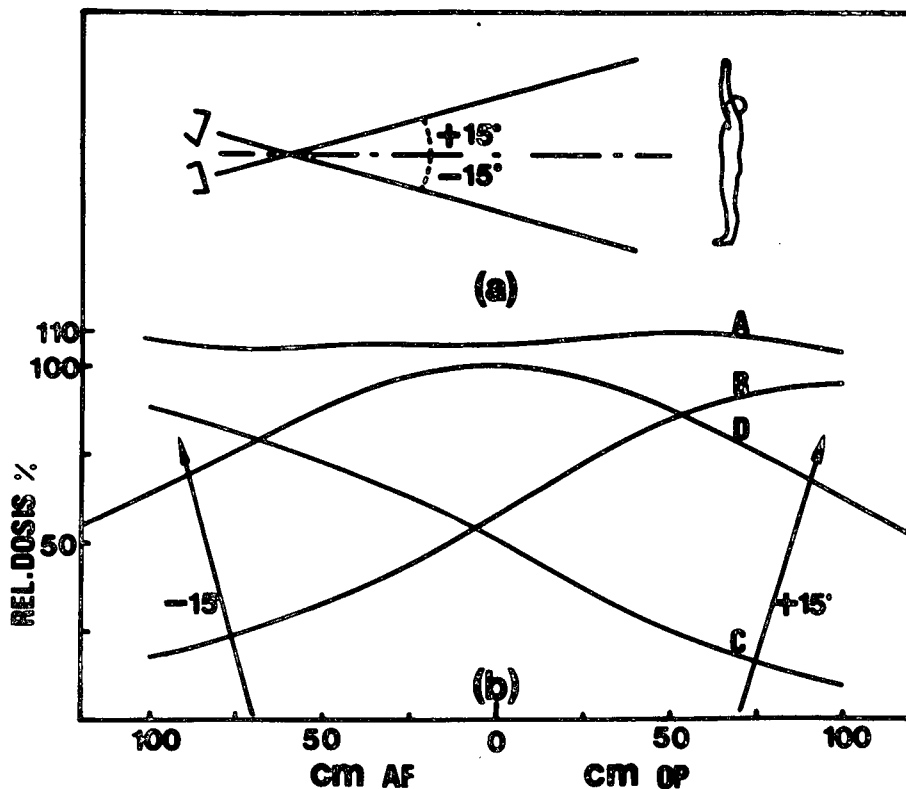
Figuur 6,2 Die isodosislyne vir 'n $10 \times 10 \text{ cm}^2$, 4 MeV elektronveld.

Om bogenoemde redes is besluit om die pasiënt met een of twee groot velde, die verlangde heelliggaamsdosis te gee. Om heelliggaamsbestraling te doen is dit nodig om 'n veldgrootte van $2 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ te gebruik. Dit word verkry deur die pasiënt 5 meter vanaf die fokus op te stel. Die bundelprofiel op die afstand is nie plat nie. (Fig. 6,3) en is glad nie geskik vir bestraling nie.

Om die veld plat te kry is van die twee-veld metode van Stanford⁽⁶⁹⁾ gebruik gemaak. Die profiel van die twee skuins- asook die resulterende som van die twee skuins velde word in figuur 6,3 aangetoon.

Die velde word met hoeke van $+15^\circ$ en -15° vanaf die horisontale vlak na die pasiënt geskiet. Die afwaartse veld dra 'n gewig van 0,9 ten opsigte van die opwaartse veld.

Die oorspronklike energie van die elektrone wat die versneller verlaat is 4,23 MeV maar soos die elektrone vanaf



Figuur 6,3 (a) toon die wyse waarop die pasiënt bestraal word deur die versneller. Figuur 6,3(b) toon die relatiewe dosis soos in die vlak van die pasiënt gemeet. Kurwe D toon die bundel-profiel vir 'n enkele horisontale veld. Kurwes B en C toon die bundel-profiel vir die +15° en -15° velde respektiewelik terwyl kurwe A die som is van kurwes B en C. Die kurwe A toon dat die resulterende veld 'n platheid het van ± 2,5%.

die versneller weg beweeg, vind verstrooiing in die lug plaas en is die elektron-energie 'n funksie van die afstand vanaf die fokus van die versneller soos aangetoon in hoofstuk 5. Daar is gevind dat die elektronenergie op 'n afstand van 5 meter afgeneem het tot 'n waarde van 3,4 MeV.

Die dosistempo van die lineêre versneller is vir normale behandelingsmetodes veranderbaar tussen 20 en 500 rad/min. Vir heelligaamsbestraling word die primêre elektron-verstrooier uit die bundel verwyder en dan word 'n dosistempo van 2500 rad/min. verkry op 1m. Die dosistempo van die elektrone vanaf die fokus verander nie volgens die omgekeerde kwadraat wet nie, maar wel volgens die verband:

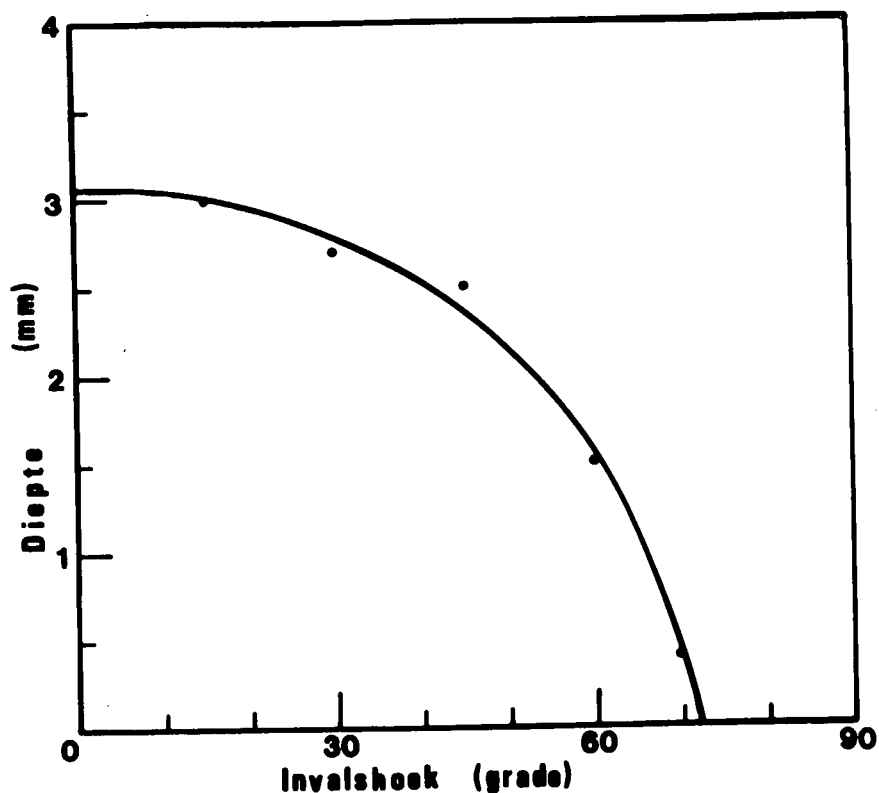
$$D_r = D_1 \left(\frac{1}{r^n}\right) \dots\dots\dots 6.2.1$$

waar D_1 die dosis op afstand 1 meter is en D_r die dosis op 'n afstand r meter vanaf die bron en $n = 2,59$ met standaard fout $\pm 0,02$.

Die kalibrasie van die dosistempo is gedoen met behulp van 'n Baldwin Farmer substandaard-dosismeter en die dosis word gespesifiseer op die diepte D_{maks} waar D_{maks} die diepte is waarby die elektron-opbou in die pasiënt 'n maksimum waarde bereik (Sien figuur 6,1).

'n Elektron veld wat loodreg op 'n oppervlak inval sal 'n maksimum opbou toon ongeveer 3 - 5 mm onder die oppervlak. Wanneer die hoek tussen die invalrigting en die invalsvlak minder as 90° is, verskuif die maksimum nader aan die oppervlakte. Die verskynsel word in figuur 6,4 aangetoon waar die maksimum dieptedosis aangetoon word as 'n funksie van die invalshoek.

In wat volg sal aangetoon word dat die pasiënt met ses



Figuur 6,4 Die grafiek toon die verloop tussen die maksimum diepte en die hoek waarteen die straling die fantoom tref. By ongeveer 72° lê die maksimum direk op die oppervlakte.

velde bestraal word. Bogenoemde verskynsel het dus tot gevolg dat 'n bepaalde punt met meer as een veld met verskillende invalshoeke bestraal word. Die dosis by die punt is die som van die bydraende velde en het tot gevolg dat die plato van die elektronveld nou vanaf die oppervlakte tot ongeveer 3 na 5 mm diepte strek. Die meting is uitgevoer deur 'n film teen verskillende hoeke te bestraal, en die verswarting met 'n digtheidsmeter te bepaal.

6.3 DIE VEILIGHEIDS ASPEKTE EN VOORSORGMAATREËLS TYDENS ELEKTRON-BEHANDELING

Aangesien die versneller geweldige hoë dosistempas uitgee

tydens heelligaamsbestraling, is die versneller voorsien van 'n spesiale sleutel sodat die primêre elektron-absorbeerder nie tydens normale behandelinge uit die bundel geneem kan word nie. Die dosistempo en totale gegewe dosis word deur die versneller gemonitor met 'n ingeboude dosiskamer en die totale dosis word ook by die pasiënt gemeet met behulp van 'n integrerende Philips-dosismeter wat by die pasiënt gemonteer word. Die dosismeter is in staat om die versneller af te skakel wanneer die verlangde dosis bereik is, indien die versneller se eie dosismeter en horlosie nie die versneller betyds afskakel nie. 'n Addisionele sekondêre-emissie-kamer word gebruik om die versneller af te skakel wanneer die versneller die ingestelde dosistempo oorskrei.

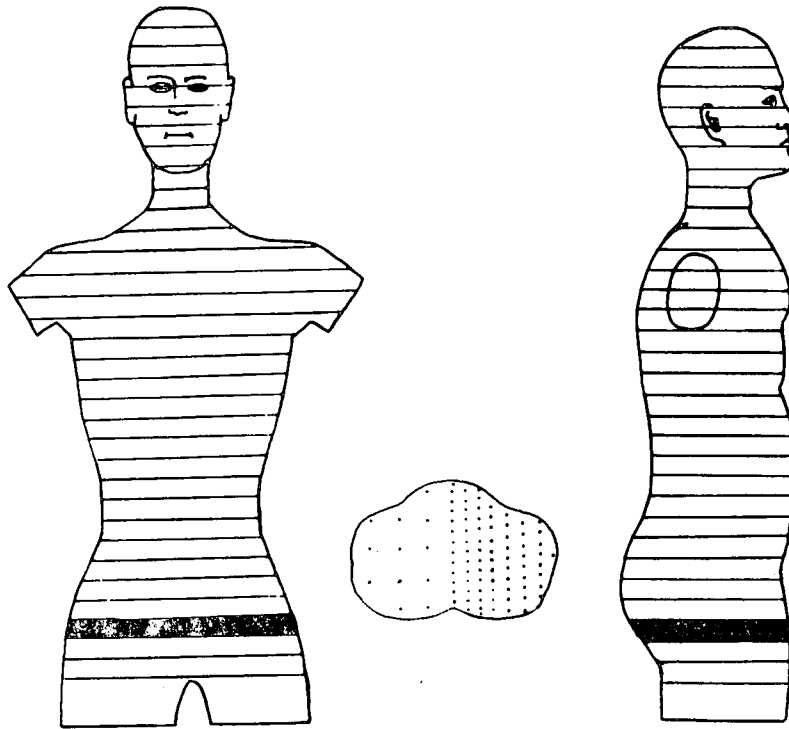
'n Geskikte skerm word ook gebruik om die pasiënt se kop en oë af te skerm tydens bestraling om epilasio en katarakte te voorkom.

6.4 DIE DOSISDISTRIBUTIE IN DIE PASIËNT TYDENS HEELIGGAAMSBESTRALING

Die studie is gedoen met 'n Rando-Alderson-fantoom. Die vorm van die fantoom word in figuur 6,5 afgebeeld.

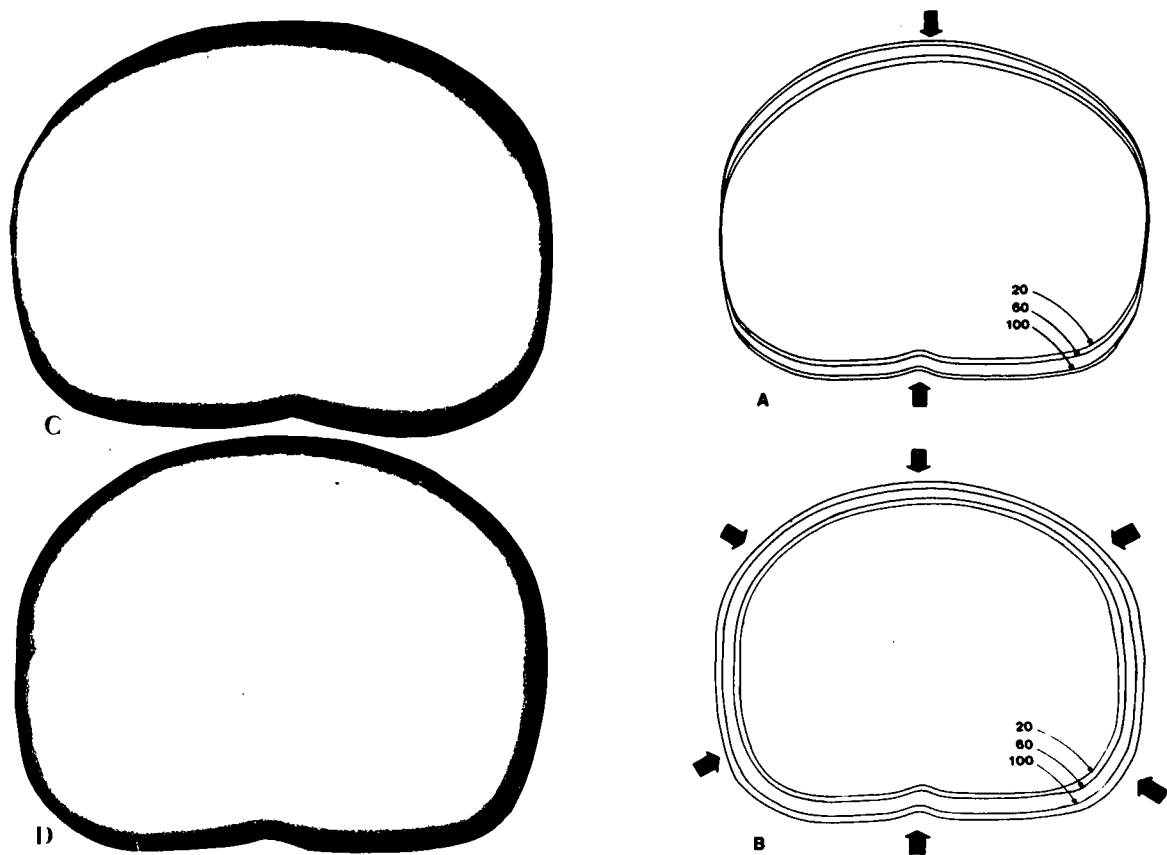
Die dosisdistribusie is gemeet deur film tussen die verskillende snitte van die fantoom te plaas. Die filmdigtheidsmetinge is gedoen met behulp van 'n N.E. Radiological

densitometer met 'n ligbron van 1,5 mm deursnee.



Figuur 6,5 Die Rando-Alderson-fantoom met snitte wat uitmekaar gehaal kan word. Die middelste afbeelding toon 'n tipiese snit met gaatjies waarin T.L.D. kapsules gelaai kan word vir dosisbepalings.

Daar is verskeie maniere om die pasiënt te bestraal. Die pasiënt kan bestraal word met twee opponerende velde, vier velde of meer. Die studie het aangetoon dat 'n kombinasie van ses velde 'n baie homogene dosisdistribusie lewer. Die metode sorg ook dat daar nie versluiserde areas op die liggaam as gevolg van afskerming deur ander liggaamsdele voorkom nie. Die ses velde word met 60° intervalle aangebring soos in figuur 6,6 aangetoon is.

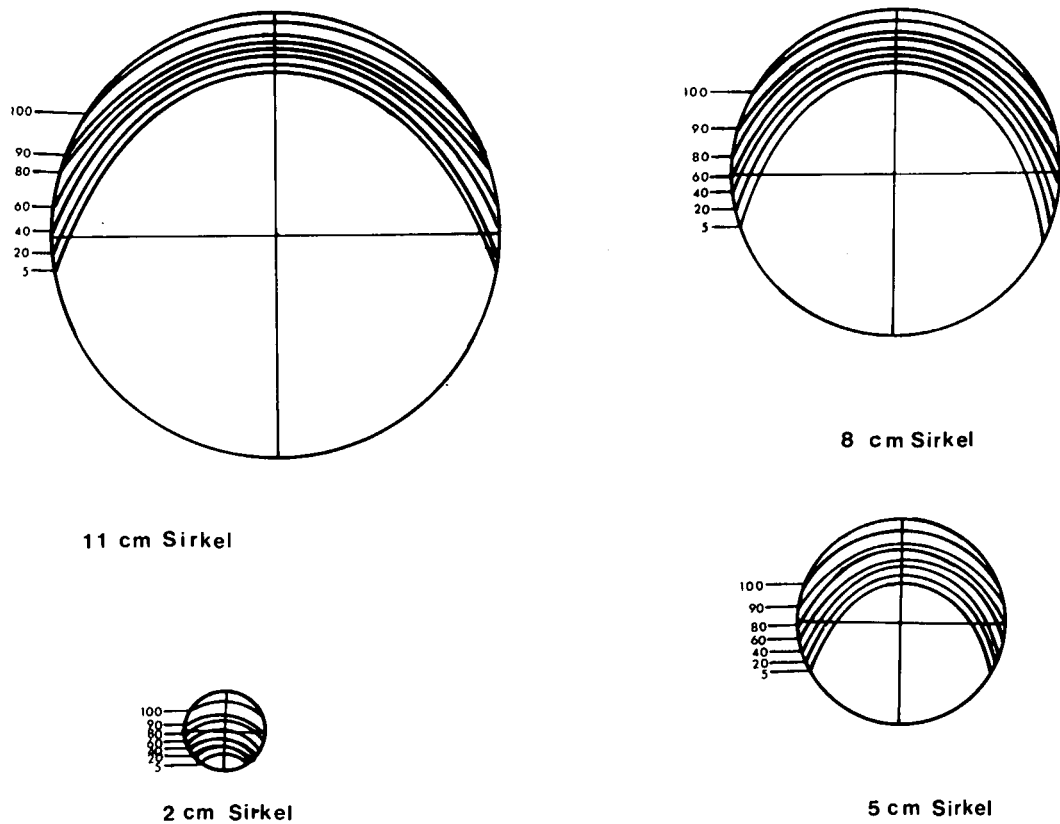


Figuur 6,6 Figuur 6,6A toon die persentasie isodosislyne vir twee velde soos gemeet op die romp van die Rando-Alderson-fantoom. Figuur 6,6C toon die X-straal film met die verswarting as gevolg van die elektrone. Figuur 6,6B toon die persentasie isodosislyne vir die sesveld tegniek en Figuur 6,6D toon die ooreenkomstig-beligte X-straalfilm.

Figuur 6,6A toon die dosisdistribusie wat verkry is vir twee opponerende velde en Figuur 6,6B vir die sesveld metode vanaf die ooreenstemmende X-straal films soos aange= toon in Figuur 6,6C en D respektiewelik.

Om vooraf 'n berekening te maak van die dosis wat 'n pa= siënt sal ontvang is sirkelvormige wasfantome met verskil= lende radii met 'n enkele veld bestraal en die isodosis=

lyne bepaal. Die dosisdistribusies vir 'n paar velde word in figuur 6,7 afgebeeld.



Figuur 6,7 Die persentasie isodosisdistribusies vir sirkelvormige velde met strale van 2, 5, 8 en 11 cm respektiewelik.

Die dosisverdelings word aangewend om die dosisverdelings in 'n willekeurige liggaamsvorm te beskryf. 'n Sirkel met die geskikte straal word sodanig op die liggaamskontoor gelê dat die invalrigting van die bundel en die van die veld op die sirkel ooreenkom. Die proses word ook vir die ander velde aangewend en rekenkundig gesommeer waar die velde mekaar oorvleuel. Uitstekende ooreenkoms is gevind tussen die berekende en gemete waardes.

Aangesien sommige ledemate se deursnee vergelykbaar word met die penetrasie-diepte van die elektrone, lewer 'n kombinasie van ses velde, totale dosisse op die verskillende ledemate wat baie van mekaar verskil. Die dosisse is gemeet deur termoluminisent-dosismeting. LiF-poeier is in kapsules in die heelligaam fantoom geplaas op D_{maks} in die verskillende liggaamsdele. Die fantoom is toe met elektrone bestraal. Tabel I toon die dosisse wat die ledemate kry ten opsigte van die dosis op die romp wat as 100% geneem is. Dit is dus nodig om dunner liggaamsdele selektief af te skerm tydens bestraling om 'n homogene dosis te verkry. Die afskerming kan met perspex of wasplate van geskikte dikte verkry word.

TABEL I

PERSENTASIE DOSISSE ONTVANG

GEGEWE DOSIS	TOTALE DOSIS ROMP	BOBEEN	BO-ARM	POLS	VINGER
100%	220%	174%	206%	274%	492%

HOOFSTUK 7

DIE VOOR- EN NADELE VAN KONSTANTE FOKUS TOT VELAFSTAND

(F.V.A.) EN KONSTANTE FOKUS TOT TUMORAFSTAND (F.T.A.)

(ISOSENTRIESE METODE)

7.1 INLEIDING

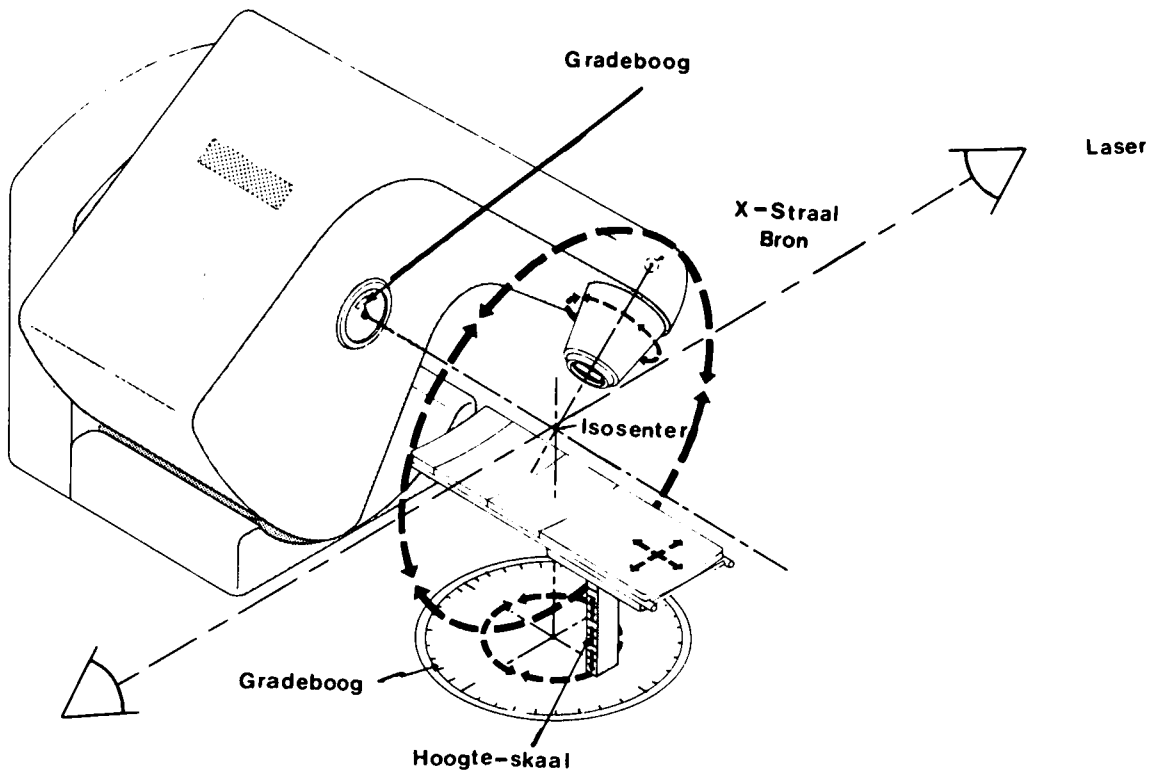
Moderne lineêre versnellers wat megavolt X-strale opwek word in die meeste gevalle so gebou dat die versnellerkop om 'n isosentriese as kan roteer. Die montasie metode stel die radioterapeut in staat om van die isosentriese- of konstante fokus tot tumorafstand behandelings tegniek gebruik te maak^(69, 70, 71, 72).

In Figuur 7.1 word 'n tipiese versneller (Varian Model 7705 - 6 MeV lineêre versneller) afgebeeld.

Weens sekere nadele verbonde aan die lae energie van die X-strale in die kilovolt gebied, het die meeste radioterapeute van die langste moontlike fokus-velafstand gebruik gemaak wat prakties moontlik was. Die gebruik word vandag nog aangetref by gebruikers van moderne roteerbare lineêre versnellers. Die isosentriese metode waarin die fokus tot tumorafstand konstant gehou word bied baie voordele wat die gebruik daarvan die moeite werd maak.

7.2 DIE DIEPTEDOSIS AS FUNKSIE VAN DIE FOKUS TOT VELAFSTAND

Wanneer met 'n bepaalde energie X-strale gewerk word, is



Figuur 7,1 Die bewegingsmoontlikhede van 'n roterende versneller. Die isosenter word gedefinieer as die sny=punt van die versneller rotasie-as en die sentrale-as van die X-straalbundel. Laser strale word gebruik om die iso=senter vanaf die snykante te definieer.

dit moontlik om 'n hoër persentasie dieptedosis te verkry deur die fokus tot velafstand solank as moontlik te maak⁽⁷³⁾. Volgens Johns⁽⁷³⁾ word die verhouding van die dieptedosisse vir dieselfde veldgrootte op twee verskillende fokus tot velafstande F_1 en F_2 gegee deur:

$$\frac{P_2(d, A_0, F_2)}{P_1(d, A_0, F_1)} = \left(\frac{F_2 + d_m}{F_2 + d}\right)^2 / \left(\frac{F_1 + d_m}{F_1 + d}\right)^2 = F \dots 7.2.1$$

Die verhouding word die F-faktor genoem deur Mayneord⁽⁷⁴⁾. In die vergelyking is d die diepte waarop die dosisse vergelyk word en d_m die diepte waarby maksimum elektronopbou verkry word.

Uit vergelyking 7.2.1 is dit duidelik dat namate die fokus tot velafstand langer word die %-dieptedosis groter word. Dié rede was die hoof motivering vir die gebruik van 'n konstante fokus tot velafstand in die kilovolt gebied.

TABEL 7,1

DIE F-FAKTOR EN DIE VERANDERING IN %-DIEPTEDOSIS VIR VERSKILLENDE FOKUS TOT VELAFSTANDE VIR 'N 10 X 10 CM² VELD OP 'N DIEPTE VAN 10 CM

TIPE STRALING	F.V.A.	F.I.A.	F	%-DIEPTE DOSIS	VERSKIL IN DIEPTE DOSIS
250 kV 4 mm Cu	50 cm	-		34,2	
	35 cm	50 cm	0,871	29,8	14,8 %
⁶⁰ Co	60 cm	-		52,1	
	45 cm	60 cm	0,916	47,7	9,2 %
⁶⁰ Co	80 cm			55,6	
	65 cm	80 cm	0,952	52,9	5,0 %
6 MeV	100 cm			67,0	
	85 cm	100 cm	0,974	65,2	2,7 %
8 MeV	100 cm			71,0	
	85 cm	100 cm	0,975	69,2	2,6 %

Wanneer 'n pasiënt op die isosentriese manier op 'n roterende apparaat behandel word, beteken dit 'n effektiewe vermindering in die fokus tot velafstand van ongeveer vyftien sentimeter vir 'n gemiddelde pasiënt. Om te illustreer hoe groot die verskil is deur 'n vermindering van vyftien sentimeter in die fokus tot velafstand is die F-faktor bereken vir 250 kV, 4 mm Cu HVL X-strale en vir kobalt asook vir X-strale van 6- en 8 MeV. Die resultate word in tabel 7.1 aangetoon.

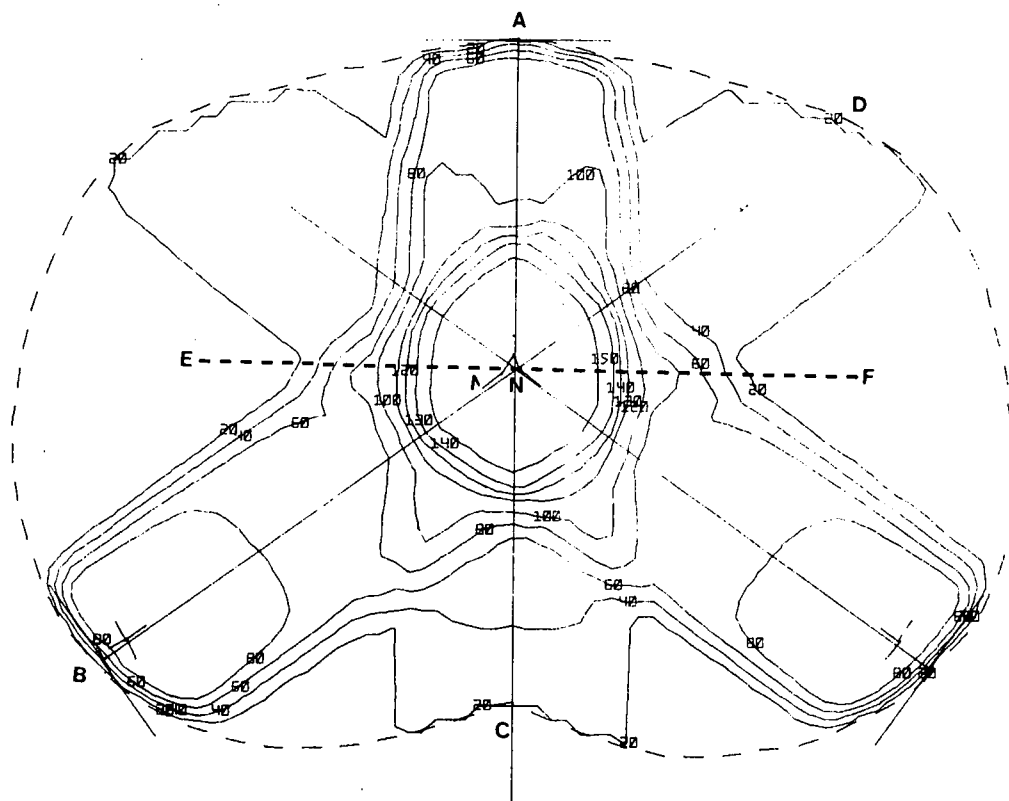
Uit die tabel is dit duidelik dat weens die lang isosentriese afstand van die versnellers, die verskil in dieptedosis baie minder is as by die kort afstande van kobalt of kilovolt masjiene.

7.3 TEORETIESE BEREKENING VAN DIE DIEPEDOSIS VIR 'N

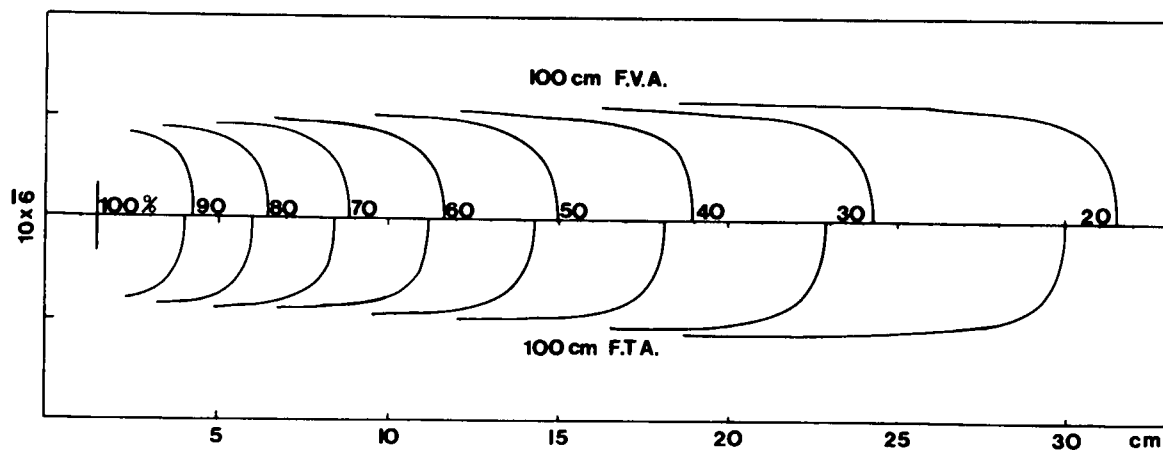
TIPIESE DRIEVELGANG-BEHANDELING

In figuur 7,2 word 'n snit van 'n Rando Aldersonfantoom aangetoon, met die teoretiese isodosisdistribusie soos verkry met drie velde met 'n 6 MeV versneller.

In figuur 7,3 word die isodosiskurwes vir 'n 6 MeV X-stralenveld van $10 \times 6 \text{ cm}^2$ aangetoon. Die figuur toon die verskil in dieptedosis as gevolg van die verskil in fokus tot velafstand.



Figuur 7,2 'n Tipiese drieveldgang-behandeling met 6 MeV X-strale soos bereken met 'n DEC Rad 8, radioterapiebeplanningsrekenaar. N = Dosisnormalisatiepunt.



Figuur 7,3 'n Gekombineerde weergawe van 'n 6 MeV X-straalveld van $10 \times 6 \text{ cm}^2$. Die boonste helfte toon die % isodosis= kurwes vir 100 cm fokus tot velafstand, terwyl die onderste= helfte die isodosiskurwes aantoon vir 100 cm fokus tot tumor afstand.

DIE TUMOR-DOSIS AS 'N FUNKSIE VAN DIE F.V.A., DIE F.I.A.

EN DIE TIPE STRALING VIR 'N 10 X 10 CM² VELD.

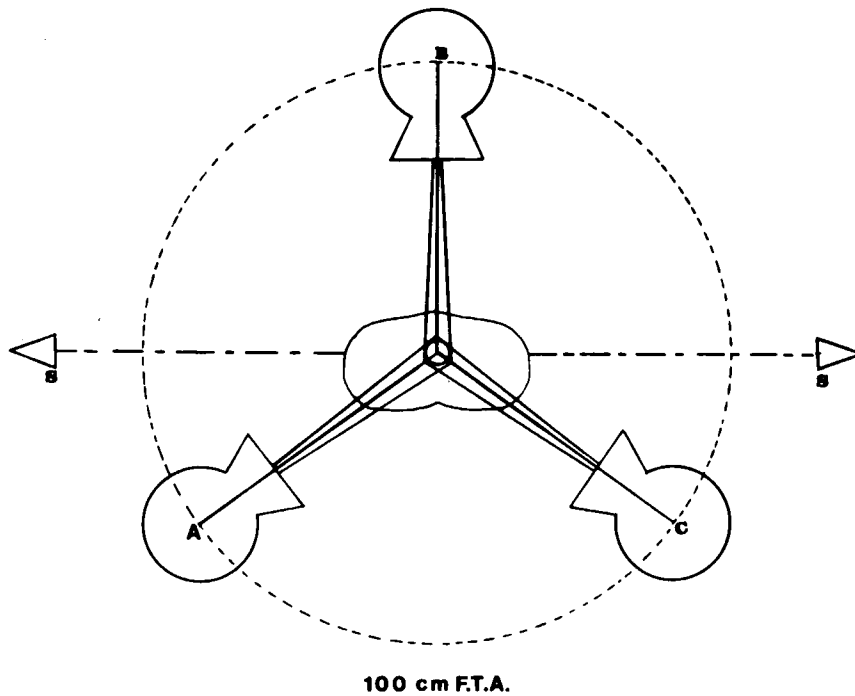
VIR DRIE VELDE SOOS IN FIGUUR 7,2 AANGETOON

TIPE STRALING	F.V.A.	F.I.A.	DIEPTE DOSIS	VERSKIL IN TUMORDOSIS
250 kV 4 mm Cu	50 cm		69,0 %	
		50 cm	58,0 %	18,9 %
Co ⁶⁰	60 cm		122,9 %	
		60 cm	112,3 %	9,5 %
Co ⁶⁰	80 cm		133,4 %	
		80 cm	125,3 %	6,5 %
6 MeV	100 cm		169,0 %	
		100 cm	163,6 %	3,7 %
8 MeV	100 cm		181,0 %	
		100 cm	175,0 %	3,0 %

7.4 DIE PASIËNT OPSTELLING VIR DIE TWEE METODES VAN BE-
HANDELING

Daar is 'n radikale verskil tussen die prosedures by die opstel van 'n pasiënt. In figuur 7,4 word die isosen=triese behandelingsmetode geïllustreer.

Die pasiënt se tumor word op 'n simulator bepaal met behulp van X-straaldeurligting en kontrole films. Wanneer die mid=del van die letsel bepaal is, word die diepte van die middel=punt op die sye van die pasiënt gemerk en met behulp van die



Figuur 7,4 Die opstelling van 'n pasiënt vir behandeling op die isosentriese metode met 'n konstante fokus tot tumor= afstand. Die tumor se middelpunt word op die isosenter van die versneller geposisioneer met die laser syligte om die middelpunt van die tumor aan te dui.

laserstrale van die simulator, word die tumor se middelpunt op die isosenter van die simulator geplaas. Die simulator word dan beurtelings van A na B na C geroteer en die bestra- lingshoeke word bepaal en gekontroleer met behulp van deur- ligting. Die enigste veld wat gemerk word vir die daarop- volgende opstelling op die versneller, is die anteriorveld. In die isosentriese behandelingsmetode is die lasermerkies en die een veld genoegsaam om die pasiënt elke keer presies en ondubbelsinnig op die korrekte wyse op te stel.

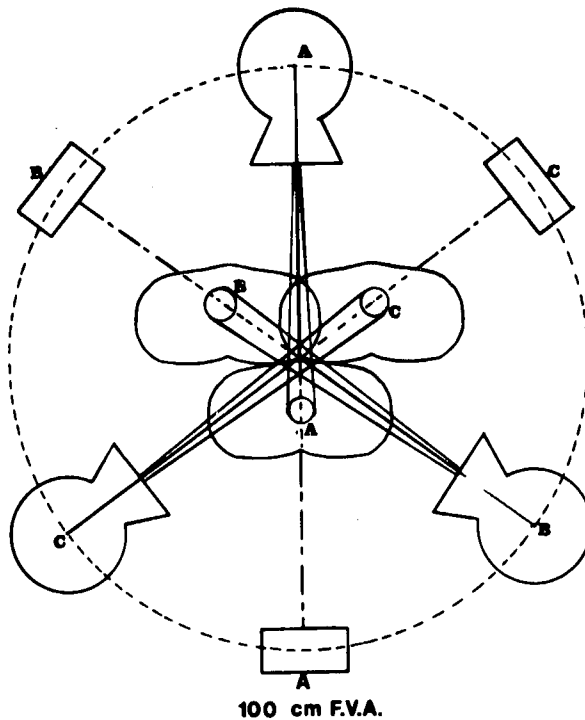
Die pasiënt word nou na die versneller verskuif en met be=

hulp van die laserstrale word die tumormiddelpunt op die isosenter geplaas. Die twee klein kolletjies verseker dat die pasiënt elke keer op dieselfde manier op sy rug of maag lê en nie effens geroteer lê om die tumormiddelpunt nie. Laasgenoemde effek is 'n groot beswaar teen die konstante fokus tot velafstandstegniek aangesien lasers of syligte nie hier gebruik kan word nie. Deur die behandelingstafel lateraal te skuif kan die tumorvlak met behulp van die anterior veld presies opgestel word. Die versneller word nou na posisie A geroteer en die radiografiste verlaat die pasiënt. Die veld word dan toegedien en die versneller word van buite geroteer na posisie B en C respektiewelik. Die tydsbesparing tydens die behandelingsmetode is merkwaardig. Die radiografiste hoef die pasiënt nou slegs een keer op te stel en van die tafel af te haal. Wanneer 'n tumor met twee middelpunte (serviks) bestraal word, is dit slegs nodig om een maal tydens die bestralings die pasiënt te verskuif om die tweede tumormiddelpunt op die isosenter te plaas.

In figuur 7,5 word die pasiënt-opstelling aangedui vir die konstante fokus tot velafstand. Die pasiënt se tumor word weereens op die simulator bepaal maar nou moet die ingangs- en uitgangspunte van elke veld gemerk word. Die uitgangspunte van die velde moet later op die versneller met die terugwysingslaser (aangedui met die vierkante in die figuur) gekontroleer word om te verseker dat die pasiënt behoorlik plat lê en nie effens geroteer is nie. Die geringste rotasie veroorsaak dat die letsel nie meer presies in die X-

straalveld lê nie.

By die versneller moet elke veld afsonderlik opgestel word aangesien die pasiënt vir elke veld so geskuif moet word dat die fokus tot velafstand presies dieselfde is. Die tafel moet met elke veld verskuif word sodat die pasiënt die drie posisies inneem soos in die figuur aangedui.



Figuur 7,5 Die illustrasie toon die drie posisies wat die pasiënt inneem vir 'n drieveldgng behandeling op 'n konstante fokus tot velafstand. Die vierkante direk teenoor die versneller kop is die bundelabsorbeerder wat die terugwysingslig of laser bevat.

Aangesien die radiografiste elke veld moet opstel beteken dit dat die pasiënt vierkeer gehanteer moet word met die groter moontlikheid van posisioneringsfoute. By die isosentriese metode is daar slegs een geleentheid om te fou=

teer maar dit is ernstiger aangesien een fout aldrie velde sal beïnvloed. Aangesien die radiografiste minder loop en dus minder vermoeid is, behoort hulle oordeelsvermoë skerp te wees en behoort foute minder voor te kom.

Daar word beoog om die PDP8 mini-rekenaar, tans in gebruik in die departement Radioterapie in die Rad 8 beplannings-sisteem, aan die versnellers te koppel om toesig te hou oor die behandelingsparameters en die opstelling van die pasiënt. Op die wyse sal die pasiënt-leër deur die rekenaar op datum gehou word en sal menslike foute by die opstelling en behandeling van die pasiënt uitgeskakel word.

Uit bogenoemde bespreking is dit duidelik dat die isosentriese metode baie tyd bespaar. Volgens Karzmark⁽⁷⁵⁾, wat 'n tyd- en bewegingstudie tydens die behandelingsprosedures uitgevoer het, is die opstellingstyd die grootste tydsfaktor. Word die gemiddelde tyd per opstelling op 4 minute gestel en die gemiddelde tyd per bestraling op 1,5 minute (300 Rad), kan die gemiddelde tyd bereken word per behandelingskursus. In tabel 7,4 word die totale tyd per pasiënt vergelyk vir die twee behandelingsmetodes.

Uit die tabel is dit duidelik dat die isosentriese behandelingsmetode ongeveer 50% in tyd bespaar. Die opstellingstye mag korter of langer as 4 minute wees afhangende van die radiografiste se bekwaamheid, maar die relatiewe tydsverskil sal steeds omtrent die helfte wees.

Dit is verder duidelik dat die radiografiste van die helfte of tot 'n derde minder mag loop vir die isosentriese behandelingsmetode as vir die metode waar die fokus tot velafstand konstant gehou word.

TABEL 7,4

'N VERGELYKING TUSSEN DIE TOTALE BEHANDELINGSTYD VIR DIE ISOSENTRIESE- EN KONSTANTE F.V.A.-BEHANDELINGSMETODES

AANTAL VELDE	OPSTELLINGSTYD* 100 CM F.V.A.	OPSTELLINGSTYD** ISOSENTRIESE METODE	BESTRALINGSTYD	TOTALE TYD 100 CM F.V.A.	TOTALE TYD ISOSENTRIESE METODE
3 velde (Oesofagus, prostaat)	4 x 4'	2 x 4'	3 x 1,5'	20,5	12,5'
8 velde (Serviks)	9 x 4'	3 x 4'	4 x 1,5 4 x 0,5	44,0'	20'

* By die tyd is die tyd van 1 veld bygereken vir die pasiënt wat weer van die tafel afgehaal moet word.

** By die tyd is 'n ekstra veld toegelaat vir die posisionering van die tweede tumormiddelpunt op die isosenter.

7.5 EKSPERIMENTELE VERIFIËRING VAN BOSTAANDE PROSEDURES

Die eksperimentele verifiëring van bogenoemde prosedures is gedoen met behulp van 'n Rando Aldersonfantoom soos afgebeeld in figuur 6,5. Die dosismetinge in die fantoom is met die termoluminisente dosimetrie sisteem gedoen. Klein kapsules met T.L.D. poeier is in gaatjies in 'n bepaalde snit van die fantoom geplaas. Nadat die fantoom aanmekaar gesit is, is die fantoom bestraal met behulp van bostaande twee tegnieke. Die toegediende dosis is van die poeier bepaal met behulp van 'n Teledyne uitleesapparaat.

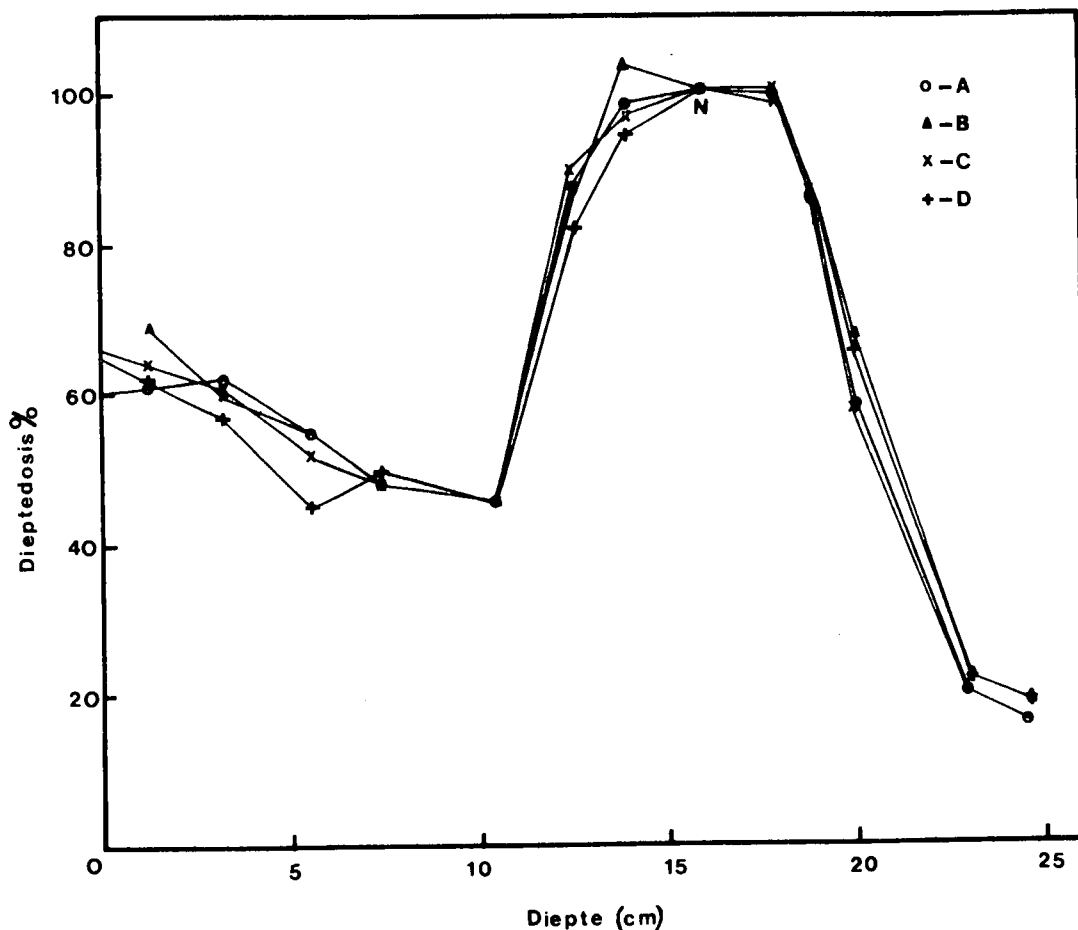
Die teoretiese dosisdistribusie is bereken met behulp van die DEC Rad 8 Radioterapiebeplanningsrekenaar en 'n tiptiese bepaling is afgebeeld in figuur 7,2.

7,6 EKSPERIMENTELE RESULTATE

Aangesien dit nie moontlik is om 'n gelyktydige oorsig te kry van die verskille tussen die twee tegnieke se teoretiese en eksperimenteel bepaalde isodosisdistribusies soos aangebied in figuur 7,2 nie, is die data langs die sentrale as van elke veld selfstandig gestip asook die dosisverspreiding langs 'n horisontale lyn deur die tumormiddelpunt. Die gesamentlike data soos teoreties en eksperimenteel bepaal word in die volgende figure: Figure 7,6, 7,7 en 7,8 aange-
toon.

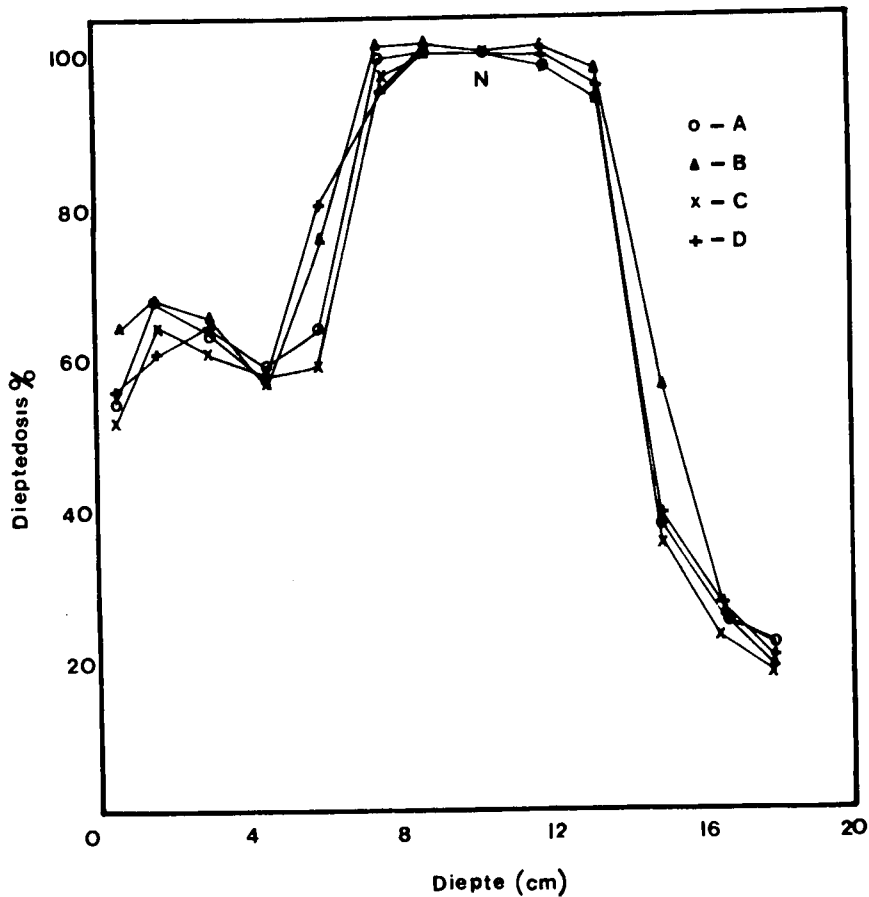
Uit die drie figure is dit duidelik dat daar nie veel verskil is tussen die twee metodes sover dit die totale dosis aanbetref nie. Dit is duidelik soos in tabel 7,3 aangetoon dat die konstante fokus tot velafstandsmetode 'n effens hoër dieptedosis lewer. In die figure is die eksperimentele waardes genormaliseer op die tumormiddelpunt sodat die verskil waargeneem kan word as 'n verhoogde dosis op die D_{maks} dieptes van die X-straalvelde.

Dit is interessant om te let op die hoë dosisgradiënt by die rand van die tumor. Dit is in die gebiede waar slordig-pasiënt-posisionering so 'n baie belangrike rol speel.



Figuur 7,6

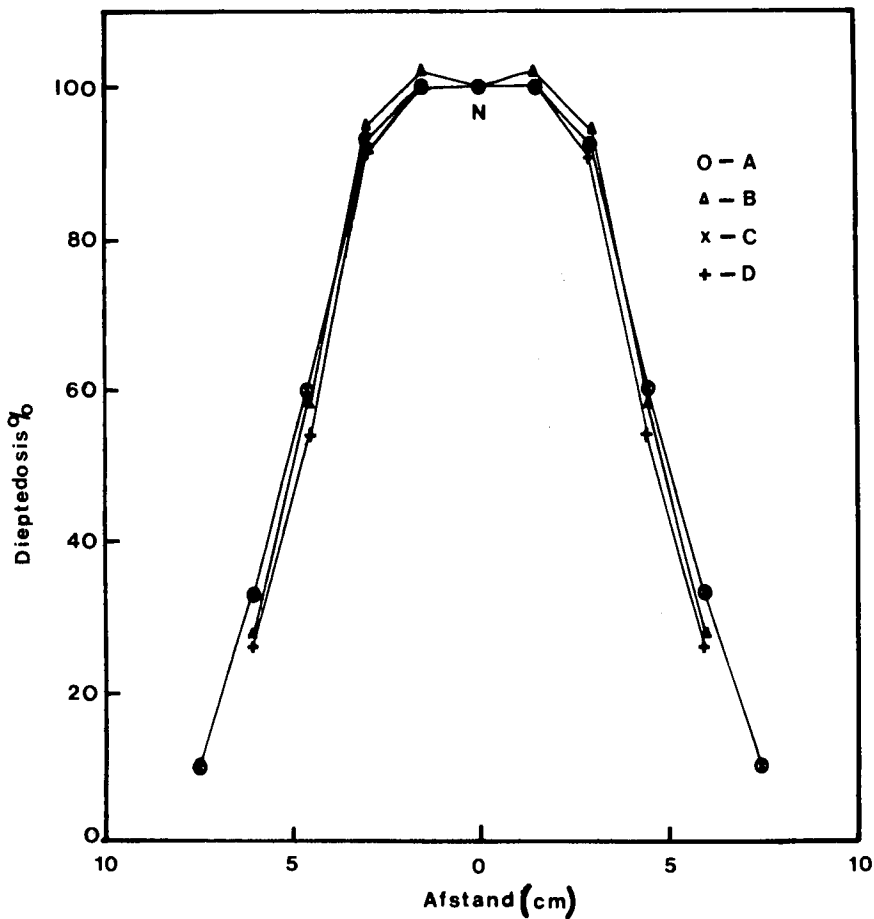
Figuur 7,6 Die persentasie dieptedosis is gestip as 'n funksie van die diepte in die fantoom langs die sentrale-as van die anteriorveld (snit AC in figuur 7,2). In die figuur dui A die teoretiese dosisdistribusie aan van die isosentriese metode en C die teoretiese distribusie van die konstante fokus tot velafstand metode. Kurwes B en D dui die eksperimenteelbepaalde dieptedosis aan vir die isosentriese- en konstante F.V.A. metodes. N is die diepte waarby die dieptedosis genormaliseer is.



Figuur 7,7 Die persentasie dieptedosis as 'n funksie van die diepte in die fantoom langs een van die skuinsposterior velde (snit BD in figuur 7,2). Die kurwes A, B, C en D het dieselfde betekenis as in figuur 7,6. N is die normalisasie diepte vir die dieptedosis.

7.7 GEVOLGTREKKING

Uit die voorafgaande bespreking en eksperimentele metinge is dit duidelik dat, met hoë energie elektron versnellers, in die geval 6- en 8 MeV, met lang isosentriese afstande (100 cm), daar weinig verskil is tussen die tumordosis vir die twee behandelingsmoontlikhede.



Figuur 7,8 Die persentasie dosis as 'n funksie van die afstand vanaf die tumormiddelpunt gemeet langs 'n horisontale lyn deur die tumormiddelpunt. (Snit EF in Fig. 7,2). Die kurwes A, B, C en D het dieselfde betekenis as in die voorafgaande figure. N is die normalisasie diepte vir die dosisdistribusie.

Dit is egter verder duidelik dat dit minder moeite en inspanning verg om die isosentriese metode te gebruik as die konstante fokus tot velafstand. Die tydsfaktor is ook noemenswaardig korter in eersgenoemde geval.

Met die faktore ingedagte is dit dus 'n uitgemaakte saak dat die isosentriese behandelingsmetode verkiesliker is bo dié waarin die fokus tot velafstand konstant gehou word.

SUMMARY

This study deals with the characteristics, dosimetry and applications of linear accelerators. Firstly the theory and operation of a linear accelerator is discussed, for a detailed knowledge of its operation is essential for an understanding of the parameters which may influence the electron and X-ray beam characteristics.

The modern linear accelerator uses a specially designed waveguide. Electrons generated by an electron gun, are accelerated by means of a pulsed radiofrequency electromagnetic wave. This RF-wave of the TM_{01} mode may be generated by various devices like magnetrons and klystrons. The frequency of the R.F. generator has to be regulated to within close limits of the tuned waveguide frequency to ensure that the electrons always have the same energy.

Another important component of a linear accelerator is the bending magnet. The most common type of magnet in use today is a 270° bending magnet which seems to be superior to the 90° bending magnet. In the case of the 90° magnet, the beam deviation due to small variations in magnet current, is much more pronounced than in the case of the 270° magnet.

Further, the linear accelerator produces electrons and

X-rays at energies which are much higher than the γ -rays of Cobalt units. Therefore the main essentials of the theory of X-ray and electron interaction with matter, as well as dosimetric techniques are described.

The results obtained for the Mevatron 6 and Mevatron 8 linear accelerators in present use at the Institute of Radiation and Isotopes, Bloemfontein are presented. A very important observation was made regarding the determination of electron energies. The size of the dose chamber is extremely important and the diameter of the chamber has to be as small as possible. The most suitable instrument for this purpose was found to be an extrapolation chamber, such as the product manufactured by S.H.M. Nuclear. To comply with the international definition of the roentgen and rad, the Baldwin Farmer 0,6 cc chamber is still used to measure the absorbed dose with the appropriate C_E factors.

A new method for the treatment of Mycosis Fungoides has been developed and described. The accelerator had to be modified to be able to deliver a beam suitable for whole body irradiation. Previous to this method, the patient had to be treated by thirty or more fields to cover the whole body. Various problems were experienced where the fields were joined. The new method uses the well known Stanford technique of two fields angled at plus and minus fifteen degrees to the horizontal direction. In this way a flat field ($\pm 2,5\%$) could be generated. It was also found

that a sixfield technique with the fields spaced equally around the body, gave the best results. The various aspects of the dosimetry is described, as well as the safety measures employed to protect a patient from accidental over exposure. This is a very real problem since the linear accelerator has to produce a dose-rate of approximately 6500 Rads per minute at one metre from the focus to deliver a dose-rate of 100 Rads per minute at five metres where the whole body irradiation is done. It was found that the dose-rate for electrons in air varies with distance according to $r^{-2,59}$, where r is the distance from the source.

The whole body irradiation procedure led to a study of the physical properties of electron beams. The beams employed in radiotherapy can be classified as broad beams. No mention of broad beam electron scattering could be found in the literature. A detailed study was therefore made of the scattering parameters for broad beams. The stopping power for electrons in air was determined for the electron energies in normal use at this institute. These results were compared to the values predicted from the theory of electron pencil beam scattering through thin foils. Although the results indicated that there is a reasonable correlation between the theory and experiment, it is recommended that a more thorough theoretical study be conducted and the theory of pencil beam scattering extended to cover broad beam scattering. The well known Monte Carlo technique could be a useful procedure to employ.

A problem which has been bothering radiotherapists, is the reduction in depth dose when the focal to skin distance is reduced. This led to the use of the longest practical focal to skin distance that could deliver satisfactory dose-rates. The isocentric technique, which involves an effective reduction in the f.s.d. by 15 cm, has therefore not commonly been used on deep X-ray- and short f.s.d. cobalt machines. This technique is however feasible with a linear accelerator.

Accelerators are capable of delivering dose-rates of up to five hundred rads per minute at an isocentric distance of one metre. Furthermore, calculations and experimental evidence indicate that at an isocentric distance of one metre there is no significant difference in the depth dose or accuracy of the isocentric- or constant f.s.d. techniques.

By utilising the isocentric technique the treatment fields could be altered from the control console. This would subsequently reduce setting up times and the patient would be handled less often. Due to the reduction of patient handling the isocentric technique would be less susceptible to error, although one error could be more serious than with the constant f.s.d. technique. A project is envisaged where the PDP 8 computer, which is at present being used in a DEC Rad 8, Radiotherapy planning system, will be interfaced with the existing linear accelerators, to act as a vigilant

to minimize human error.

It is concluded that on linear accelerators, the isocentric technique is superior to the constant f.s.d. technique.

VERWYSINGS:

1. Wideroë, R., Arch Electrotech. 21, (1928), 387.
2. Sloan, D.H., and Lawrence, E.O., Phys. Rev. 38, (1931), 2021.
3. Gintzen, E.L., and Kirk, W., Sci. Am. 205, (1961), 49.
4. Dupen, D.W., S.L.A.C. Report, (1962).
5. Veksler, V.I., Dokl. Akad. Nauk., S.S.S.R. 43, (1944), 329.
6. McMillan, E.M., Phys. Rev. 68, (1945), 143.
7. Persico, E., Ferrari, E., and Segré, S.E., "Principles of Particle Accelerators", Benjamin N.Y., (1968), 23.
8. Panofsky, W.K.H., and Philips, N., "Classical Electricity and Magnetism" 2 ed. Addison Wesley, (1962), 283.
9. Howard-Flanders, P., and Newberry, G.R., Acta Radiol., Suppl. 116, (1950), 649.
10. White, G.R., N.B.S. Report 1003, (1952).
11. Hine, G.J., and Brownell, G.L., "Radiation Dosimetry" Acad. Press Inc. N.Y., (1956), 63.
12. Heitler, W., "Quantum Theory of Radiation" 3rd Ed., Oxford Univ. Press., (1954).
13. Horsley, R.J., Johns, H.E., and Haslam, R.N.H., Nucleonics 11, (1953), 28.
14. Bethe, H.A., Ann. Physik 5, (1930), 352.

15. Bethe, H.A., and Askin, J., "Experimental Nuclear Physics", Vol. I., Wiley N.Y., (1953).
16. (a) Rutherford, E., Chadwick, J., and Ellis, C.D., "Radiation from Radioactive Substances", Cambridge University Press, London, (1951).
(b) Mott, N.F., Proc. Roy. Soc. A135, (1932), 429.
17. Loevinger, R., Karzmark C.J., and Weisbluth, M., Radiology 77, (1961), 906.
18. Markus, B., Strahlentherapie 112, (1960), 322.
Markus, B., Strahlentherapie 124, (1964), 33.
19. Almond, P.R., Phys. Med. Biol. 11, (1966), 146.
Almond, P.R., Phys. Med. Biol. 13, (1968), 285.
Almond, P.R., Phys. Med. Biol. 12, (1967), 13.
20. Bragg, W.H., "Studies in Radioactivity", MacMillan, London, (1912).
21. Gray, L.H., Brit. J. Radiol. 22, (1949), 677.
22. Barnard, G.P., Axton, E.J., and Marsh, A.R.S., Phys. Med. Biol. 3, (1959), 366.
23. Barnard, G.P., Axton, E.J., and Marsh, A.R.S., Phys. Med. Biol. 7, (1962), 229.
24. Barnard, G.P., Phys. Med. Biol. 9, (1964), 321.
25. Boag, J.W., "Radiation Dosimetry", Attix, F.H., and Roesch, W.C. (Eds.) Academic Press N.Y., (1966), 1.
26. Greene, D., and Massey J.B., Phys. Med. Biol., 13, 1968, 287.
27. Hospital Physicists Association, Phys. Med. Biol. 9, (1964), 457.

28. Hughes, D.B., and Karzmark, C.J., Fourth Varian User's Meeting. Washington Univ., St. Louis, (1973).
29. Hospital Physicists Association, Phys. Med. Biol. 14, 1969.
30. SCRAD., Protocol for the Dosimetry of X- and Gamma Ray beams with Maximum Energies between 0,6 and 50 MeV. Am. Association of Physicists in Medicine.
31. Svensson, H., and Hettinger, G., Acta Radiol. Ther. Phys. Biol. 10, (1971), 369.
32. Brit. J. Radiol., Suppl. 11, (1972).
33. Farmer, F.J., Brit. J. Radiol. 28, (1955), 304.
34. Attix, F.H., "Luminescence Dosimetry, Proceedings of the International Conference on Luminescence Dosimetry", U.S.A.E.C., (1967).
35. Cameron, J.R., Suntheralingam, N., and Kenney, G.N., "Thermoluminescence Dosimetry", Univ. of Wisconsin Press, Madison, (1968).
36. Loevinger, R., Radiology 112, (1961), 906.
37. Sterling, T.D., Perry, H., and Katz, L., Brit. J. Radiol. 37, (1964), 544.
38. Attix, F.H., Roesch, W.C., and Tochilin, E., "Radiation Dosimetry", Academic Press (1968).
39. Berger and Seltzer, U.S. National Bureau of Standards Circular 577, (1956).
40. Michael, H., American Institute of Physics Handbook, (1963).

41. McGinnies, R.T., U.S.N.B.S. Circular 597, (1959).
42. Schumacker, B.W., "A Review of the Macroscopic Laws of Electron Penetration through matter", International Conference on Electron and Ion beam Technology (1964).
43. Bethe, H.A., Ann. Physik 5, (1930), 325.
44. Bethe, H.A., "Handbuch der Physik", Julius Springer, Berlin, Vol. 24, (1933), 273.
45. Lewis, H.W., Phys. Rev., 78, (1950), 526.
46. Spencer, L.W., Phys. Rev., 98, (1955), 1597.
47. Spencer, L.W., and Fano, U., Phys. Rev. 93, (1954), 1172.
48. Mott, N.F., and Massey, H.S.W., "Theory of Atomic Collisions", Oxford Univ. Press, 2nd Ed. (1949).
49. Williams, E.J., Proc. Roy. Soc., A125, (1932), 108.
50. Bethe, H.A., Askin, J., "Experimental Nuclear Physics", Wiley Vol. I, (1953), 253.
51. Möller, C., Ann Physik 14, (1947), 94.
52. Fermi, E., Phys. Rev., 57, (1940), 485.
53. Halpern, O., Phys. Rev., 73, (1948), 477.
54. Sternheimer, R.M., Phys. Rev. 88, (1952), 851.
55. Rutherford, E., Chadwick, J., and Ellis, C.D., "Radiations from Radioactive Substances", Cambridge Univ. Press (1951).
56. Williams, E.J., Proc. Roy. Soc. A169, (1939), 531.

57. Williams, E.J., Phys. Rev. 58, (1940), 292.
58. Snyder, H.S., and Scott, W.T., Phys. Rev., 76, (1949), 220.
59. Molière, G., Z. Naturforsch. 3a, (1948), 78.
60. Fermi, E., "Nuclear Physics", Univ. of Chicago Press (1950), 181.
61. Berger, M.J., "Methods in Computational Physics", Alder and Fernbach Eds. Academic Press, N.Y., Vol. I, 135.
62. Ackerman L., and Del Regato, J., "Cancer: Diagnosis, Treatment and Prognosis", C.V. Mosley, Co., (1954), 166.
63. Anderson, J.D., Personal Communication.
64. Grollman, J.H., Bierman, S.M., Ottoman, R.E., Morgan, J.E., and Horns J., Radiology 87, (1966), 980.
65. Karzmark, C.J., Loevinger, R., Steele, R.E., and Weisbluth, M., Radiology 74, (1960), 633.
66. Smedal, M.I., Johnston, D.O., Salzman, F.A., Trump, J.G., and Wright, K.A., Am. J. Roentg., 88, (1962), 215.
67. Szur, L., Silvester, J.A., and Bewley, D.K., Lancet 1, (1962), 1973.
68. Botha, J.C., Kok, J.C., Duvenage J., Minnaar P.C., and Anderson, J.D., S.A. Med. J. 48, (1974), 2479.
69. Braestrup, C.B., and Mooney, R.T., Radiology 64, (1955), 17.
70. Howard-Flanders, P., and Newberry, G.R., Brit. J. Radiol. 23, (1950), 355.

71. Smith, I.H., Fetterley, J.C.M., and Lott, J.S., "Cobalt-60 Teletherapy", Paul Hoeber Inc., N.Y., (1964).
72. Gardner, A., Bagshaw, M.A., Page, V., and Karzmark, C.J., Am. J. Roentg. 114, (1972), 163.
73. Johns, H.E., and Cunningham J.R., "The Physics of Radiology", Charles Thomas, Springfield, Ill., (1969).
74. Mayneord, W.V., and Lamerton, L.F., Brit. J. Radiol. 14, (1941), 255.
75. Karzmark, C.J., and Rust, D.C., Brit. J. Radiol. 45, (1972), 276.

