

Coïncidentiedetectie met een gammacamera

Yves D'Asseler

Promotoren: Prof. dr. I. Lemahieu
Prof. dr. ir. R. Van de Walle

Proefschrift ingediend tot het behalen van de graad van
Doctor in de Toegepaste Wetenschappen: Natuurkunde

Vakgroep Elektronica en Informatiesystemen
Voorzitter: Prof. dr. ir. J. Van Campenhout
Faculteit Toegepaste Wetenschappen
Academiejaar 2001 – 2002



Dankwoord

Het indienen van dit doctoraatswerk is het resultaat van een voor mij zeer boeiende en verrijkende periode van vier jaar, waarin ik me kon inwerken in een snel evoluerend, dynamisch en interessant onderzoeksdomein. Ik hoop met dit werk zelf ook een bescheiden bijdrage gebracht te hebben bij de vooruitgang van dit domein.

Allereerst wens ik mijn twee promotoren, prof. dr. Ignace Lemahieu en prof. dr. ir. Rik Van de Walle te bedanken.

Ignace heeft mij de mogelijkheid gegeven dit doctoraatswerk aan te vatten en heeft steeds mijn publicaties en dit doctoraatswerk met veel aandacht nagelezen, hetgeen de kwaliteit van de tekst steeds ten goede kwam. Bovendien creëert hij binnen MEDISIP een ideale onderzoeksomgeving, waar doctorandi zoals ikzelf zich in een ontspannen sfeer volledig kunnen concentreren op het onderzoek. Een doctoraat wordt niet enkel geschreven achter een bureau in een wat afgelegen uithoek van Gent. De interactie met andere onderzoeksgroepen, de presentatie van het eigen werk aan de internationale onderzoeksgemeenschap en het kennismaken met de nieuwste ontwikkelingen in het domein zijn uiteraard zeer belangrijk. Binnen MEDISIP wordt het belang hiervan zeker onderkend, getuige de ruime kansen die doctorandi geboden worden tot het bijwonen van internationale conferenties. Ook hiervoor wil ik Ignace bedanken.

Rik wil ik bedanken voor het van nabij volgen van mijn werk, de nuttige en steeds opbouwende kritiek, de aanmoedigingen en de inhoudelijke commentaren op mijn werk. Hij was steeds bereid zijn ruime onderzoekservaring ter beschikking te stellen, en op die manier heeft hij mij als beginnende onderzoeker in goede banen geleid. Hij was ook de drijvende kracht achter de “UZ-reviewgroep” binnen MEDISIP, die wekelijks bijeenkwam om op de hoogte te blijven van elkaars onderzoek en om eventuele problemen te bespreken. Hierbij wens ik trouwens alle huidige en ex-leden van deze groep te bedanken. Tenslotte wens ik Rik ook te bedanken voor het grondig nalezen van dit werk en van mijn publicaties, en voor de nuttige commentaren die de kwaliteit van dit werk zowel wat betreft de vorm als wat betreft het inhoudelijke aspect zeer ten goede kwamen.

Vervolgens wil ik ook de hele MEDISIP-groep bedanken voor een fijne en collegiale sfeer. Zeer in het bijzonder natuurlijk de “nucleairen” Stefaan, Michel en Luc, waarmee het, zowel tijdens als na het werk, en zowel hier als ver van huis, steeds fijn samenwerken en samenzijn was, en die ik ben gaan beschouwen als vrienden veeleer dan als collega’s. Verder wens ik onze nieuwe aanwinsten Inge en Steven veel succes en vooral veel plezier toe met

hun eigen doctoraatswerk.

De mensen van het Departement Nucleaire Geneeskunde van het UZ Gent mogen zeker niet vergeten worden. Mijn eerste stapjes in dit domein werden hier gezet, en het enthousiasme en het vertrouwen in mijn mogelijkheden van prof. dr. Dierckx hebben er zeker toe bijgedragen dat ik de stap naar het aanvangen van een doctoraat zonder al te veel koud-watervrees heb kunnen nemen. Bovendien bleef er steeds een nauwe band tussen de “nucleaire” groep binnen MEDISIP en dit Departement, een band waaraan ik een aantal goede vrienden heb overgehouden, zoals onder andere Jan en Frederik.

Het feit dat ik mij de voorbije jaren volledig heb kunnen concentreren op mijn onderzoek is mede te danken aan efficiënt secretariaatswerk. Ik zou hier dus graag de secretariaten van zowel MEDISIP als van de dienst Nucleaire Geneeskunde willen bedanken, met name Rita, Denise en Sonja. Voor het oplossen van de computerprobleempjes die af en toe eens opdoken kon ik steeds rekenen op Erik Nolf, waarvoor ook mijn oprechte dank.

I would also like to thank the Marconi PET research group, especially Chris Matthews, Jeff Kolthammer and Wenli Wang, for a fruitful and interesting collaboration, and for the warm welcome I was given in Cleveland on several occasions.

Ook het IWT moet ik bedanken, voor de mogelijkheid die ze mij gaf dit doctoraatswerk uit te voeren als IWT-bursaal.

Mijn ouders wil ik bedanken voor de mogelijkheid die zij mij geboden hebben mijn studies tot een goed einde te brengen, en voor de steun die zij altijd bereid waren me te geven in al mijn ondernemingen. Ook mijn zus Muriel, mijn broer Alain, en al mijn vrienden en vriendinnen bedank ik voor de plezierige tijden die ik met hen beleefd heb tijdens mijn studies en doctoraatsjaren. Tenslotte wil ik ook mijn vriendin Inge bedanken voor alles wat zij voor mij gedurende de laatste jaren betekend heeft. Zonder haar zouden de moeilijke momenten een stuk moeilijker geweest zijn, en de talrijke mooie momenten een pak minder mooi.

Bedankt allemaal.

ir. Y. D’Asseler
22 januari 2002

Inhoud

1	Inleiding	1
2	Positronemissietomografie	5
2.1	Inleiding	5
2.2	Nucleaire geneeskunde	5
2.3	De gammacamera	8
2.4	SPECT	14
2.5	PET	17
2.6	Gammacamera-PET	22
2.6.1	Beperkingen	23
2.6.2	Verbeteringen	24
2.7	Besluit en originele bijdragen	28
3	Fysische karakteristieken van de gammacamera in coïncidentiemode	29
3.1	Inleiding	29
3.2	Beschrijving van de IRIX-gammacamera	30
3.2.1	Configuratie van de detectoren	30
3.2.2	Specificaties van de IRIX-gammacamera	36
3.2.3	Dataformaat	37
3.3	Metingen	38
3.3.1	NEMA-karakteristieken	38
3.3.2	Telkadansperformantie	48
3.3.3	Spatiale resolutie	61
3.4	Besluit en originele bijdragen	67
4	2D geometrische sensitiviteit van een gammacamera	69
4.1	Inleiding	69
4.2	Geometrische sensitiviteit van een tweekopscamera	71
4.3	Algemene sensitiviteit van PET met planaire detectoren	73

4.3.1	LOR-sensitiviteit	75
4.3.2	Pixelsensitiviteit	80
4.4	Resultaten	81
4.4.1	Detectorconfiguratie	81
4.4.2	LOR-sensitiviteit	82
4.4.3	Pixelsensitiviteit	83
4.4.4	Gemiddelde sensitiviteit over de FOV	84
4.4.5	Monte-Carlosimulatie van 2D sensitiviteit	87
4.5	Bespreking	91
4.6	Besluit en originele bijdragen	95
5	3D geometrische sensitiviteit van een gammacamera	97
5.1	Inleiding	97
5.2	3D sensitiviteitsberekening voor een tweekopssysteem	98
5.3	3D berekening voor algemene configuratie	101
5.3.1	Methoden	101
5.3.2	Resultaten	104
5.3.3	Monte-Carlosimulaties van 3D sensitiviteit	110
5.3.4	Bespreking	110
5.4	3D sensitiviteitsberekening: scheidbaarheid	115
5.4.1	Methoden	116
5.4.2	Resultaten	118
5.5	Besluit en originele bijdragen	122
6	Stationaire driekopscoïncidentiedetectie	123
6.1	Inleiding	123
6.2	Ontbrekende data voor een stationaire camera	124
6.3	Reconstructie van beelden met incomplete data	131
6.4	Sensitiviteit voor een stationaire camera	132
6.4.1	Inleiding	132
6.4.2	Methoden	132
6.4.3	Resultaten	140
6.5	Besluit en originele bijdragen	150
7	Besluit	153
	Appendices	158
A	Publicaties	159
A.1	Artikels in internationale tijdschriften	159
A.2	Conferentiebijdragen	161

Lijst van figuren

2.1	Voorbeeld van (a) een PET-beeld, (b) een SPECT-beeld, (c) een CT-beeld en (d) een MR-beeld van de hersenen.	6
2.2	Werking van een gammacamera.	9
2.3	Energiespectrum van een radionuclide zoals gemeten door een gammacamera.	10
2.4	Effect van de dode tijd op verschillende types systemen. . . .	15
2.5	Werkingsprincipe van PET.	17
2.6	Verschillende detectiemogelijkheden van een PET-camera. . .	20
2.7	Verschillende energievensters die bij acquisitie kunnen gebruikt worden: PP (piek-piek), PC (piek-compton) en CC (compton-compton).	27
3.1	De IRIX-gammacamera met de hoofdassen aangegeven. . . .	31
3.2	De IRIX-gammacamera in een U-vormige configuratie.	33
3.3	De tangentiële verschuiving voor een IRIX-gammacamera in de driehoeksconfiguratie.	34
3.4	De tangentiële verschuiving voor een IRIX-gammacamera in de driehoeksconfiguratie als functie van de detectorradius. . .	35
3.5	De tangentiële verschuiving voor een IRIX-gammacamera in de U-vormige configuratie als functie van de detectorradius. .	35
3.6	Plaatsing van de puntbronnen in het axiale vlak.	40
3.7	Plaatsing van het fantoom.	42
3.8	Bepaling van het aantal verstrooide tellen.	43
3.9	Fit van toevallige en verstrooide coïncidenties aan het sinogram-profiel (x-as in cm).	50
3.10	Vergelijking van de totale telkadans voor XP-elektronica en Precision-elektronica.	52
3.11	Telkadans van de Siemens ECAT PET-camera.	53
3.12	Totale telkadans voor een kort fantoom.	54
3.13	Toevallige en verstrooide telkadans voor een kort fantoom. . .	55
3.14	NEC telkadans voor een kort fantoom.	56

3.15	Totale telkadans voor een lang fantoom.	57
3.16	Toevallige en verstrooide telkadans voor een lang fantoom. . .	58
3.17	NEC telkadans voor een lang fantoom.	59
3.18	FWHM in transaxiale richting als functie van de detectorradius.	63
3.19	FWHM in axiale richting als functie van de detectorradius. . .	64
3.20	FWTM in transaxiale richting als functie van de detectorradius.	65
3.21	FWTM in axiale richting als functie van de detectorradius. . .	66
4.1	Geometrie van een tweekopscoïncidentiesysteem.	71
4.2	Ontbinding van het driekopsprobleem in drie maal een tweekopsprobleem.	73
4.3	Geometrie van twee detectoren in een driekopscoïncidentiesysteem.	74
4.4	Geometrie van twee detectoren in een driekopscoïncidentiesysteem in het geval van identieke detectoren.	79
4.5	Overgang van sensitiviteit van een LOR naar de sensitiviteit van een pixel.	81
4.6	Onderzochte configuraties: (a) tweekops, (b) driehoeks- en (c) U-vormige configuratie.	82
4.7	Sensitiviteitsprofielen van een LOR voor een tweekops- (streepjeslijn), een driehoeks- (volle lijn) en een U-vormige (puntjeslijn) configuratie. De sensitiviteit is uitgezet als functie van de afstand tot het COR.	83
4.8	Sensitiviteitsprofiel voor tweekopsgeometrie.	84
4.9	Sensitiviteitsprofiel voor driehoekige geometrie.	85
4.10	Sensitiviteitsprofiel voor U-vormige geometrie.	86
4.11	Gemiddelde sensitiviteit in radialen over de gehele FOV als functie van de detectorradius.	87
4.12	Gemiddelde sensitiviteit in radialen over de centrale 50 mm van de FOV als functie van de detectorradius.	88
4.13	Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een tweekopsconfiguratie.	91
4.14	Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een U-vormige configuratie.	92
4.15	Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een triangulaire configuratie.	93
5.1	Opstelling en parameters voor de 3D sensitiviteitsberekening voor een tweekopssysteem.	99
5.2	Effectieve separatie tussen de detectorkoppen.	101

5.3	Opstelling en parameters voor de 3D sensitiviteitsberekening voor een driekopssysteem.	103
5.4	Opstelling en parameters voor de berekening van $S(a, \phi)$ en ϕ_1 en ϕ_2 in het transaxiale vlak voor een driekopssysteem. . .	105
5.5	Sensitiviteit voor een tweekopsconfiguratie.	106
5.6	Sensitiviteit voor een U-vormige configuratie.	107
5.7	Sensitiviteit voor een triangulaire configuratie.	108
5.8	Sensitiviteit voor een triangulaire configuratie met gebruik van axiale septa.	109
5.9	Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een triangulaire configuratie in 3D: transaxiale doorsnede.	111
5.10	Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een triangulaire configuratie in 3D: axiale doorsnede.	112
5.11	Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een U-vormige configuratie in 3D: transaxiale doorsnede.	113
5.12	Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een tweekopsconfiguratie in 3D: transaxiale doorsnede.	114
5.13	Sensitiviteitsmap (a), scheidbare sensitiviteitsmap (b), en procentueel verschil (c) voor een tweekopsconfiguratie met een rotatieradius van 41.0 cm.	118
5.14	Sensitiviteitsmap (a), scheidbare sensitiviteitsmap (b), en procentueel verschil (c) voor een triangulaire configuratie met een rotatieradius van 31.0 cm.	119
5.15	Sensitiviteitsmap (a), scheidbare sensitiviteitsmap (b), en procentueel verschil (c) voor een U-vormige configuratie met een rotatieradius van 36.0 cm.	119
5.16	Gemiddeld absoluut verschil over de gehele FOV in functie van de detectorradius voor de drie verschillende configuraties.	120
5.17	Gemiddeld absoluut verschil over de centrale 20 cm van de FOV in functie van de detectorradius voor de drie verschillende configuraties.	121
6.1	De Orlovsfeer en Ω voor één projectie in PET.	125
6.2	De Orlovsfeer en Ω in 2D PET en SPECT.	126
6.3	De Orlovsfeer en Ω in 3D PET.	127

6.4	De IRIX-camera met de detectorkoppen zo dicht mogelijk bij elkaar. De radius R bedraagt 210 mm, de lengte L van de koppen 505 mm en de tangentiële verschuiving T 138 mm. Ook aangeduid is een LOR met radiale afstand s en hoek φ .	129
6.5	Verzameling Ω in het centrum van de FOV voor de irix in stationaire 2D werking. De z-as komt uit de figuur.	130
6.6	Opstelling en parameters voor de 3D sensitiviteitsberekening voor een stationaire camera.	134
6.7	Projectiestap in de 3D sensitiviteitsberekening voor een stationaire camera.	135
6.8	Opdeling van de doorsnede in driehoeken in de 3D sensitiviteitsberekening voor een stationaire camera.	137
6.9	Mogelijke doorsneden: (a) driehoek, (b) vierhoek, (c) vijfhoek, en (d) zeshoek. In streepjeslijn staat een mogelijke verdeling in driehoeken aangegeven.	138
6.10	Berekening van de ruimtehoek van een driehoek in de 3D sensitiviteitsberekening voor een stationaire camera.	139
6.11	Verloop van de sensitiviteit voor de stationaire IRIX-camera in het transaxiale vlak. (a) horizontale doorsnede, (b) 3D weergave, (c) beeld, (d) verticale doorsnede.	141
6.12	Verloop van de sensitiviteit voor de stationaire IRIX-camera in het axiale vlak. (a) horizontale doorsnede, (b) 3D weergave, (c) beeld, (d) verticale doorsnede.	142
6.13	Verloop van de sensitiviteit voor de stationaire IRIX-camera zonder tangentiële verschuiving in het transaxiale vlak. (a) horizontale doorsnede, (b) 3D weergave, (c) beeld, (d) verticale doorsnede.	143
6.14	Verloop van de sensitiviteit voor de stationaire IRIX-camera zonder tangentiële verschuiving in het axiale vlak. (a) horizontale doorsnede, (b) 3D weergave, (c) beeld, (d) verticale doorsnede.	144
6.15	Verloop van de transaxiale sensitiviteit voor de stationaire IRIX-camera met een detectorradius van 40.0 cm. (a) horizontale doorsnede, (b) 3D weergave, (c) beeld, (d) verticale doorsnede.	145
6.16	De transaxiale sensitiviteit in het centrale axiale vlak voor de stationaire IRIX-camera met een detectorradius van 21.0 cm. De volle lijn geeft de berekening aan de hand van de ruimtehoek, de streepjeslijn geeft de berekening uit het vorige hoofdstuk.	146

6.17	De axiale sensitiviteit in het transaxiale centrum van de FOV voor de stationaire IRIX-camera met een detectorradius van 21.0 cm. De volle lijn geeft de berekening aan de hand van de ruimtehoek, de streepjeslijn geeft de berekening uit het vorige hoofdstuk.	147
6.18	De transaxiale sensitiviteit in het centrale axiale vlak voor de stationaire IRIX-camera met een detectorradius van 40.0 cm. De volle lijn geeft de berekening aan de hand van de ruimtehoek, de streepjeslijn geeft de berekening uit het vorige hoofdstuk.	148
6.19	De axiale sensitiviteit in het transaxiale centrum van de FOV voor de stationaire IRIX-camera met een detectorradius van 40.0 cm. De volle lijn geeft de berekening aan de hand van de ruimtehoek, de streepjeslijn geeft de berekening uit het vorige hoofdstuk.	149
6.20	Vergelijking van de sensitiviteit in het centrale punt van de FOV voor een tweekopsconfiguratie als functie van de detectorradius. Vlakke benadering 1 is de methode beschreven in het vorige hoofdstuk, vlakke benadering 2 is de methode van Reader, ruimtehoek staat voor de in dit hoofdstuk beschreven methode en Monte-Carlo tenslotte staat voor de simulaties met het GEANT-pakket.	151

Hoofdstuk 1

Inleiding

PET (Eng: Positron Emission Tomography) is een tomografische techniek die steunt op het principe van annihilatie-coïncidentiedetectie. Een speurstof gemerkt met een positronemitter wordt in de patiënt ingespoten. De speurstof verspreidt zich vervolgens in het lichaam van de patiënt door de metabolische werking. De positronemitter zal vervallen en hierbij een positron uitzenden. Deze zal na een korte afstand afgelegd te hebben in botsing komen met een elektron en hierdoor annihileren, met uitzending van twee fotonen met een identieke energie van 511 keV in tegengestelde richting. Hiervan maakt de PET-camera gebruik om de lijn waarlangs de annihilatie plaatsvond te bepalen: als twee fotonen op hetzelfde moment gedetecteerd worden zijn ze van dezelfde annihilatie afkomstig en heeft deze dus plaatsgevonden op de lijn die de twee detectieplaatsen verbindt. Op deze manier worden projecties bekomen van de activiteitsverdeling in de patiënt. Met behulp van een reconstructiealgoritme kan dan een beeld van de driedimensionale verdeling van de speurstof bekomen worden.

PET heeft als techniek een aantal belangrijke voordelen: de elektronische collimatie, het feit dat lichaamseigen speurstoffen gebruikt kunnen worden, en een hoge sensitiviteit en resolutie. Een belangrijk nadeel van de PET-techniek is de hoge kostprijs, zowel van de speurstof als van de PET-camera, en hiermee samenhangend de lage beschikbaarheid van de techniek. Recent neemt de klinische toepasbaarheid van PET een enorme vlucht, vooral in het domein van de oncologie. Hierdoor zijn verschillende cameraconstructeurs op zoek gegaan naar een manier om de PET-techniek wijder beschikbaar te maken. Naast de (dure) gespecialiseerde PET-camera's kwamen er gammacamera's op de markt die, mits een bescheiden meerkost in vergelijking met een conventionele gammacamera, naast SPECT-beelden (Eng: Single Photon Emission Computed Tomography) ook PET-beelden opnemen. Het is op dit soort toestellen dat het

hier voorgestelde onderzoek werd verricht.

Bij aanvang van dit project bestond de techniek van de PET-beeldvorming met behulp van een gammacamera enkel voor tweekopscamera's. Er bestonden weliswaar reeds driekopscamera's die PET-beelden konden opnemen, maar hiervoor werden slechts twee detectorkoppen gebruikt. Tijdens de duur van dit project echter werd de coïncidentie-optie voor drie detectorkoppen ontwikkeld, teneinde de gevoeligheid van de techniek te verbeteren. Een groot deel van het hier voorgestelde werk behelst onderzoek rond deze driekopscoïncidentiedetectie.

In hoofdstuk 2 wordt een overzicht gegeven van het domein van de nucleaire geneeskunde. Meer bepaald wordt de werking van de gammacamera uitgebreid gesproken, en wordt de werking van SPECT en PET uitgelegd. Bovendien wordt specifiek de nadruk gelegd op het gebruik van de gammacamera in coïncidentiemode, aangezien dit de techniek is waarover dit proefschrift handelt. De aanpassingen van de camera om tot een coïncidentiewerking te komen worden besproken, en we gaan in op de voornaamste beperkingen van de techniek, evenals enkele mogelijke oplossingen die werden ontwikkeld om deze beperkingen deels teniet te doen.

Hoofdstuk 3 beschrijft een aantal metingen die in het kader van dit werk werden uitgevoerd op de IRIX-gammacamera. Eerst wordt de IRIX-camera beschreven, met specifieke nadruk op de werking in coïncidentie. Vervolgens beschrijven we de nieuwe NEMA-standaard voor de bepaling van de performantie van PET-camera's, NEMA NU2-2001, die tijdens de duur van dit project werd ingevoerd. Deze nieuwe standaard vervangt de oude NEMA-standaard uit 1994 om tegemoet te komen aan de nieuwe ontwikkelingen in de PET-techniek, zowel wat betreft de camera zelf als wat betreft de klinische toepassingen. Vervolgens wordt de meting van de telkadansperformantie beschreven, de belangrijkste parameter voor een gammacamera in coïncidentiemode. De experimenten en daaropvolgende analyses geven niet alleen het verloop van de totale telkadans als functie van de activiteit, maar ook verscheidene andere belangrijke fysische grootheden, en dit voor de camera in verschillende werkingstoestanden. Tenslotte wordt het verloop van de resolutie van het systeem beschreven voor verschillende mogelijke configuraties van de IRIX-camera in driekopscoïncidentiewerking, en worden de verschillende factoren aangeduid die deze resolutie beïnvloeden.

In hoofdstuk 4 wordt een methode uitgewerkt voor de berekening van de 2D sensitiviteit van een gammacamera in coïncidentiewerking voor een algemene detectorconfiguratie. Deze methode wordt vervolgens toegepast op de bestaande driekopsgammacamera in verschillende mogelijke configuraties, en de voor- en nadelen van de verschillende configuraties worden besproken.

Deze resultaten worden in hoofdstuk 5 uitgebreid naar drie dimensies, ten einde de werking van de camera in 3D mode te beschrijven. De bekomen resultaten worden getest aan de hand van Monte-Carlosimulaties. Bovendien wordt de separabiliteit van de bekomen oplossing onderzocht, aangezien huidige technieken uitgaan van een separabele oplossing.

In hoofdstuk 6 tenslotte wordt een preliminaire studie gemaakt van de mogelijkheid om beelden op te nemen met een stationaire camera. Na een uiteenzetting over de voorwaarden voor de compleetheid van data voor een PET-acquisitie volgt een overzicht van technieken die in de literatuur zijn verschenen om te compenseren voor ontbrekende data, aangezien deze nodig zullen zijn voor de reconstructie van beelden opgenomen met een stationaire camera. Tenslotte wordt een berekeningstechniek voorgesteld voor de sensitiviteit van een stationaire camera, die als basis moet dienen voor de reconstructie van deze beelden.

Dit onderzoek werd verricht binnen de onderzoeksgroep MEDISIP (Medical Image and Signal Processing) in de vakgroep ELIS (Elektronica en InformatieSystemen) van de Universiteit Gent. Daarnaast werd nauw samengewerkt met het Departement Nucleaire Geneeskunde van het Universitair Ziekenhuis van Gent, zowel voor dit doctoraatswerk als in verband met verscheidene andere onderzoeksprojecten.

Het onderzoek verricht in het kader van dit doctoraat, zowel wat betreft het werk dat hier wordt voorgesteld als wat betreft medewerking aan andere onderzoeksprojecten, leidde tot verscheidene artikels in internationale tijdschriften, waarvan 4 als eerste auteur, conferentiebijdragen en conferentiemededelingen. De referenties naar deze publicaties zijn terug te vinden in een bijlage.

Hoofdstuk 2

Positronemissietomografie

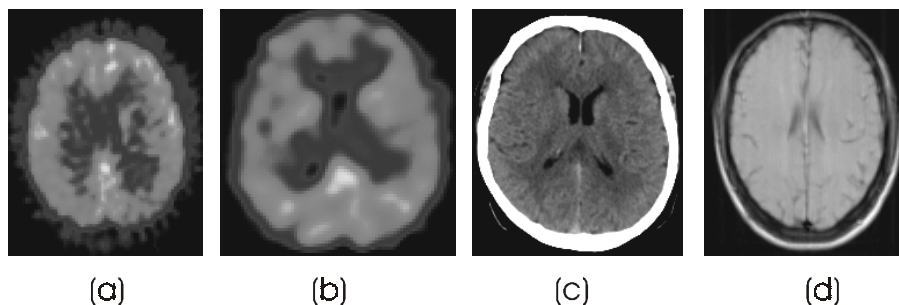
2.1 Inleiding

In dit hoofdstuk zullen we kort het toepassingsgebied bespreken van dit werk. We geven eerst een algemeen beeld van de nucleaire geneeskunde, de medische discipline waarover dit werk handelt. In een volgende sectie wordt het meest gebruikte toestel in de nucleaire geneeskunde besproken: de gammacamera. Vervolgens behandelen we de twee belangrijkste beeldvormingstechnieken die in deze discipline worden toegepast: SPECT en PET. Tenslotte volgt er een bespreking van de techniek waarover deze thesis specifiek handelt: gammacamera-PET.

2.2 Nucleaire geneeskunde

Nucleaire geneeskunde is die tak van de geneeskunde die gebruikmaakt van radioactieve kernen voor diagnostiek en therapie. We herkennen in deze definitie onmiddellijk twee luiken: een diagnostisch luik en een therapeutisch luik.

Bij de therapeutische toepassingen van de nucleaire geneeskunde wordt een bepaalde hoeveelheid van een radioactief gemerkte molecule, speurstof genoemd, aan de patiënt toegediend. Door de specifieke aard van de draagmolecule zal de speurstof naar welbepaalde delen van het lichaam getransporteerd worden. Daar ter plaatse wordt dan een hoge dosis aan de organen in kwestie gegeven. Voorbeelden van toepassingen kunnen gevonden worden in de oncologie, waarbij de speurstof preferentieel door de tumor zal worden opgenomen en daar ook de hoogste stralingsdosis zal afgeven, teneinde zoveel mogelijk tumorweefsel te vernietigen. Aan patiënten die lijden aan hyperthyroidie, die dus een te hard werkende schildklier hebben, wordt radioactief jodium toe-



Figuur 2.1: Voorbeeld van (a) een PET-beeld, (b) een SPECT-beeld, (c) een CT-beeld en (d) een MR-beeld van de hersenen.

gediend om de schildklier te bestralen. Het gebruik van ioniserende straling voor therapeutische doeleinden heeft de nucleaire geneeskunde gemeen met de radiotherapie. Het onderscheid zit hem in het soort radioactieve bron dat wordt gebruikt: bij radiotherapie zijn dit gesloten bronnen, hetzij extern (stralenbundel uit lineaire versneller) hetzij intern (inplanting van bronnen in of in de nabijheid van het te bestralen orgaan bij brachytherapie); in de nucleaire geneeskunde daarentegen worden open bronnen gebruikt, die door middel van de stofwisseling van de patiënt na ingestie, inspuiting of inhalering naar de juiste plaats worden getransporteerd.

Ook in de diagnostiek wordt in de nucleaire geneeskunde gebruikgemaakt van een spoorstof. Ook hier dient de draagmolecule om de spoorstof naar de gewenste plaats te brengen. Doordat het hier om zeer kleine hoeveelheden van de spoorstof gaat worden de biochemische processen in de patiënt niet verstoord door het toedienen van de spoorstof. De radioactieve kern waarmee de spoorstof gemerkt werd dient nu om, via de uitgezonden straling, een beeld te kunnen bekomen van de ruimtelijke verdeling van de spoorstof. Deze verdeling geeft een beeld van functionele processen in het lichaam, zoals doorbloeding, metabolisatie van bepaalde stoffen, opname in bepaalde cellen enz. Het gaat hier dus om functionele beeldvorming, in tegenstelling tot bijvoorbeeld magnetische-resonantiebeeldvorming (MR) of CT (Eng: Computed Tomography), waarbij een beeld wordt gegenereerd van de anatomie van de patiënt. In figuur 2.1 worden bij wijze van illustratie voorbeelden getoond van een PET, een SPECT, een CT en een MR-beeld van de hersenen.

Het in beeld brengen van metabolische activiteit heeft als voordeel dat de nucleaire geneeskunde meestal zeer gevoelig is, omdat functieveranderingen bij een ziekteproces al zeer vroeg optreden, nog voor anatomisch iets abnormaals waar te nemen valt. Vroege diagnose is dus mogelijk. Bovendien kan

in vele gevallen onderscheid gemaakt worden tussen verschillende ziektebeelden, daar waar de anatomische technieken een identiek beeld opleveren, bijvoorbeeld om het onderscheid te maken tussen tumorhergroei na therapie of gewoon littekenweefsel; om het onderscheid te maken tussen herstelbaar en dood weefsel na een hartinfarct etc.

Een nadeel van functionele beeldvorming is dat dikwijls anatomische herkenningpunten in het beeld ontbreken, zodat het moeilijk wordt precies te bepalen met welke plaats in de patiënt een gegeven regio in het beeld overeenkomt. Om hieraan te verhelpen zijn beeldfusietechnieken ontworpen, die het functionele beeld correleren met een anatomisch beeld van dezelfde patiënt, zodat een bepaalde plaats in het functionele beeld fysisch overeenstemt met dezelfde plaats in het anatomisch beeld [1–3].

Het veruit meest gebruikte radionuclide in de nucleaire geneeskunde is technetium in de vorm van ^{99m}Tc , waarbij de m staat voor het feit dat de kern metastabiel is. Dit radionuclide vervalt met een halfwaardetijd van 6 uur naar ^{99}Tc , en zendt daarbij een foton uit met een energie van 140 keV. De karakteristieken van ^{99m}Tc zijn bijna ideaal voor nucleaire beeldvorming: de halfwaardetijd van 6 uur is lang genoeg om het bestuderen van metabole processen toe te laten, maar kort genoeg om de stralingsbelasting voor de patiënt en zijn omgeving te beperken. De energie van 140 keV is hoog genoeg opdat een groot deel van de fotonen het lichaam van de patiënt zouden kunnen verlaten, maar laag genoeg om met relatief dunwandige collimatoren te kunnen werken. De chemische eigenschappen zijn bovendien zó, dat het radionuclide in vele biologisch actieve stoffen kan worden ingebouwd, waardoor de ontwikkeling van zeer specifieke spoorstoffen gemerkt met ^{99m}Tc mogelijk wordt. Bovendien ontstaat het radionuclide uit het verval van ^{99}Mo , dat vervalt met een halfwaardetijd van 66 uur, zodat het radionuclide ter plekke uit een generator kan worden gehaald wanneer nodig. Dit gebeurt eenvoudig door een zoutoplossing door de generator te spoelen: het gevormde Tc lost op, terwijl het onoplosbare Mo achterblijft. De generator wordt slechts om de één à twee weken vervangen. Een nadeel van Tc als radionuclide is dat het een element is dat onder normale omstandigheden niet voorkomt in het menselijk lichaam, zodat de spoorstoffen die ermee gemerkt worden steeds een andere structuur hebben dan lichaamseigen stoffen. Er moet dan ook steeds onderzocht worden in welke mate de aanwezigheid van het Tc de verdeling en de metabolisatie van de spoorstof in het lichaam van de patiënt verandert.

Een meer gedetailleerd overzicht van het gebied van de nucleaire geneeskunde kan men vinden in [4], of in het lijvige standaardwerk van Murray en Ell [5].

2.3 De gammacamera

De gammacamera is het meest gebruikte toestel in de nucleaire geneeskunde. In wat volgt zullen we kort ingaan op de werking ervan (figuur 2.2).

De gammacamera bestaat uit één of meerdere detectorkoppen bestaande uit een groot NaI(Tl) kristal, optisch gekoppeld aan een matrix van fotovermenigvuldigers (Eng: Photo Multiplier Tubes, PMT's). De gammacamera detecteert en maakt een beeld van invallende gammastralen, hoogenergetische fotonen afkomstig van radioactieve kernen. Energieën van gammastralen gebruikt in de nucleaire geneeskunde liggen ongeveer in het bereik tussen 50 keV en 600 keV. Bij inval van een hoogenergetisch foton zal het kristal scintilleren: de energie van het invallend foton wordt omgezet in een lichtpuls in het zichtbare spectrum. Dit licht verspreidt zich dan over het kristal en valt via de optische koppeling in op de PMT's. Deze zetten het ontvangen lichtsignaal om in een elektrische puls, waarvan de hoogte evenredig is met de totale energie van het invallend licht. Wanneer het hoog-energetisch foton volledig gestopt wordt in het kristal, is de intensiteit van de lichtpuls evenredig met de energie van het invallend foton, en in dat geval is de som van de hoogten van de signalen uit alle PMT's evenredig met de energie van het invallend foton.

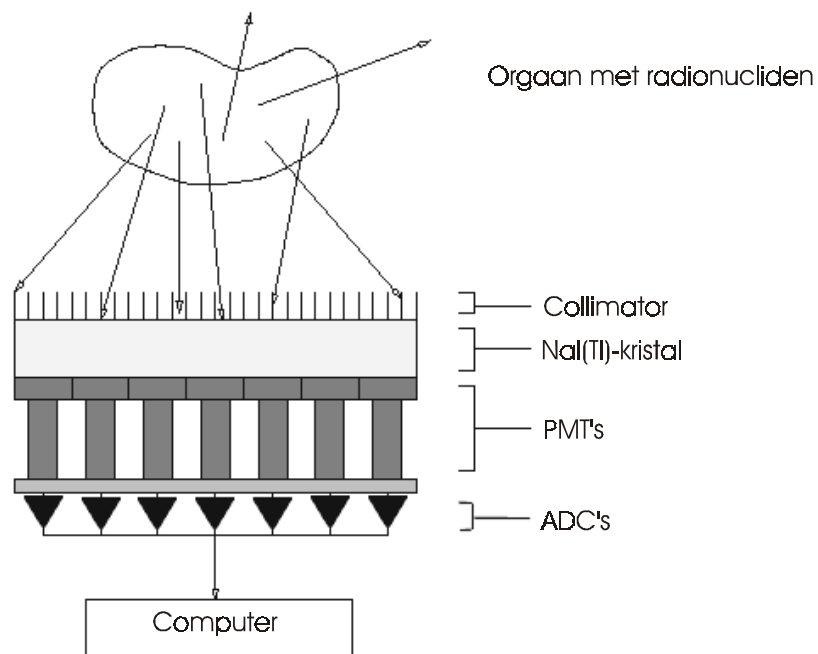
De diameter van de gebruikte PMT's is typisch veel groter dan de beoogde resolutie, dus volstaat het niet voor de plaatsbepaling de positie van de PMT met het hoogste signaal te nemen. Door middel van zogenaamde "Angerlogica", genoemd naar H. Anger, de ontwerper van de eerste gammacamera, kan uit de hoogten van de spanningspieken in de verschillende PMT's de plaats en de totale energie van de scintillatie bepaald worden [6]. Deze wordt gegeven door:

$$X = \frac{\sum x(i)E(i)}{\sum E(i)}; \quad (2.1)$$

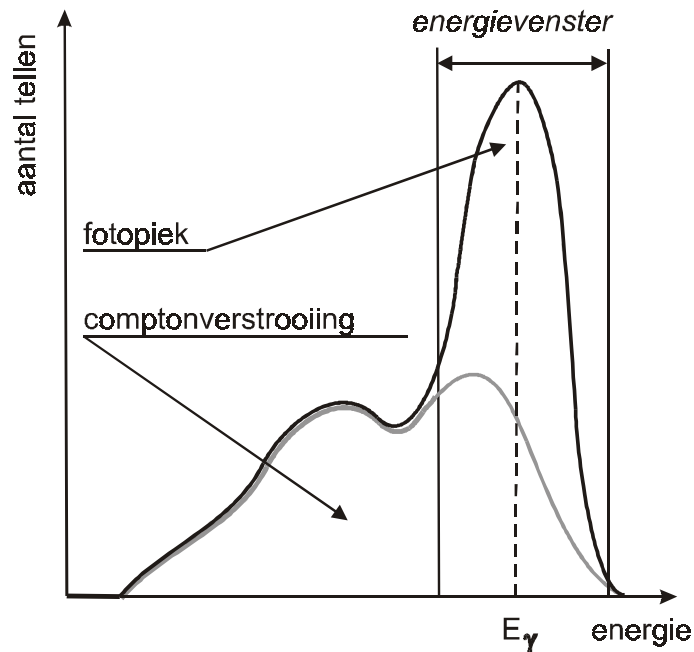
$$Y = \frac{\sum y(i)E(i)}{\sum E(i)}; \quad (2.2)$$

$$E = \sum E(i). \quad (2.3)$$

Hierin loopt de som over alle PMT's i , is $x(i), y(i)$ de positie van PMT i en $E(i)$ het signaal uit deze PMT, gecalibreerd voor energie. Bij oudere types van gammacamera's werd deze berekening uitgevoerd door middel van een analoog resistief netwerk; bij de nieuwere, zogenaamd digitale camera's, wordt het signaal dat uit de PMT komt meteen gedigitaliseerd, en gebeurt de berekening van plaats en energie volledig digitaal. De nauwkeurigheid van de bepaling van X en Y bepaalt de intrinsieke resolutie van de camera (orde



Figuur 2.2: Werking van een gammacamera.



Figuur 2.3: Energiespectrum van een radionuclide zoals gemeten door een gammacamera.

van grootte 5 mm). Bij planaire beeldvorming en SPECT (Eng: Single Photon Emission Computed Tomography) wordt de resolutie echter voornamelijk bepaald door de keuze van de collimator, zoals in wat volgt zal besproken worden.

De nauwkeurigheid waarmee E gemeten wordt bepaalt de energieresolutie van de gammacamera. Bij de gammacamera ligt deze energieresolutie rond de 10% [7]. De energieresolutie wordt uitgedrukt als de ratio van de volle breedte op halve hoogte van de fotopiek en de centrale energie van de fotopiek, in procenten [8].

Het belang van de energieresolutie van een gammacamera ligt vooral in het onderscheiden van niet-verstrooide van verstrooide fotonen. Men onderscheidt compton- en rayleighverstrooiing. Bij comptonverstrooiing zal het foton botsen met een elektron op de buitenste schil van een atoom en daarbij van richting veranderen. Het foton verliest daarbij een gedeelte van zijn energie, afhankelijk van de verstrooiingshoek: het energieverlies is klein bij een kleine verstrooiingshoek en wordt maximaal bij een verstrooiing van 180° . De eigenschappen van de comptonverstrooiing zijn totaal onafhankelijk van

het materiaal waarin de verstrooiing optreedt, aangezien het hier gaat om een zuivere foton-elektroninteractie. Rayleighverstrooiing is een botsing van het foton met een atoom in zijn geheel. Door de grote massa van het atoom zal het foton bij dit proces wel van richting veranderen, maar nagenoeg geen energie verliezen. In wat volgt zullen we met verstrooiing enkel comptonverstrooiing bedoelen, aangezien rayleighverstrooiing slechts belangrijk wordt voor lage fotonenergieën (< 50 keV).

Comptonverstrooiing van fotonen in de patiënt resulteert in het toekennen van de overeenkomstige gebeurtenis aan de verkeerde projectielijn, aangezien het foton ten gevolge van de verstrooiing van richting verandert. Dit heeft een negatieve invloed op zowel de resolutie als het contrast in de bekomen beelden. Tijdens de verstrooiing verliest het foton echter ook een deel van zijn energie, en dit wordt gebruikt om een onderscheid te maken tussen niet-verstrooide en verstrooide fotonen. De energie van het verstrooide foton ligt tussen de oorspronkelijke fotonenergie (bij zeer kleine verstrooiingshoeken) en de oorspronkelijke fotonenergie min het maximale comptonenergieverlies (bij een verstrooiing van 180°).

Er kan ook comptonverstrooiing optreden in het detectiekristal zelf. Het foton zal dan slechts een deel van zijn energie in het kristal afgeven, en vervolgens het kristal weer verlaten. In dit geval ligt de afgegeven, en dus gedetecteerde energie tussen 0 (voor zeer kleine verstrooiingshoeken), en een maximale energie die overeenkomt met het energieverlies bij een verstrooiing van 180° . Deze maximale energie wordt de comptonrand genoemd en kan geobserveerd worden als een lokaal maximum links van de fotopiek in het energiespectrum, zoals te zien is in figuur 2.3. Gebeurtenissen die onmiddellijk links van de fotopiek worden gedetecteerd, en dus rechts van de comptonrand, zijn bijgevolg waarschijnlijk afkomstig van fotonen verstrooid in de patiënt, en niet van fotonen verstrooid in het kristal. Uiteraard is in beide gevallen ook meervoudige comptonverstrooiing mogelijk.

In figuur 2.3 wordt het energiespectrum getoond van een radionuclide dat mono-energetische gammastralen uitzendt. Zoals te zien is, geven deze mono-energetische gammastralen aanleiding tot een continu spectrum, enerzijds door de beperkte energieresolutie van de gammacamera, en anderzijds door het verstrooiingseffect. We zien enerzijds de fotopiek, die voornamelijk gevormd wordt door fotonen die niet verstrooid werden en hun totale energie in het kristal afgeven. De regio links van deze fotopiek wordt gevormd door verstrooide fotonen. Bij acquisitie van beelden worden enkel gebeurtenissen in een door de gebruiker bepaald venster rond de fotopiek voor beeldvorming gebruikt, bijvoorbeeld een regio van 20 % rond de piek. Dit venster wordt het energievenster genoemd. Door de beperkte energieresolutie van de camera zul-

len echter in dit energievenster ook nog een aantal verstrooide fotonen zitten, temeer daar het energieverlies bij verstrooiing onder kleine hoeken beperkt is. Bij de keuze van het energievenster moet een afweging gemaakt worden tussen sensitiviteit enerzijds, en het zo veel mogelijk uitsluiten van verstrooide fotonen anderzijds. Verscheidene technieken zijn ontworpen om voor de overblijvende verstrooiing te corrigeren [9–12].

Bij planaire beeldvorming en bij SPECT worden enkelvoudige fotonen uitgezonden door de speurstof. Om projecties te verkrijgen van de activiteitsverdeling binnen de patiënt is het nodig een zekere richtingsselectie uit te voeren op de invallende fotonen. Dit gebeurt door middel van een collimator. Deze collimator bestaat uit een loden blok met daarin gaten, zodat enkel fotonen in de richting van deze gaten de detector kunnen bereiken. Hoe hoger de gebruikte fotonenergie, hoe dikker de wanden tussen de gaten moeten zijn, om te vermijden dat schuin invallende fotonen door de wand heen zouden penetreren en alsnog de detector zouden bereiken. Daarom worden verschillende collimatoren ontworpen voor verschillende energieën. Bij het ontwerp van een collimator moet bovendien een afweging gemaakt worden tussen sensitiviteit en resolutie. Lange smalle gaten zullen enkel fotonen toelaten onder zeer kleine hoeken, en dus aanleiding geven tot een zeer hoge resolutie maar een lage sensitiviteit. Indien kortere en/of bredere gaten gebruikt worden zullen meer fotonen toegelaten worden, waardoor de sensitiviteit stijgt, maar de hoekbeperking voor de invallende fotonen wordt minder streng, waardoor de resolutie vermindert.

Bovendien moet men bij het ontwerpen van een collimator de afweging maken tussen dikte van de septa enerzijds en resolutie anderzijds. Dikke septa zullen resulteren in grotere gaten en dus een lagere resolutie, of in een kleinere oppervlaktefractie die niet door lood wordt ingenomen, hetgeen resulteert in een lagere sensitiviteit. Als de septa echter te dun worden zal de fractie van hoge-energiefotonen die doorheen de septa kan penetreren te groot worden. Om die reden bieden cameraconstructeurs verschillende collimatoren aan voor het gebruik bij verschillende fotonenergieën, resoluties en sensitiviteiten. Zo onderscheidt men bijvoorbeeld LEHR (Eng: Low Energy High Resolution, lage energie en hoge resolutie), LEGP (Eng: Low Energy General Purpose, lage energie en hogere sensitiviteit) en MEGP (Eng: Medium Energy General Purpose, voor medium en hoge energieën) collimatoren [13].

Doordat de collimator de hoek van inval beperkt, is de resolutie afhankelijk van de afstand tot de collimator. De resolutie wordt beschreven door middel van de volle breedte op halve hoogte (Eng: Full Width at Half Maximum, FWHM) van de puntspreidingsfunctie. Hoe groter de FWHM, hoe slechter de resolutie van de camera is. We spreken dus van een hoge resolutie als

de FWHM klein is. Voor een gaussiaanse puntspreidingsfunctie bepaalt de FWHM op unieke wijze de vorm van de puntspreidingsfunctie, en geeft de FWHM de afstand tussen twee punten die nog net van elkaar kunnen onderscheiden worden. De puntspreidingsfunctie van een gammacamera is vaak niet gaussiaans. Daarom wordt naast de FWHM dikwijls ook de volle breedte op tiende hoogte gemeten om het systeem te karakteriseren (Eng: Full Width at Tenth Maximum, FWTM). De FWHM van een gammacamera wordt zowel bepaald door de intrinsieke resolutie ($FWHM_{intr}$) als door de resolutie te wijten aan de collimator ($FWHM_{coll}$). De $FWHM_{coll}$ stijgt lineair met de afstand tot het collimatoroppervlak, en heeft, voor bijvoorbeeld een LEHR collimator een orde van grootte van 8 mm op 10 cm van het detectoroppervlak. De totale FWHM $FWHM_{tot}$ wordt gegeven door [13]:

$$FWHM_{tot} = \sqrt{(FWHM_{intr})^2 + (FWHM_{coll})^2} \quad (2.4)$$

Een ander belangrijk aspect van de gammacamera is het gedrag bij hoge telkadans. De telkadans is het aantal tellen per seconde dat de camera te verwerken krijgt. Bij een hoge telkadans zullen tellen verloren gaan door het effect van pulsophoping. Dit betekent dat twee fotonen invallen op de detector in een zeer korte tijdsspanne, zodat zij door de camera als één enkele gebeurtenis aanzien worden. Deze gebeurtenis zal echter niet in rekening gebracht worden aangezien de schijnbare energie de som zal zijn van de energieën van de twee aparte tellen, en dus buiten het energievenster zal vallen. Ook de juiste plaatsbepaling van de gebeurtenis door middel van de Angerlogica zal niet meer mogelijk zijn: de plaats zou ergens tussen de plaats van inval van de twee gebeurtenissen gesitueerd worden. De gemeten telkadans van een gammacamera is voor lage activiteiten evenredig met de activiteit die zich in het gezichtsveld van de camera bevindt. Door het hierboven besproken effect zal dit voor hogere activiteiten niet meer opgaan: de telkadans stijgt dan minder dan evenredig met de activiteit wegens het tellenverlies. De gammacamera is een paralyseerbaar systeem [14]. Bij zeer hoge activiteiten zal de telkadans dus dalen bij stijgende activiteit. Bij een extreem hoge activiteit zal geen enkele tel meer kunnen gemeten worden, het kristal licht dan voortdurend op door de invallende fotonen, en het wordt onmogelijk voor de achterliggende elektronica om aparte tellen te onderscheiden: het systeem is “verlamd”. Het moment waarop de telkadans-activiteitcurve van het lineair gedrag begint af te wijken en de maximale telkadans zijn belangrijke parameters om aan te geven hoe goed de camera hoge activiteiten in het gezichtsveld kan hanteren. Dit wordt voornamelijk bepaald door de dode tijd van het systeem: de tijd dat het duurt tot de camera een tel verwerkt heeft en weer klaar is om een volgende tel te verwerken.

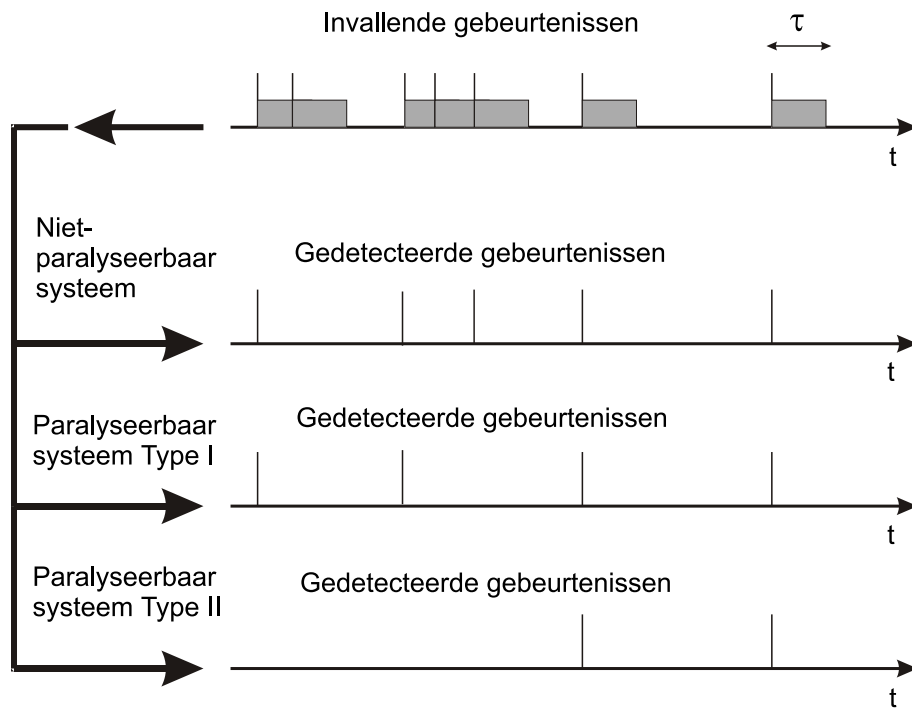
In figuur 2.4 wordt de betekenis van een paralyseerbaar en een niet-paralyseerbaar systeem verduidelijkt. De bovenste tijdsas toont de invallende gebeurtenissen, elk met een dode tijd aangeduid door een grijze rechthoek. Daaronder wordt voor verschillende types van systemen aangegeven welke gebeurtenissen gedetecteerd worden [14]. Bij een niet-paralyseerbaar systeem zal een gebeurtenis niet meer gedetecteerd worden indien het binnen de dode tijd valt van een eerdere gebeurtenis. De niet-gedetecteerde gebeurtenis zal zelf echter geen dode tijd meer veroorzaken, zodat er steeds gebeurtenissen gedetecteerd blijven, hoeveel gebeurtenissen er ook invallen per tijdseenheid op het systeem. Daarnaast bestaan er ook twee types van paralyseerbare systemen. Bij beide types zal elke gebeurtenis een dode tijd met zich meebrengen, ongeacht of ze gedetecteerd wordt of niet. Bij het eerste type zal echter een eerste gebeurtenis steeds gedetecteerd worden, ook als er binnen de dode tijd een andere gebeurtenis op het systeem invalt. Bij het tweede type daarentegen zal een overlapping van de dode tijd van twee gebeurtenissen resulteren in het niet-detecteren van beide gebeurtenissen. Tot dit laatste type systeem moet de gammacamera gerekend worden, aangezien detectie van twee gebeurtenissen binnen een dode tijd zal aanleiding geven tot de hiervoor besproken pulsophoping, zodat de gemeten fotonenergie buiten het energievenster zal vallen en dus niet als nuttige tel in de beeldvorming kan worden gebruikt.

De gammacamera wordt klassiek gebruikt voor planaire beeldvorming en voor SPECT. Bij planaire beeldvorming verkrijgt men een projectie van de activiteitsverdeling binnen de patiënt, en dikwijls wordt een beeld opgenomen van de totale patiënt door de camera over de patiënt heen te bewegen. Vaak worden, na de opname van het totale lichaam, ook detailopnames genomen van regio's die belangrijk zijn voor de diagnose. Een nadeel van planaire beeldvorming is dat boven elkaar liggende structuren niet van elkaar gescheiden kunnen worden, door het projectieve karakter van de beeldvorming. Om dit tegen te gaan werd de SPECT-techniek ontwikkeld, die hierna wordt besproken.

Tegenwoordig zijn sommige gammacamera's in staat om, naast planaire en SPECT-beelden, ook PET-beelden op te nemen. Dit vormt het onderwerp van dit werk. De basisprincipes van deze techniek zullen verder in dit hoofdstuk besproken worden.

2.4 SPECT

SPECT (Eng: Single Photon Emission Computed Tomography) [15] is een techniek waarbij een tomografisch beeld wordt gevormd van de activiteitsverdeling van een fotonemitter. Tomografie staat voor het maken van een beeld van sneden door de patiënt. We zagen reeds dat een gammacamera in staat is



Figuur 2.4: Effect van de dode tijd op verschillende types systemen.

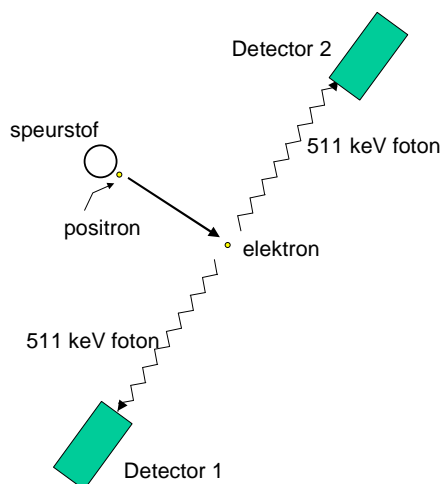
projecties op te nemen van de activiteitsverdeling in een patiënt. Bij SPECT wordt de gammacamera rond de patiënt geroteerd, zodat projecties uit verschillende hoeken bekomen worden. Door middel van een reconstructiealgoritme kan hieruit een driedimensionaal beeld van deze activiteitsverdeling bekomen worden.

Om de acquisitie van beelden te versnellen werden camera's uitgerust met twee of drie detectorkoppen, waardoor de nodige acquisitietijd met een factor twee of drie verlaagd wordt, of, als men dezelfde acquisitietijd aanhoudt, het aantal gemeten tellen met een factor twee of drie stijgt.

Om de sensitiviteit van SPECT-systemen te verbeteren zonder aan resolutie in te boeten werden alternatieven ontwikkeld voor de hiervoor besproken parallelle-bundelcollimator, zoals de waaierbundelcollimator (Eng: fan beam collimator) en de kegelbundelcollimator (Eng: cone beam collimator). Hierbij wordt de collimator gefocuseerd op een gebied dat men in beeld wil brengen. Nadeel is dat de reconstructietechnieken ingewikkelder worden en dat het gezichtsveld bij het gebruik van deze collimatoren beperkt is.

Wat betreft de reconstructie kunnen we de verschillende algoritmen in twee categorieën onderverdelen: de analytische technieken en de iteratieve technieken. Analytische reconstructietechnieken gaan uit van een wiskundig exacte inversie van een geïdealiseerd model van het meetproces. Bij iteratieve reconstructietechnieken wordt gepoogd deze inversie via iteratieve numerieke methoden te verkrijgen. Iteratieve technieken hebben als nadeel dat het langer duurt dan bij analytische methoden om tot een aanvaardbaar beeld te komen, maar het grote voordeel is dat de modellering van het meetproces veel realistischer kan gebeuren, aangezien afgezien wordt van een exacte analytische oplossing. Er wordt dan ook rekening gehouden met het statistisch karakter van de meetdata, en bovendien kunnen allerhande beelddegraderende effecten in het model geïncorporeerd worden, waardoor hiervoor gecorrigeerd wordt. We denken hierbij aan de plaatsafhankelijke resolutie van de meting, verstrooiing van fotonen, het effect van attenuatie, waarbij fotonen verloren gaan door interactie met het medium dat ze doorkruisen, het partieel-volumeëffect etc. Iteratieve reconstructiemethoden geven betere beelden en winnen meer en meer terrein in klinische toepassingen, mede door de beschikbaarheid van snellere computers.

De gereconstrueerde beelden vormen een driedimensionale dataset die een idee geeft van de activiteitsconcentratie in de patiënt. Het deel van de ruimte waarover het gereconstrueerde beeld zich uitstrekt wordt het gezichtsveld (Eng: Field Of View, FOV) genoemd. Om een bruikbare representatie van het beeld te krijgen moet dit beeld natuurlijk gediscrèteerd zijn. Het beeld wordt opgedeeld in beeldelementjes, die een waarde toebedeeld krijgen. Voor



Figuur 2.5: Werkingsprincipe van PET.

een tweedimensionaal beeld worden deze elementjes pixels genoemd, een samentrekking van het Engelse “Picture Element”. Analooq spreekt men voor driedimensionale beelden van voxels.

2.5 PET

PET (Eng: Positron Emission Tomography) maakt, net als SPECT, gebruik van het speurstofprincipe om een driedimensionaal beeld te vormen van de verdeling van een bepaalde stof in het lichaam. In tegenstelling tot SPECT, waar de speurstof gemerkt wordt met een fotonemitter, wordt bij PET gebruik gemaakt van een positronemitter. Bij verval wordt een positron, het antideeltje van een elektron, uitgezonden, dat na een korte weg afgelegd te hebben, met een elektron zal botsen, zal annihilieren en daarbij twee fotonen van 511 keV zal uitsturen in tegengestelde zin. Deze fotonen worden vervolgens gedetecteerd, en wanneer twee fotonen simultaan gedetecteerd worden weet men dat de annihilatie plaatsvond ergens op de verbindingslijn tussen deze twee detectieplaatsen (figuur 2.5). Er is dus geen nood meer aan fysische collimatie om projecties te verkrijgen, zoals bij SPECT wel het geval is. Hierdoor komt het dat PET een veel sensitievere techniek is dan SPECT. De verbindingslijn tussen de twee detectieplaatsen wordt de interactielijn (Eng: Line Of Response, LOR) genoemd.

De meeste moderne PET-camera's bestaan uit meerdere volledige ringen

van detectoren. Deze detectoren zijn meestal modulair opgebouwd, waarbij één detectormodule bijvoorbeeld kan bestaan uit een matrix van 8 x 8 individuele scintillatiekristallen, optisch gekoppeld aan 4 PMT's. Door de Angerlogica toe te passen op het signaal van deze 4 PMT's kan bepaald worden in welk individueel scintillatiekristal de detectie plaatsvond. Een combinatie van twee scintillatiekristallen bepaalt een LOR. Dit staat in tegenstelling tot de gammacamera gebruikt bij SPECT, waar de detectie gebeurt door grote, continue detectoren, waarbij een plaatsbepaling wordt mogelijk gemaakt door de Angerlogica op de signalen uit alle PMT's in de detector toe te passen. De vele onafhankelijk werkende detectormodules bij moderne PET-camera's vertalen zich in een hogere kostprijs enerzijds, en een snellere werking, met mogelijkheid tot het verwerken van vele gebeurtenissen per tijdseenheid anderzijds.

In de meeste huidige PET-camera's wordt als scintillatiekristal bismutgermanaat (BGO) gebruikt. Het heeft als belangrijkste voordeel ten opzichte van NaI(Tl) dat de dichtheid groter is, zodat meer annihilatiefotonen interageren met het detectormateriaal, en de detector dus gevoeliger wordt. De lichtopbrengst van BGO ligt lager dan die van NaI(Tl), hetgeen resulteert in een slechtere energieresolutie. Een andere belangrijke eigenschap voor een scintillatiekristal is de vervalconstante, die de snelheid van de scintillatie aangeeft. Als een scintillatie slechts heel kortstondig is (kleine vervalconstante) zal het kristal na korte tijd weer klaar zijn om een nieuw foton te detecteren. Als de scintillatie daarentegen te lang duurt zal de waarschijnlijkheid stijgen dat twee scintillaties zullen overlappen, met een verkeerde meting tot gevolg. Het BGO-kristal is in dit opzicht iets trager dan NaI(Tl). Recentelijk werd veel onderzoek verricht naar nieuwe scintillatiekristallen [16], en de nieuwste camera's worden uitgerust met bijvoorbeeld YSO of LSO. Deze kristallen zijn veel sneller dan de huidige kristallen, hebben een dichtheid die hoger ligt dan die van NaI(Tl) en hebben bovendien een lichtopbrengst die veel hoger ligt dan die van BGO. In tabel 2.1 [17] wordt een overzicht gegeven van de eigenschappen van de hier besproken scintillatiekristallen.

Tabel 2.1: Overzicht van de eigenschappen van verscheidene scintillatiekristallen.

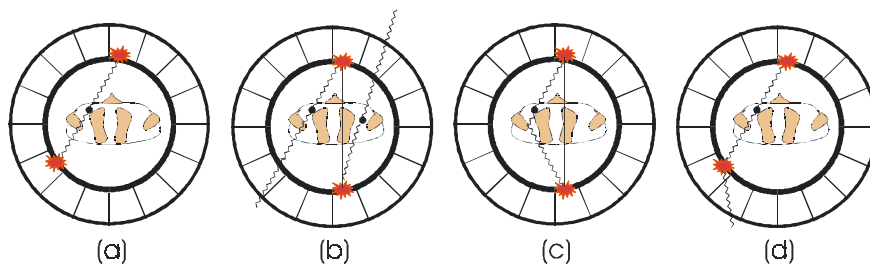
<i>Kristal</i>	<i>NaI(Tl)</i>	<i>BGO</i>	<i>LSO</i>	<i>YSO</i>
Dichtheid (g/cm^3)	3.7	7.1	7.4	4.5
Lichtopbrengst (relatief)	100	22	75	118
Vervalconstante (ns)	240	300	40	70

De resolutie van een PET-systeem hangt af van de grootte van de detectorelementen. Daarnaast bestaat echter een ondergrens van de bereikbare resolutie, te wijten aan twee factoren [18]. Ten eerste hebben de positronen een eindige vrije weglengte in het lichaam van de patiënt. Dit resulteert in het feit dat de plaats waar de twee annihilatiefotonen uitgezonden worden niet exact overeenkomt met de plaats van de speurstof, waar het positron uitgezonden wordt. De maximale vrije weglengte varieert tussen 2 en 20 mm, naargelang de positronemitter die gebruikt wordt. Voor de meest gebruikte emitter, ^{18}F , is de maximale vrije weglengte 2.4 mm [19]. Het resolutieverlies te wijten aan dit effect is echter veel kleiner. Ten eerste zullen slechts een klein percentage van de positronen de maximale vrije weglengte afleggen alvorens te annihileren, en bovendien is het slechts de component van de verplaatsing loodrecht op de LOR die bijdraagt tot het resolutieverlies.

De tweede factor die bijdraagt tot het verlies aan resolutie is de niet-colineariteit van de annihilatiefotonen. Doordat het positron-elektronpaar op het moment van annihilatie niet volledig in rust is, vereist de wet van behoud van impuls dat de hoek tussen de twee uitgezonden fotonen niet exact 180° bedraagt. De spreiding van de hoek kan worden voorgesteld door een gausiaanse distributie met een FWHM van 0.3° . Het resolutieverlies dat hiermee gepaard gaat is evenredig met de afstand tussen de twee detectoren.

Niet alle fotonen die in coïncidentie worden gedetecteerd dragen ook nuttig bij tot het beeld. We maken een onderscheid tussen drie verschillende soorten gebeurtenissen. Naast de echte coïncidenties zijn er immers ook toevallige coïncidenties en verstrooide coïncidenties (zie figuur 2.6).

Toevallige coïncidenties zijn afkomstig van twee verschillende positronen maar worden per toeval binnen hetzelfde tijdsvenster gedetecteerd. Het aantal toevallige coïncidenties dat gemeten wordt is evenredig met het kwadraat van de enkelvoudige telkadans (het aantal enkelvoudige fotonen dat door de detector per tijdseenheid gedetecteerd wordt), terwijl het aantal echte coïncidenties lineair stijgt met de enkelvoudige telkadans [13]. Naarmate de enkelvoudige telkadans dus stijgt, door de aanwezigheid van meer activiteit in de FOV van de camera, zal het relatieve aandeel van toevallige coïncidenties ook toenemen. De invloed van toevallige coïncidenties kan verkleind worden door het tijdsvenster, de tijdsspanne waarin een tweede detectie als horend bij de voorgaande detectie wordt beschouwd, kleiner te maken. Het aantal gemeten toevallige coïncidenties is evenredig met de grootte van dit tijdsvenster. Er bestaan verscheidene technieken om metingen te corrigeren voor toevallige coïncidenties. Eén van de meest gebruikte technieken gaat uit van een vertraagd tijdsvenster om een schatting te maken van het aantal toevallige coïncidenties in een bepaald detectorelement. Men meet hoeveel gebeurtenissen er gemeten worden



Figuur 2.6: Verschillende detectiemogelijkheden van een PET-camera. (a) een echte coïncidentie, (b) een toevallige coïncidentie, (c) een in de patiënt verstrooide coïncidentie en (d) een in de detector verstrooide coïncidentie.

in een tijdsvenster dat even groot is als het coïncidentievenster, maar dat ten opzichte hiervan vertraagd is. Men weet dan zeker dat al deze gebeurtenissen toevallig zijn, en deze meting wordt gebruikt als schatting van de toevallige gebeurtenissen in het coïncidentievenster, en wordt van de coïncidentiemeting afgetrokken [20]. Door het lage aantal gebeurtenissen dat gemeten wordt in het vertraagde venster is deze methode wel onderhevig aan ruis. Een andere methode bestaat erin het aantal toevallige coïncidenties te berekenen aan de hand van de enkelvoudige telkaders.

De derde klasse van gebeurtenissen die we onderscheiden zijn de reeds eerder besproken verstrooide coïncidenties. Verstrooide coïncidenties worden gemeten doordat één van de twee (of beide) uitgezonden fotonen door Comptonverstrooiing (met een energieverlies) in de patiënt afwijkt van het oorspronkelijke pad en op een andere plaats op de detector terechtkomt. In dat geval wordt de gebeurtenis toegekend aan een verkeerde LOR. Een andere mogelijkheid is dat de verstrooiing zich voordoet in de detector zelf, waarbij het invallende foton slechts een deel van zijn energie zal afstaan aan de detector, en vervolgens de detector weer zal verlaten. In dit geval wordt de LOR wel juist toegekend. Toevallige en verstrooide coïncidenties resulteren in een relatief traag variërende achtergrond in het gereconstrueerde beeld, hetgeen een negatieve invloed heeft op het contrast en de resolutie in het beeld.

De verschillende hiervoor besproken detectiemogelijkheden worden geïllustreerd in figuur 2.6. Voor de gevallen waarin een foute LOR wordt opgemeten wordt deze op de figuur aangegeven als een volle lijn.

De vroege PET-camera's waren uitgerust met axiale septa die de detectorkristallen moeten afschermen tegen de inval van fotonen die een te grote hoek

maken met het axiale vlak. Op die manier werd een 2D opname verkregen: de data kunnen opgedeeld worden in projecties die elk afkomstig zijn van een bepaalde axiale snede door de patiënt. De reconstructie kan dan snede per snede gebeuren, waarna het 3D beeld bekomen wordt door de opeenvolgende sneden achter elkaar te plaatsen. Het voordeel van het gebruik van axiale septa is tweeledig: enerzijds zullen minder verstrooide fotonen de detector bereiken, en anderzijds zijn de reconstructiealgoritmen voor 2D PET-data eenvoudig en snel in vergelijking met de algoritmen voor 3D data. Tot midden de jaren tachtig bestonden er nog geen adequate correctiealgoritmen voor verstrooide fotonen, en waren er nog geen reconstructiealgoritmen voor 3D data ontwikkeld. Het gebruik van axiale septa was toen dus vereist. Nochtans heeft het gebruik van axiale septa ook belangrijke nadelen. De 2D detectie van een intrinsiek 3D emissieproces brengt een belangrijk verlies van sensitiviteit met zich mee.

Meer recent werden daarom PET-camera's ontwikkeld waarbij de axiale septa konden weggeschoven worden of zelfs helemaal ontbraken, zodat in 3D kon opgenomen worden. Er werd veel onderzoek verricht naar reconstructiealgoritmen voor 3D PET-data. Het meest gebruikte algoritme is het reprojectie-algoritme [21]. Deze techniek is een uitbreiding van de 2D gefilterde terugprojectie, waarbij een 3D Colsher-filter wordt gebruikt [22]. Naast dit analytische algoritme worden ook vaak iteratieve reconstructiealgoritmen gebruikt voor 3D PET-data, aangezien het voor een iteratieve methode conceptueel weinig verschil maakt of de data 2D of 3D zijn.

Een nadeel van 3D reconstructiealgoritmen is dat ze trager zijn dan 2D algoritmen. Als alternatief voor 3D reconstructie worden de 3D data soms herverdeeld naar 2D data, waarna de beelden gereconstrueerd kunnen worden met een 2D algoritme. Hierbij worden LOR's die een bepaalde hoek maken met het axiale vlak toegekend aan één of meer LOR's in het axiale vlak. Dit gebeurt met een herverdelingsalgoritme. Het eenvoudigste herverdelingsalgoritme is de zogenaamde SSRB (Eng: Single Slice ReBinning) [23]. Hierbij wordt een LOR toegekend aan de snede die in het midden ligt tussen de twee detectieplaatsen. Deze methode is accuraat voor activiteit dichtbij de centrale as van de FOV, maar verder van deze centrale as leidt SSRB tot een verlies aan resolutie. Bij een tweede methode, MSRB (Eng: Multi Slice ReBinning) wordt de LOR toegekend aan alle sneden die door de LOR doorsneden worden, waarna het resolutieverlies in het bekomen beeld wordt gecorrigeerd door een axiale deconvolutie [24]. Deze methode is, door de deconvolutie, zeer gevoelig voor ruis in de data. Een andere methode, FORE (Eng: Fourier Rebinning) voert de herverdeling uit in het Fourierdomein [25].

Een overzicht van alle aspecten van de 3D PET-techniek: acquisitie, re-

constructie, quantificatie, cameraontwerp en klinische toepassingen, wordt gegeven in [26].

2.6 Gammacamera-PET

Het klinisch gebruik van PET is de laatste tien jaar zeer sterk toegenomen, vooral door het groeiend belang voor oncologische toepassingen, zoals in de classificatie en de opvolging van oncologische patiënten [27]. Door de hoge kostprijs van een PET-camera echter was tot voor kort de PET-techniek enkel beschikbaar in enkele gespecialiseerde, meestal academische centra. Er ontstond dus de nood aan een goedkoper alternatief voor de dure PET-camera. Dit zette verscheidene constructeurs van gammacamera's ertoe aan om hun camera's zó aan te passen dat ze ook geschikt werden voor het opnemen van PET-beelden.

Een eerste mogelijkheid die werd onderzocht was de annihilatiefotonen gewoon te beschouwen als aparte fotonen, en dus in SPECT-mode beelden op te nemen [28,29]. Door de zeer hoge energie van de annihilatiefotonen (511 keV in plaats van de gebruikelijke 140 keV voor ^{99m}Tc) is een speciaal ontworpen collimator vereist voor zeer hoog-energetische fotonen. Deze collimatoren resulteren echter in een zeer lage resolutie, en een lage sensitiviteit in vergelijking met een PET-camera [30]. Het is gebleken dat deze techniek, door de slechte resolutie, niet kan gebruikt worden voor toepassingen in de neurologie of de oncologie [31]. In de cardiologie zijn echter wel bruikbare toepassingen gevonden [29,32,33].

Een andere, complexere techniek om positronemitters in beeld te brengen met een gammacamera bestaat erin de detectorkoppen uit te rusten met coïncidentie-elektronica en de gelijktijdige detectie van twee fotonen te gebruiken om de LOR waarlangs de annihilatie plaatsvond te bepalen, zoals gebeurt bij een PET-camera. Uit verschillende studies is gebleken dat deze techniek een resolutie oplevert die vergelijkbaar is met de resolutie bekomen met een PET-camera, maar dat de sensitiviteit van de gammacamerasytemen een stuk lager ligt [20,34–37]. Deze toestellen, die zowel SPECT- als PET-beelden kunnen opnemen, kunnen echter een bruikbaar alternatief bieden voor middelgrote of kleine ziekenhuizen waarvoor de aankoop van een PET-toestel niet haalbaar is. Bij het begin van dit onderzoek werd de gammacamera in coïncidentiemode enkel gebruikt met twee tegenoverstaande detectorkoppen. Er bestonden reeds driekopstoestellen uitgerust met een coïncidentieoptie, maar hierbij werden in coïncidentiemode slechts twee van de drie koppen gebruikt.

Zoals het geval is bij PET-camera's kan de detectie van twee fotonen binnen het coïncidentietijdsvenster afkomstig zijn van verschillende gebeurtenis-

sen. Een gebeurtenis waarbij de twee fotonen van dezelfde annihilatie afkomstig zijn wordt een echte coïncidentie genoemd, in tegenstelling tot de toevallige coïncidentie, waarbij de fotonen van twee verschillende annihilaties afkomstig zijn. Gebeurtenissen waarbij één of twee fotonen verstrooid worden voor of tijdens de detectie noemen we verstrooide coïncidenties. Uit de uitdrukkingen voor de fracties van deze verschillende gebeurtenissen blijkt dat bij stijgende activiteit in de FOV de fractie toevallige ten opzichte van echte coïncidenties lineair toeneemt [13].

Het tijdsvenster moet zo kort mogelijk gekozen worden teneinde de toevallige coïncidenties te vermijden. De grootte van dit venster wordt bepaald door de tijdsresolutie van de detector en de snelheid van de detectie-elektronica.

In vergelijking met de hierboven besproken PET-systemen uitgerust met een volledige ring van modulaire BGO-detectors is de vervalconstante van het NaI(Tl) kristal iets kleiner, maar het aantal scintillatoren van een gammacamera is beperkt tot twee of drie. Dit heeft tot gevolg dat een PET-camera een veel hogere activiteit in de FOV kan verwerken. NaI(Tl)-kristallen hebben bovendien een lagere detectie-efficiëntie voor 511 keV fotonen, door hun lagere dichtheid. Daarentegen is de energieresolutie van NaI(Tl) bij 511 keV beter dan die van BGO: 7.5 % voor NaI(Tl) [20] tegenover 20 % voor BGO [38].

2.6.1 Beperkingen

Slechts een kleine fractie van de invallende gebeurtenissen wordt effectief gedetecteerd in het coïncidentievenster. Voor een tweekopsconfiguratie zal bijvoorbeeld slechts ongeveer 1 % van de op één van de koppen gedetecteerde fotonen ook effectief aanleiding geven tot de detectie van een coïncidentie. Dit ligt aan verschillende factoren, die enerzijds te maken hebben met de camera zelf, en anderzijds met de patiënt.

Wat de camera betreft resulteert de lagere dichtheid van het NaI(Tl)-kristal in vergelijking met BGO in een lagere sensitiviteit. De standaard kristaldikte die gebruikt wordt in gammacamera's is 0.95 cm. Een NaI(Tl)-kristal van deze dikte heeft een voldoende sensitiviteit voor de meest gebruikte fotonenergieën in SPECT, maar een lage sensitiviteit voor 511 keV annihilatiefotonen. Een grote fractie van de invallende annihilatiefotonen ondergaat comptonverstrooiing in het detectorkristal, en deze fotonen geven dus slechts een deel van hun energie aan de detector af. In een NaI(Tl)-kristal met een dikte van 0.95 cm zal slechts 12 % van de invallende 511 keV fotonen aanleiding geven tot een detectie binnen de fotopiek. 15 % van de fotonen wordt in de detector verstrooid, terwijl de rest de detector doorkruist zonder met het kristal te interageren. Voor een kristal met een dikte van 1.9 cm, zoals gebruikt wordt bij de IRIX-camera,

zal 26 % van de invallende fotonen in de fotopiek gedetecteerd worden, terwijl 20 % verstrooid wordt [7].

Zoals we reeds zagen is de vervaltijd van een NaI(Tl) kristal 240 ns, hetgeen vergelijkbaar is met die van BGO. Hierbij komt echter nog een elektronische dode tijd. De puls die bij detectie uit de PMT komt wordt geïntegreerd, om de energie- en plaatsbepaling mogelijk te maken. Bij een standaard gammacamera ligt deze integratietijd rond de 900 ns. Deze relatief hoge dode tijd en het klein aantal detectoren (2 of 3) beperkt de telkadans die door de camera kan verwerkt worden.

De geometrische sensitiviteit van de camera is beperkt omdat slechts een fractie van de 4π ruimtehoek door de detectoren gemeten wordt. Bij een tweekopsconfiguratie bereikt de geometrische sensitiviteit een maximum in het centrum van de FOV, maar daalt tot 0 aan de randen van de FOV.

Wat de factoren betreft die hun oorzaak vinden in de patiënt zelf is er het eerder besproken attenuatie-effect, waardoor sommige fotonen de detector niet zullen bereiken. Bovendien zal een zekere fractie van de fotonen in de patiënt verstrooid worden waardoor ze bij detectie buiten het energievenster zullen vallen.

Een andere patiëntafhankelijke factor is activiteit die zich in de patiënt, maar buiten de FOV bevindt. Deze activiteit draagt bij tot de enkelvoudige telkadans, zonder aanleiding te geven tot echte coïncidenties. Deze activiteit zal dus de tijdsfractie verhogen waarin de camera zich in de dode tijd bevindt, en bovendien de fractie aan toevallige coïncidenties doen stijgen. In de hersenbeeldvorming is de invloed van activiteit buiten de FOV klein, omdat zich in dat geval een groot deel van de activiteit in de FOV bevindt, en de meeste activiteit buiten de FOV bevindt zich ver genoeg om niet gedetecteerd te worden. Bij oncologische beeldvorming echter kan het gebeuren dat zich binnen de FOV slechts een beperkte activiteit bevindt, terwijl buiten de FOV, bijvoorbeeld in de hersenen of de blaas, veel meer activiteit zit. In dit geval kan de activiteit buiten de FOV een belangrijk probleem vormen voor de beeldvorming.

2.6.2 Verbeteringen

Rekening houdend met de hierboven besproken beperkingen van beeldvorming met een gammacamera in coïncidentiemode zal het niet volstaan om de detectorkoppen te voorzien van coïncidentieëlektronica. Verscheidene andere aanpassingen aan de apparatuur zullen nodig blijken. Deze aanpassingen zullen hierna besproken worden.

Kristaldikte

De keuze van de kristaldikte van een gammacamera is een afweging tussen sensitiviteit en resolutie. Voor klassieke gammacamera's, die werden ontworpen voor de beeldvorming van laagenergetische gammastralen (< 200 keV) lag de optimale kristaldikte rond de 0.95 cm, hetgeen een relatief hoge sensitiviteit geeft voor bijvoorbeeld de 140 keV fotonen afkomstig van het veel gebruikte radionuclide ^{99m}Tc . Zoals reeds hiervoor besproken geeft deze dikte echter geen voldoende sensitiviteit voor de hoogenergetische 511 keV annihilatiefotonen: slechts 12 % van de invallende fotonen worden in de fotopiek gedetecteerd [20]. Aangezien een coincidentie bestaat uit de detectie van twee fotonen zal de effectieve sensitiviteit slechts het kwadraat van dit getal zijn. Als we de camera in coincidentiemode willen gebruiken zullen we dus een dikker kristal moeten gebruiken, bijvoorbeeld 1.9 cm in plaats van 0.95 cm. Dit verbetert de fotopiefficiëntie van 12 % tot 26 %, hetgeen ongeveer een verdubbeling betekent. Deze verdubbeling van de enkelvoudige tellen vertaalt zich in een verviervoudiging van de fractie gemeten coincidenties. Het gebruik van een dikker kristal brengt een verlaging van de intrinsieke resolutie van de gammacamera met zich mee omdat het bij de scintillatie geproduceerde licht zich breder over het kristal kan verspreiden. Deze resolutieverlaging zou kunnen leiden tot een lagere performantie van de camera in normale SPECT- of planaire werking. Er werd echter aangetoond dat het resolutieverlies, dat ongeveer 0.5 mm bedraagt, klinisch waarschijnlijk geen relevantie heeft, vooral omdat de resolutie in SPECT- of planaire beeldvorming voornamelijk wordt bepaald door de collimator, en slechts in mindere mate door de intrinsieke resolutie. Ook voor de beeldvorming van 140 keV fotonen stijgt de sensitiviteit met de dikte van het kristal: een camera met een kristal van 1.59 cm dikte heeft een 10 % hogere sensitiviteit dan een camera met een kristal van 0.95 cm.

Hoge-telkadanswerking

Wanneer fotonen met een energie van 511 keV worden gedetecteerd, wordt, in vergelijking met de detectie van 140 keV fotonen, vier keer meer scintillatielicht geproduceerd. Dit geeft aanleiding tot een reproduceerbaardere vorm van de uitgangspuls van de PMT's. Dit feit kan gebruikt worden om de integratietijd te verkorten van 900 ns naar slechts 200 ns, hetgeen de dode tijd van de camera aanzienlijk verkort [39]. Dit verkorten van de integratietijd wordt gedaan door de techniek van "pulse clipping" toe te passen, waarbij het signaal na een bepaalde tijd op 0 wordt gehouden. De overblijvende scintillatieënergie moet dan worden geschat uit het eerste deel van het PMT-signaal, via de zogenaamde pulsstaartextrapolatie (Eng: pulse tail extrapolation). Hierdoor

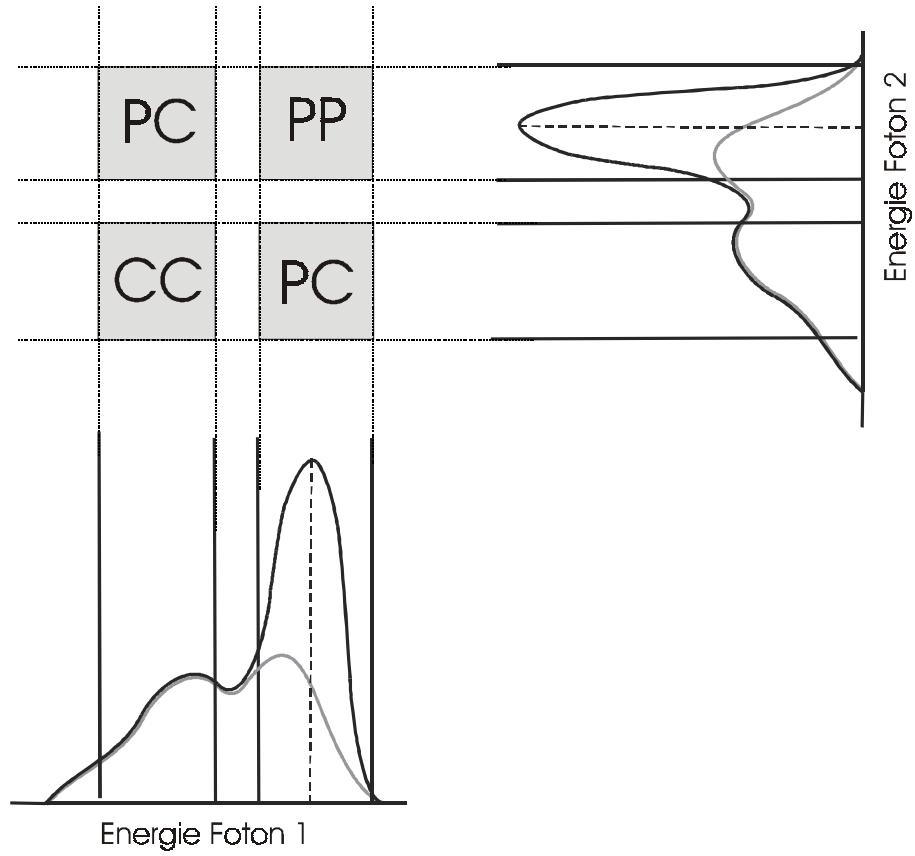
vermindert de energie- en plaatsresolutie een beetje, maar stijgt de telkadans-performantie van de camera aanzienlijk [39].

Lokale centroideberekening (Eng: Local Centroid Calculation).

De plaats van detectie op het kristal wordt, zoals eerder uitgelegd, bepaald door gebruik te maken van de zogenaamde Angerlogica. Hierbij wordt het centrum van de scintillatie berekend uit de verschillende signalen van de PMT's. De simultane detectie van verschillende fotonen op verschillende plaatsen in het kristal geeft aanleiding tot het verkeerd positioneren van dit centrum en voor het buiten het energievenster vallen van de detectie. Signalen van PMT's die ver gelegen zijn van de detectiepositie zijn zeer klein en kunnen dus door middel van niet-lineaire voorversterking uit de berekening van de positie gehouden worden. Bij de techniek van de lokale centroideberekening wordt de PMT met het hoogste signaal bepaald, en vervolgens worden enkel de PMT's in de onmiddellijke nabijheid van deze PMT gebruikt voor de positiebepaling. Hierdoor blijft de rest van het detectoroppervlak ontvankelijk voor een nieuwe detectie [40]. Bovendien wordt het detectoroppervlak soms onderverdeeld in verschillende zones met elk een aparte, onafhankelijke set elektronica [41].

Meerdere energievensters

Van de annihilatiefotonen die op het 1.9 cm dik NaI(Tl)-kristal invallen zal 20 % verstrooid worden in het kristal. Zoals reeds gezien geven deze gebeurtenissen geen aanleiding tot een foute LOR, en deze kunnen dus als nuttige tellen gebruikt worden. Daarom worden soms naast piek-piekgebeurtenissen, waarbij beide detecties zich in de fotopiek van het energiespectrum bevinden, ook piek-compton- (één van de twee fotonen werd verstrooid) en zelfs soms compton-comptongebourtenissen als nuttige tellen meegerekend (zie figuur 2.7). Als men enkel piek-piekgebeurtenissen opneemt krijgt men beelden met de beste resolutie en de laagste verstrooiingsfractie. Als men eveneens piek-comptongebourtenissen includeert zullen, naast nuttige gebeurtenissen met een verstrooiing in het kristal, ook fotonen verstrooid in de patiënt gebruikt worden, waardoor de resolutie vermindert. Het aantal tellen in het beeld stijgt echter, zodat mogelijks toch een hogere beeldkwaliteit kan bekomen worden. Uit onderzoek bleek dat de inclusie van compton-comptongebourtenissen de verstrooiingsfractie teveel doet stijgen, zodat deze tellen meestal niet worden gebruikt. Men raadt in de literatuur aan standaard slechts de piek-piekgebeurtenissen te gebruiken, en piek-comptongebourtenissen te includeren als het gaat om een acquisitie met heel weinig tellen [42].



Figuur 2.7: Verschillende energievensters die bij acquisitie kunnen gebruikt worden: PP (piek-piek), PC (piek-compton) en CC (compton-compton).

Graduele absorptieplaten, afscherming en axiale collimatie

Graduele absorptieplaten bestaan uit dunne lagen uit materialen met een dalend atoomnummer (lood, tin en koper), geplaatst voor het kristal om te voorkomen dat verstrooide fotonen met een lage energie zouden invallen op het kristal en zo de dode tijd van de camera zouden verhogen. De verstrooide fotonen worden geabsorbeerd door het lood, het tin absorbeert de X-stralen die in het lood geproduceerd worden en de X-stralen gegenereerd in het tin worden door de koperen plaat geabsorbeerd [43]. Aan de randen van de detectoren wordt een loden afscherming voorzien om het aantal fotonen die de detector bereiken van buiten de FOV te minimaliseren [20].

Om de enkelvoudige telkadans nog verder te doen dalen wordt soms axiale collimatie toegepast. Een axiale collimator bestaat uit parallelle loden platen, vergelijkbaar met de septa die gebruikt worden bij 2D PET-camera's. Deze loden platen beperken de axiale invalshoek van de fotonen, terwijl de transaxiale invalshoek door deze collimatoren volledig vrij wordt gelaten. De maximale axiale invalshoek bij de axiale collimatoren gebruikt voor de IRIX-camera is 9° . Axiale collimatie beperkt het aantal fotonen dat van buiten de FOV op het detectorkristal invalt. Bovendien vermindert de verstrooiingsfractie door het gebruik van axiale collimatoren. In een volgend hoofdstuk wordt dieper ingegaan op het effect dat axiale collimatie heeft op de telkadans.

2.7 Besluit en originele bijdragen

In dit hoofdstuk werd een overzicht gegeven van het onderzoeksdomein waarin het hier voorgestelde werk zich situeert. Het hoofdstuk biedt een basis die nodig is voor een goed begrip van de volgende hoofdstukken. Het vakgebied van de nucleaire geneeskunde wordt kort besproken, waarna dieper wordt ingegaan op de werking van de gammacamera, het toestel waarop het hier voorgestelde onderzoek gebeurde. De basiswerking wordt uitgelegd, en enkele beperkingen van het toestel, belangrijk voor het in dit werk voorgestelde onderzoek, worden besproken. De twee belangrijkste tomografische technieken in de nucleaire geneeskunde, SPECT en PET, worden kort besproken. Hierna wordt ingegaan op de techniek van de gammacamera-PET, waarover het uitgevoerde onderzoek handelt. Er wordt vooral aandacht besteed aan de beperkingen van deze techniek in vergelijking met een PET-camera met een volle ring, en aan de aanpassingen die de gammacamera moet ondergaan teneinde bruikbaar te zijn voor PET-beeldvorming.

De uitgebreide literatuurstudie die aan de grondslag ligt van dit hoofdstuk heeft geleid tot een overzichtsartikel in een internationaal tijdschrift [37].

Hoofdstuk 3

Fysische karakteristieken van de gammacamera in coïncidentiemode

3.1 Inleiding

Dit hoofdstuk behandelt de fysische eigenschappen van een specifieke gammacamera in coïncidentiewerking. Het gaat hier om de IRIX-camera [7], de camera die op de dienst Nucleaire Geneeskunde van het UZ Gent werd geïnstalleerd tijdens de duur van dit project. Op deze camera werden alle metingen verricht, en bovendien werd de configuratie van deze camera als basis genomen om voorbeelden uit te werken van sensitiviteitsberekeningen, zoals besproken zal worden in de volgende hoofdstukken.

In een eerste deel bespreken we kort de IRIX-camera, waarbij de nadruk wordt gelegd op de mogelijkheden die het toestel biedt voor opnamen in coïncidentiemode. Bovendien wordt uiteengezet wat het dataformaat is waarmee de camera werkt.

Een volgend deel behandelt een aantal metingen die op het IRIX-systeem werden uitgevoerd. Dit deel starten we met een bespreking van de NEMA NU2-2001 standaard [44]. Deze standaard beschrijft hoe de performantie van PET-systemen (zowel conventionele PET-camera's als gammacamera's met coïncidentieoptie) op een gestandaardiseerde manier moet gemeten worden. Dit document werd als basis gebruikt bij onze metingen. Hierbij moet wel opgemerkt worden dat de uitvoering van sommige experimenten niet overeenkomt met de beschreven standaard. Dit komt enerzijds door het feit dat we niet beschikten over alle fantomen die in NU2-2001 worden gebruikt, en an-

derzijds doordat deze nieuwe standaard nog niet bestond op het moment dat bepaalde metingen uitgevoerd werden. In deze gevallen werd de oudere standaard NEMA NU2-1994 [45] gebruikt.

3.2 Beschrijving van de IRIX-gammacamera

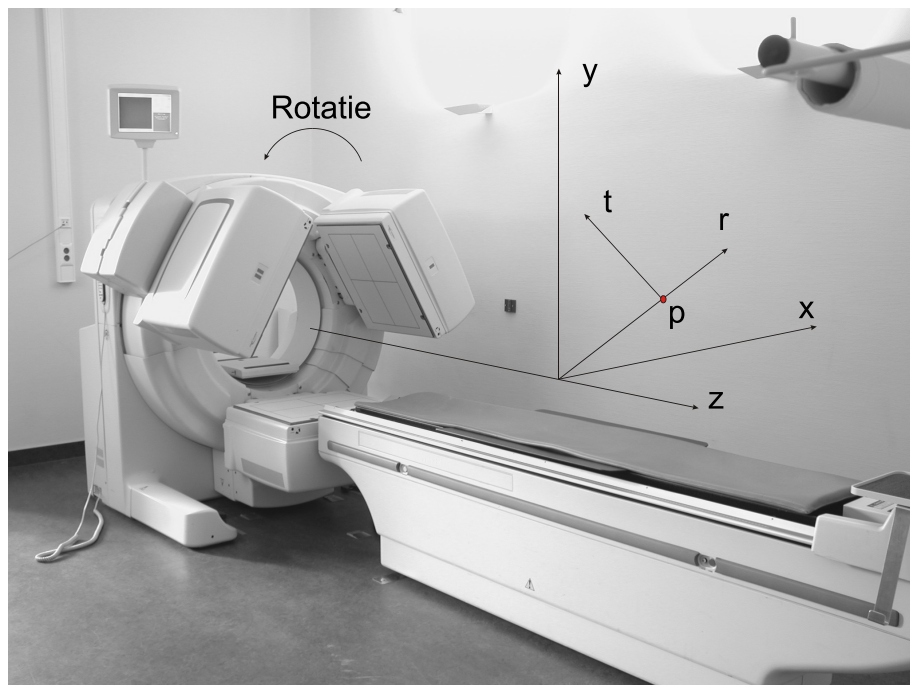
Het IRIX-systeem is een driekopsgammacamera die zowel in planaire-, in SPECT- als in coïncidentiemode kan werken. De camera wordt ook in een tweekopsversie geleverd (de AXIS), die volledig identiek is opgebouwd en ook kan worden uitgebreid naar een (driekops-) IRIX-systeem. In wat volgt geven we een overzicht van de mogelijkheden van de IRIX-camera, met nadruk op de werking in coïncidentiemode.

3.2.1 Configuratie van de detectoren

De drie detectorkoppen bevatten een NaI(Tl)-scintillatiekristal met een dikte van 19 mm. Het gezichtsveld (Eng: FOV: Field of View) van de detectorkoppen bedraagt 508 mm transaxiaal en 381 mm axiaal. De detectoren zijn aangepast voor werking in coïncidentiemode. Elke detector bevat 59 ronde PMT's, waarvan 49 met een diameter van 76.2 mm en 10 met een diameter van 50.8 mm. De detectoren beschikken over een systeem dat botsingen met externe voorwerpen detecteert, waarna de beweging van de detectorkop automatisch wordt stopgezet, dit om een veilige werking te garanderen.

In figuur 3.1 wordt de IRIX-gammacamera getoond. De richting die loopt volgens de rotatieas van de camera, de Z -as in de figuur, zal in wat volgt de axiale richting genoemd worden. Het vlak loodrecht hierop, het XY -vlak, zullen we het transaxiale vlak noemen. Voor een bepaald punt p kan het bovendien nuttig zijn om in het transaxiale vlak over te gaan op een nieuwe assenstelsel, met assen r en t , respectievelijk de radiale en tangentiële richting. Deze assen weerspiegelen immers de symmetrie van de opstelling voor een roterende camera.

Bovenop de detectoren wordt een afscherming geplaatst afhankelijk van het type beeldvorming dat men beoogt. In het geval van SPECT gaat het om een collimator, in het geval van coïncidentiebeeldvorming om een axiale collimator (ook wel axiale filter genoemd) of een open frame, naargelang men twee- of driedimensionale beeldvorming beoogt. De afscherming voor coïncidentiebeeldvorming bevat ook graduele absorptieplaten, zoals in het vorige hoofdstuk besproken. De open frames zijn tevens voorzien van loden afschermingsplaten aan de randen om activiteit van buiten de FOV zoveel mogelijk te weren. De specificaties van de axiale collimator worden door de fa-



Figuur 3.1: De IRIX-gammacamera met de hoofdassen aangegeven.

brikant niet vrijgegeven. Ze zijn gedimensioneerd om fotonen met een axiale invalshoek van meer dan 9° te stoppen.

De detectorkoppen staan gemonteerd op een zogenaamde gantry, die zorgt voor de juiste positionering en beweging van de detectoropstelling.

De detectoren kunnen in verschillende configuraties geplaatst worden. De configuratie zoals ze te zien is in figuur 3.1, met de detectorkoppen opgesteld in hoeken van 0° , 120° en 240° zullen we in wat volgt de driehoeks- of triangulaire configuratie noemen. Deze configuratie wordt vooral gebruikt voor de opname van SPECT-beelden, aangezien de configuratie toelaat met de drie detectorkoppen tot zeer dicht bij de patiënt te komen. Dit is belangrijk omdat zo een optimale resolutie bekomen wordt.

Figuur 3.2 toont een andere mogelijke configuratie, met de detectorkoppen in hoeken van 0° , 90° en 180° geplaatst. In wat volgt zal naar deze configuratie gerefereerd worden als de U-vormige configuratie. Deze configuratie wordt onder andere gebruikt voor de opname van planaire beelden van het volledige lichaam, waarbij de detectorkoppen niet roteren, maar langs de axiale as bewegen over de patiënt. De U-vorm is ook de configuratie waarmee de camera in tweekopscoïncidentiemode werkt. Op het moment dat de camera in het UZ Gent werd geïnstalleerd was het enkel mogelijk twee van de drie koppen voor PET-beeldvorming te gebruiken, hoewel de drie koppen met coïncidentie-elektronica voorzien waren. De configuratie roteert bij de PET-acquisitie rond de patiënt, waarbij de twee tegenoverstaande detectorkoppen coïncidenties opmeten.

De detectorkoppen kunnen in de radiale richting bewegen, zodat ze dichtbij of verder verwijderd van de patiënt kunnen geplaatst worden. Om een heel kleine FOV te kunnen in beeld brengen is het aangewezen dat de detectorkoppen zo dicht mogelijk bij elkaar geplaatst worden. Door de grootte van de detectorkoppen is er echter een ondergrens aan de detectorradius. Door het gebruik van een extra bewegingsmogelijkheid in de tangentiële richting kan dit probleem deels omzeild worden. Naarmate de detectorkoppen dicht bij elkaar komen zullen ze een tangentiële verplaatsing uitvoeren, waardoor contact tussen de detectorkoppen vermeden wordt. Dit wordt getoond in figuur 3.3, waarin de camera in driekopsmode geplaatst is met een minimale radius. De pijlen geven de richting aan van de tangentiële verschuiving voor elk van de koppen.

Om de realistische cameraconfiguratie te kunnen gebruiken bij de berekening van de sensitiviteit van een IRIX-camera hebben we de exacte tangentiële verschuiving nodig voor een bepaalde camerapositie. We hebben daarom de tangentiële verschuiving gemeten als functie van de detectorradius voor zowel een triangulaire als een U-vormige configuratie. De aangegeven detectorradii

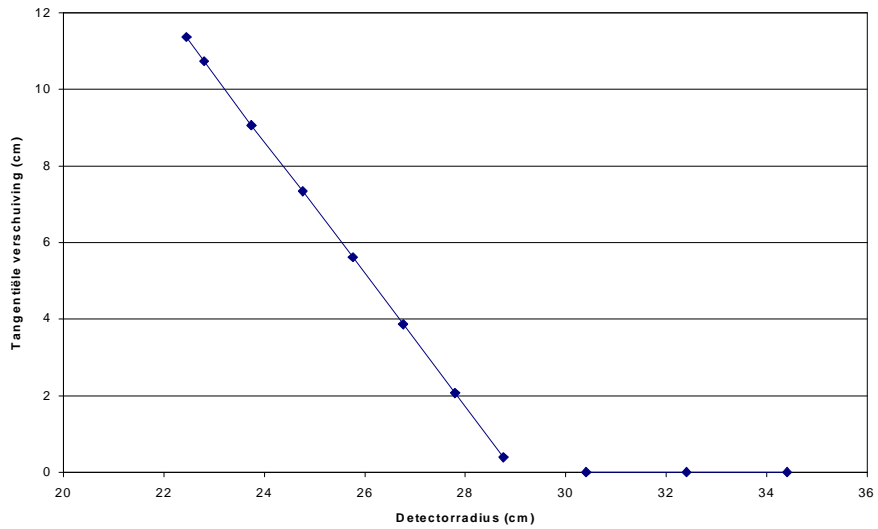


Figuur 3.2: De IRIX-gammacamera in een U-vormige configuratie.

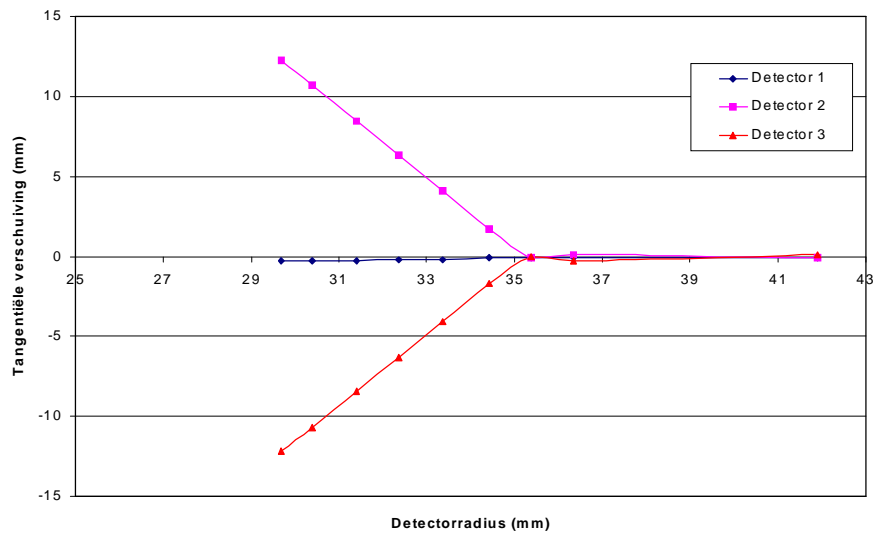


Figuur 3.3: De tangentiële verschuiving voor een IRIX-gammacamera in de driehoeksconfiguratie.

zijn gemeten van het centrum van de FOV tot het oppervlak van het scintillatiekristal. Op de console van de camera staat de radius aangegeven tot het oppervlak van de collimator of afscherming; hierbij moet 6.4 cm opgeteld worden om te compenseren voor de dikte van de collimator of de afscherming. Figuur 3.4 toont het verloop van de tangentiële verschuiving als functie van de detectorradius voor een triangulaire configuratie. Figuur 3.5 toont dit verloop voor de U-vormige configuratie. De tangentiële verschuiving wordt positief gerekend indien de verschuiving met de klok mee gebeurt, zoals getoond in figuur 3.3. Voor de U-vormige configuratie zullen twee van de detectoren, de tegenoverstaande detectoren, moeten verschuiven naarmate de radius van de derde detector kleiner wordt, teneinde contact met deze detector te vermijden. Eén van deze detectoren verschuift met de klok mee (positieve tangentiële verschuiving), de andere tegen de klok in (negatieve tangentiële verschuiving).



Figuur 3.4: De tangentiële verschuiving voor een IRIX-gammacamera in de driehoeksconfiguratie als functie van de detectorradius.



Figuur 3.5: De tangentiële verschuiving voor een IRIX-gammacamera in de U-vormige configuratie als functie van de detectorradius.

3.2.2 Specificaties van de IRIX-gammacamera

De algemene werking van een gammacamera, en van de aanpassingen van de gammacamera aan de coïncidentiewerking werden in een vorig hoofdstuk besproken. We zullen hier nader de specifieke eigenschappen van de IRIX-camera bespreken.

Bij een conventionele gammacamera is de dikte van het NaI(Tl)-scintillatiekristal 9.5 mm, of 3/8 inch. Zoals reeds eerder besproken volstaat deze dikte niet voor een efficiënte detectie van de hoogenergetische annihilatiefotonen. Om de efficiëntie op te drijven moet een dikker kristal gebruikt worden. Bij de IRIX-camera is de dikte 19 mm of 3/4 inch, dus dubbel zo dik als bij een conventionele camera. De detectieprobabiliteit in de fotopiek stijgt hierdoor voor een energie van 511 keV van 12 % tot 26 %.

Het systeem beschikt niet over een vertraagd tijdsvenster, zodat niet op deze manier voor toevallige coïncidenties kan gecorrigeerd worden. Er wordt op dit moment ook niet op een andere manier voor deze toevallige coïncidenties gecorrigeerd.

Het coïncidentietijdsvenster van de IRIX-camera bedraagt 10 ns, dus indien twee tellen geregistreerd worden binnen de 10 ns op twee verschillende detectoren, worden ze beschouwd als afkomstig van dezelfde positronannihilatie. De integratietijd van een gebeurtenis is in SPECT-werking 900 ns, maar in coïncidentiewerking schakelt de gammacamera over op een hogetelkadanswerking waarbij de integratietijd wordt verkort tot 200 ns. Het latere deel van de puls wordt dan afgeschat door middel van pulsstaartextrapolatie.

Op het moment dat de IRIX-camera geïnstalleerd werd in het UZ Gent was de camera voorzien van XP-elektronica. Hierbij werden 4 analoog-naar-digitaal-convertoren (ADC's) per detectorkop voorzien. De detectie en verwerking van pulsophoping werd analoog uitgevoerd. In een later stadium werd de camera voorzien van "Precision"-elektronica, waarbij één ADC voorzien is per PMT. De verwerking van pulsophoping gebeurt hier volledig digitaal. Deze aanpassing geeft de camera een hogere performantie wat betreft de werking bij hoge telkadans. De invloed van de aanpassing op de telkadans werd in het kader van dit doctoraat onderzocht en zal later in dit hoofdstuk besproken worden.

De camera kan verschillende energievensters tegelijk opnemen, zodat het mogelijk is verstrooide fotonen in de acquisitie op te nemen, zoals besproken werd in het vorige hoofdstuk. Dit wordt echter door de camerafabrikant niet aangeraden. Zoals hiervoor reeds besproken verhoogt het opnemen van verstrooide fotonen in de acquisitie de sensitiviteit van de camera, maar wordt de resolutie van de opnames hierdoor slechter. Het al dan niet includeren van verstrooide fotonen is dus een afweging tussen sensitiviteit en resolutie. De

camerafabrikant kiest dus voor een betere resolutie ten nadele van de sensitiviteitswinst die een acquisitie mét verstrooide fotonen zou opleveren.

3.2.3 Dataformaat

De camera is in staat PET-data op twee verschillende manieren op te slaan. De eerste manier bestaat erin de data op te slaan in lijstformaat. In dit geval worden er per gedetecteerde coïncidentie een aantal gegevens over deze coïncidentie opgeslagen. Voor de IRIX-gammacamera is dit: de plaats van detectie (X - en Y -coördinaat, in de tabel $X1$, $Y1$ en $X2$, $Y2$) en energie ($E1$ en $E2$ in de tabel) van de twee invallende fotonen, de rotatiehoek van de camera op het moment van detectie (*Hoek*), en, als drie detectorkoppen worden gebruikt, welke twee detectoren de fotonen detecteerden (*Det.No.*). Elke gebeurtenis wordt chronologisch opgeslagen. De X - en Y -coördinaten worden opgeslagen in een cameraspecifieke lengte-eenheid, die achteraf in millimeter kan worden geconverteerd, dit teneinde een efficiënte opslag toe te laten. In tabel 3.1 wordt een voorbeeld gegeven van de structuur van een bestand in lijstformaat. De opslagruimte benodigd voor een bestand in lijstformaat is evenredig met het aantal gemeten coïncidenties.

Tabel 3.1: Voorbeeld van een bestand in lijstformaat. De X en Y -waarden worden getoond in een cameraspecifieke lengte-eenheid.

<i>Det. No.</i>	$X1$	$Y1$	$E1$ (keV)	$X2$	$Y2$	$E2$ (keV)	<i>Hoek</i> ($^{\circ}$)
1-2	880	1351	511	474	1665	501	0
2-3	1011	1369	480	1112	938	488	0
...
3-1	1044	1360	530	1459	131	180	60
...

De tweede manier om PET-data op te slaan is in sinogramformaat. In dit formaat zijn de data reeds gerangschikt in projecties. In het sinogramformaat wordt er voor elke mogelijke interactielijn (LOR) en elk mogelijk energievenster een geheugenplaats (een bin) voorzien. Als een bepaalde LOR in een bepaald energievenster wordt gedetecteerd wordt het getal in deze bin met één vermeerderd. De geheugenruimte die een bestand in sinogramformaat inneemt hangt af van het aantal mogelijke bins. In 2D PET blijft het aantal bins relatief beperkt, maar als in 3D gemeten wordt kan dit aantal zeer groot worden. Als

het aantal gemeten coïncidenties veel kleiner wordt dan het aantal bins wordt het meer aangewezen om de data in lijstformaat op te slaan.

De IRIX-gammacamera neemt data op in lijstmode. De gebruiker kan een optie kiezen waarin de data dan onmiddellijk worden opgeslagen in 2D sinogramformaat: zodra een coïncidentie wordt gemeten wordt berekend in welke bin deze detectie hoort. Een andere mogelijkheid is de data in lijstformaat op te slaan en achteraf te herleiden naar een 2D sinogram. Dit geeft de gebruiker de vrijheid achteraf het energievenster en de axiale acceptatiehoek te bepalen.

Het herleiden naar 2D sinogrammen is nodig aangezien de verwerkingscomputer van de camera enkel beschikt over 2D reconstructiealgoritmen die werken op sinogrammen. Hierbij moet opgemerkt worden dat het herleiden van lijstformaat-data naar 2D sinogrammen gepaard gaat met een verlies aan informatie, meer bepaald informatie over de energie van de ingevallen fotonen en een verlies aan accuraatheid in de plaatsbepaling, omdat het aantal bins beperkt moet worden om de grootte van de bestanden werkbaar te houden. Het is dus wenselijk over een reconstructiealgoritme te beschikken dat een beeld kan berekenen uitgaande van de data in lijstformaat, zonder dat informatieverlies optreedt. Hiernaar werd in onze onderzoeksgroep onderzoek verricht [46].

3.3 Metingen

3.3.1 NEMA-karakteristieken

NEMA (NEMA: National Electrical Manufacturers Association) publiceerde een standaardmethode om de performantie van een SPECT- of een PET-camera te meten. De standaard die geldt voor de performantiemeting van PET-camera's is de NEMA NU2-2001 standaard [44], die sinds kort de NU2-1994 standaard [45] vervangt. De bedoeling van deze standaard is procedures te beschrijven voor de evaluatie van de performantie van PET-camera's, om zo deze performantie voor verschillende PET-systemen te kunnen vergelijken. Camerafabrikanten kunnen de cijfers bekomen met NEMA-metingen citeren om een idee te geven van de eigenschappen van hun camera, en gebruikers kunnen de metingen uitvoeren bij wijze van acceptatietest, om te zien of de camera voldoet aan de door de fabrikant gespecificeerde kwaliteitsnormen. De standaard is zo opgesteld dat de metingen kunnen worden uitgevoerd op elk type PET-camera. In tegenstelling met de vorige standaard NU2-1994 heeft het meest gebruikte fantoom in deze standaard een lengte van 70 cm. Dit reflecteert de situatie waarin een beeld wordt gemaakt van het totale lichaam, of waarbij er zich buiten de FOV van de camera ook nog activiteit bevindt. Deze situatie doet zich voor in de oncologie, een domein dat voor PET-beeldvorming steeds

aan belang wint. In de NU2-1994 standaard gebeurden deze metingen met een fantoom met een lengte van 20 cm, hetgeen meer de situatie van hersenbeeldvorming nabootst. In wat volgt zullen we de NU2-2001 standaard bespreken.

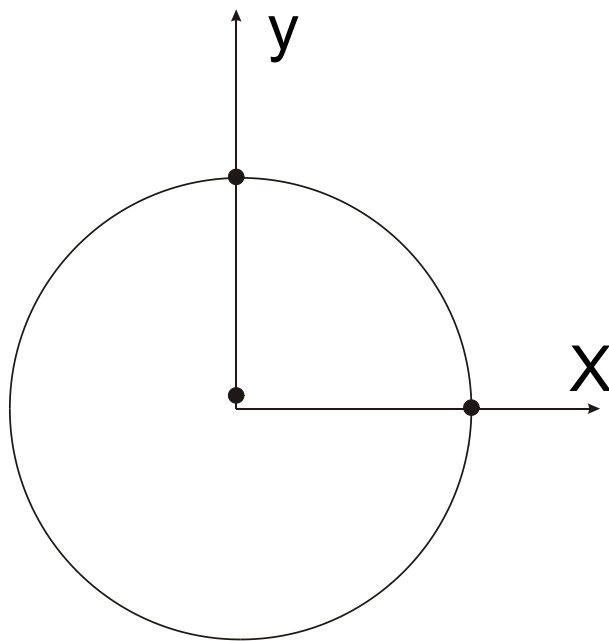
Spatiale resolutie

De spatiale resolutie van een camera geeft aan in welke mate het systeem in staat is twee puntbronnen van elkaar te onderscheiden na reconstructie. De resolutie van een systeem wordt bepaald door een beeld te maken van puntbronnen in lucht, met een voldoende lange acquisitietijd zodat het aantal tellen in het beeld geen invloed meer heeft op de gemeten resolutie. Dit is de best haalbare resolutie: in een reële beeldvormingssituatie zal de resolutie slechter zijn doordat maar een beperkt aantal tellen worden gemeten, en door effecten van verstrooiing in de patiënt.

De resolutie wordt gekarakteriseerd door het meten van de FWHM (Eng: Full Width at Half Maximum) en de FWTM (Eng: Full Width at Tenth Maximum) van de puntspreidingsfunctie. De puntbron bestaat uit een kleine hoeveelheid geconcentreerde activiteit in de vorm van een ^{18}F oplossing, waarbij de totale activiteit in de FOV zo laag moet zijn dat het aantal gemeten toevallige coïncidenties kleiner is dan 5% van de totale coïncidenties, en het percentage verlies aan tellen door de dode tijd van het systeem ook onder de 5% blijft. De activiteit zit in een glazen capillair met een binnendiameter van hoogstens 1 mm en een buitendiameter van hoogstens 2 mm. De uitgestrektheid van de puntbron in de axiale richting moet kleiner zijn dan 1 mm. De bronnen worden parallel met de rotatieas in de FOV van de camera gemonteerd, en er worden 6 puntbronnen gemeten: drie in het centrale axiale vlak en drie in het vlak op een vierde van de axiale FOV verwijderd van dit centrale vlak. De plaatsing van de puntbronnen in het axiale vlak wordt voorgesteld in figuur 3.6. Eén puntbron staat 1 cm buiten het centrum. De puntbron wordt niet exact in het centrum geplaatst teneinde niet-representatieve resultaten te vermijden die een meting in het exacte centrum zou kunnen geven. De twee andere puntbronnen staan op $x = 0$ cm, $y = 10$ cm en $x = 10$ cm, $y = 0$ cm.

Per puntbron worden minstens 100.000 tellen gemeten teneinde een accurate puntresponsfunctie te bekomen. De pixelgrootte wordt zo klein mogelijk gehouden, en mag hoogstens een derde zijn van de gemeten FWHM. De opgenomen beelden worden gereconstrueerd met gefilterde terugprojectie, zonder extra laagdoorlaatfilter.

De FWHM wordt voor elke puntbron bepaald door volgens de drie hoofdasen in het beeld een één dimensionaal profiel te nemen. Vervolgens wordt van deze profielen de hoogte bepaald door een parabool te fitten door het hoogste



Figuur 3.6: Plaatsing van de puntbronnen in het axiale vlak.

punt en zijn twee dichtste naburen. De FWHM wordt dan bepaald door de breedte te schatten op halve hoogte door lineaire interpolatie tussen de pixels net boven en net onder deze halve hoogte. Hetzelfde wordt gedaan op een tiende van de hoogte voor de meting van de FWTM. De axiale, radiale (in het axiale vlak langs de lijn naar het centrum van de FOV) en tangentiële (in het axiale vlak loodrecht op de radiale richting) resolutie op 1 cm radius en 10 cm radius, en in het centrum van de axiale FOV en op een vierde van de axiale FOV, worden dan berekend door gemiddelden te maken over de gepaste puntbronnen.

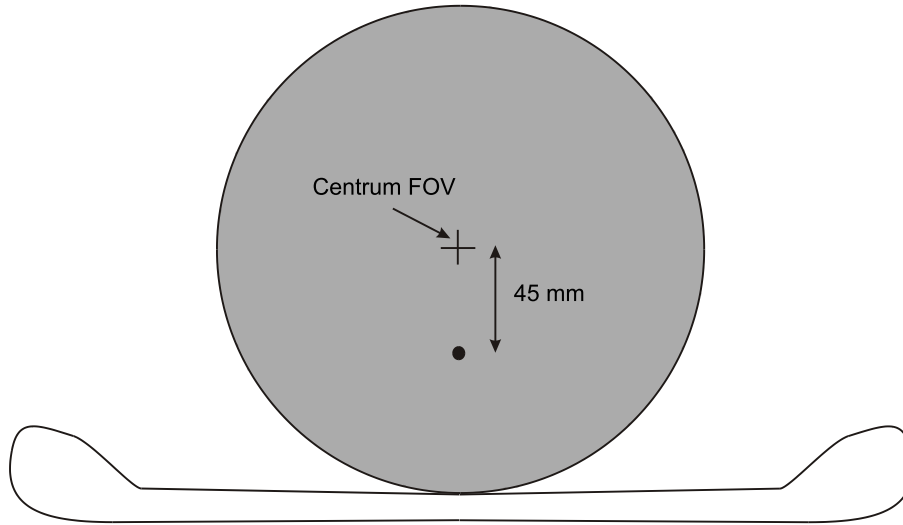
Meting van de verstrooiingsfractie, tellenverlies en toevallige coïncidenties.

Door verstrooiing van fotonen worden coïncidenties aan de verkeerde LOR toegekend. Het relatieve aandeel van verstrooide fotonen in de acquisitie is afhankelijk van het ontwerp en de detectoropstelling van de camera, en van de patiënt. Meting van het tellenverlies en het aantal toevallige coïncidenties geeft aan hoe accuraat de PET-camera opnames kan uitvoeren bij hoge activiteiten.

Bij deze metingen wordt gebruikgemaakt van het concept van de ruisequivalente telkadans (Eng: Noise Equivalent Count Rate, NEC) [47]. De telkadans van een camera wordt gegeven door het aantal tellen dat per tijdseenheid gemeten wordt. Hoe hoger de telkadans ligt, hoe meer tellen de acquisitie bevat voor een gegeven acquisitietijd, en dus hoe beter het resulterende beeld zal zijn. Echter, bij de inkomende tellen zijn er ook verstrooide en toevallige coïncidenties, en deze dragen wel bij tot de telkadans, maar niet tot de kwaliteit van het beeld. Om voor dit effect te corrigeren werd de NEC gedefinieerd. Gegeven een bepaalde telkadans is de bijbehorende NEC de telkadans die, bij afwezigheid van verstrooiing en toevallige coïncidenties, dezelfde signaal-ruisverhouding zou geven in het centrum van het beeld.

Het fantoom waarmee de tests gebeuren bestaat uit een cilinder uit polyethyleen met een buitendiameter van 203 mm en een lengte van 700 mm. Evenwijdig met de centrale as en op 45 mm afstand ervan is een gat geboord met een diameter van 6.4 mm. Door dit gat wordt een lijnbron getrokken die bestaat uit een plastic buis met een binnendiameter van 3.2 mm en een buitendiameter van 4.8 mm, en met een lengte van minstens 800 mm. De centrale 700 mm wordt gevuld met een gekende activiteit. Figuur 3.7 toont een transaxiale doorsnede van de opstelling van dit fantoom. Het fantoom wordt centraal in de FOV geplaatst, gebruikmakend van het standaard patiëntbed, en met de oriëntatie van het fantoom zo dat de lijnbron dichtst bij het bed ligt.

Bij het begin van de test wordt de lijnbron gevuld met een activiteit die

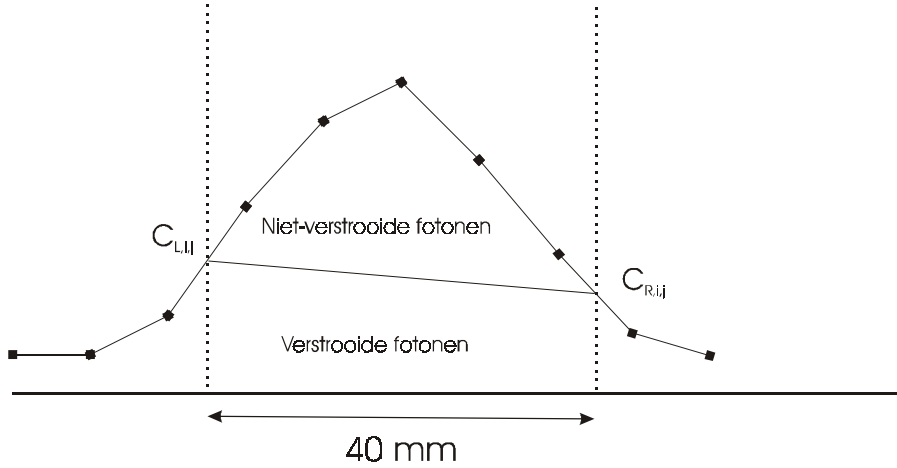


Figuur 3.7: Plaatsing van het fantoom.

hoog genoeg is om toe te laten de maximale telkadans en de maximale NEC te bepalen. Naarmate de activiteit vervalst worden verschillende metingen van dit fantoom gemaakt. De metingen moeten frequenter gebeuren dan de helft van de halfwaardetijd van het gebruikte isotoop. De duur van elke meting moet kleiner zijn dan een vierde van de halfwaardetijd. De metingen moeten een volledige dataset opleveren. In het geval van een roterende camera betekent dit dat de camera gedurende de meting een volledige rotatie moet maken, zoals het geval is bij een klinische acquisitie. Elke afzonderlijke acquisitie moet minstens 500.000 coïncidenties bevatten. Indien dit niet het geval is voor de metingen bij lage telkadans moeten bij deze activiteitsconcentraties de metingen enkele malen herhaald worden om aan het nodige aantal tellen te komen.

Voor elke acquisitie j en elke snede i wordt een sinogram gegenereerd, zonder enige correctie uit te voeren voor variaties in detectorsensitiviteit of beelddegraderende effecten als verstrooiing, attenuatie, etc. Ook voor toevallige coïncidenties mag niet gecorrigeerd worden. Schuin invallende tellen worden door het SSRB-algoritme aan een 2D sinogram toegekend.

Voor de analyse van de metingen worden alle pixels in elk bekomen sinogram die verder dan 12 cm liggen van het centrum van het fantoom gelijk aan nul gesteld. Voor elke projectiehoek ϕ wordt de plaats van de lijnbron bepaald door de pixel met de maximale waarde, en de projectie voor deze hoek wordt dan zo verschoven dat deze pixel in het centrum van het sinogram komt te lig-



Figuur 3.8: Bepaling van het aantal verstrooide tellen.

gen. Vervolgens wordt een gesommeerde projectie $C(r)_{i,j}$ bekomen door de projecties voor alle hoeken op te tellen:

$$C(r)_{i,j} = \sum_{\phi} C(r - r_{max}(\phi), \phi)_{i,j}. \quad (3.1)$$

Hierin is r een bepaalde pixel in de projectie, ϕ een bepaalde projectiehoek in het sinogram en $r_{max}(\phi)$ de locatie van het maximum in de projectie ϕ .

Vervolgens wordt een 40 mm breed gebied gedefinieerd rond het centrum van de gesommeerde projectie. We noemen de pixelwaarden aan de linker- en de rechterrands van dit gebied, bekomen via lineaire interpolatie, respectievelijk $C_{L,i,j}$ en $C_{R,i,j}$ (figuur 3.8). Het gemiddelde van deze twee waarden wordt vervolgens vermenigvuldigd met de breedte van het gebied in aantal pixels, hetgeen het aantal tellen geeft onder de schuine volle lijn in figuur 3.8, en dit wordt opgeteld bij het aantal tellen buiten het 40 mm gebied. Dit geeft het aantal verstrooide plus toevallige coincidenties $C_{r+s,i,j}$ voor snede i en meting j . Het totaal aantal tellen $C_{TOT,i,j}$ wordt berekend door alle pixelwaarden op te tellen. Ook de gemiddelde activiteit $A_{ave,j}$ voor elke meting j wordt berekend.

De verstrooiingsfractie wordt dan bepaald door de acquisities j' met de laagste telkadans te beschouwen, waarvoor het tellenverlies minder dan 1% bedraagt. Voor deze acquisities gaat men ervan uit dat $C_{r+s,i,j'}$ enkel uit verstrooide fotonen bestaat, en dat $C_{TOT,i,j'}$ enkel bestaat uit de som van echte en verstrooide tellen. De verstrooiingsfractie voor een snede i wordt dan gegeven

door:

$$SF_i = \frac{\sum_{j'} C_{r+s,i,j'}}{\sum_{j'} C_{TOT,i,j'}}. \quad (3.2)$$

De verstrooiingsfractie van het hele systeem wordt berekend als het gewogen gemiddelde van de SF_i -waarden:

$$SF = \frac{\sum_i \sum_{j'} C_{r+s,i,j'}}{\sum_i \sum_{j'} C_{TOT,i,j'}}. \quad (3.3)$$

Voor elke acquisitie j wordt de totale telkadans bepaald voor elke snede i door:

$$R_{TOT,i,j} = \frac{C_{TOT,i,j}}{T_{acq,j}}, \quad (3.4)$$

met $T_{acq,j}$ de acquisitieduur. Ook de totale telkadans voor het gehele systeem $R_{TOT,j}$ wordt berekend als de som van de vorige uitdrukking over alle sneden i . De ware telkadans $R_{t,i,j}$ voor elke acquisitie j en elke snede i wordt berekend als:

$$R_{t,i,j} = \frac{(C_{TOT,i,j} - C_{r+s,i,j})}{T_{acq,j}}. \quad (3.5)$$

De som van deze uitdrukking over alle sneden geeft de ware telkadans voor het totale systeem $R_{t,j}$.

Vervolgens kan men ook de toevallige telkadans berekenen:

$$R_{r,i,j} = R_{TOT,i,j} - \frac{R_{t,i,j}}{1 - SF_i}, \quad (3.6)$$

terwijl de som over alle sneden weer de toevallige telkadans voor het systeem $R_{r,j}$ geeft.

De verstrooide telkadans wordt berekend door:

$$R_{s,i,j} = \left(\frac{SF_i}{1 - SF_i} \right) R_{t,i,j}, \quad (3.7)$$

en de som over i geeft de verstrooide telkadans voor het systeem $R_{s,j}$.

Tenslotte kan, voor elke acquisitie de NEC-telkadans bepaald worden, voor systemen die geen subtractie van toevallige tellen uitvoeren:

$$R_{NEC,i,j} = \frac{R_{t,i,j}^2}{R_{TOT,i,j}}, \quad (3.8)$$

of, voor systemen die corrigeren voor toevallige tellen via een subtractie-methode:

$$R_{NEC,i,j} = \frac{R_{t,i,j}^2}{R_{TOT,i,j} + R_{r,i,j}}. \quad (3.9)$$

Als al deze grootheden bepaald zijn, kan men de telkadanscurven uitzetten voor ware, toevallige en verstrooide tellen, voor het totaal aantal tellen en voor de NEC als functie van de activiteitsconcentratie. Belangrijke parameters voor een camera zijn vooral de maximale ware telkadans en de activiteitsconcentratie waarbij deze zich voordoet, en de maximale NEC met de bijbehorende activiteitsconcentratie. Ook de verstrooiingsfractie van het systeem is belangrijk.

Sensitiviteit

De sensitiviteit van een PET-camera drukt uit hoeveel tellen de camera registreert voor een bepaalde hoeveelheid activiteit, in afwezigheid van attenuatie en tellenverlies. Aangezien er steeds een minimum aan omhullend materiaal moet aanwezig zijn in de omgeving van de positronemitter om annihilatie mogelijk te maken, en aangezien dit omhullend materiaal op zichzelf ook een attenerend effect heeft, is een attenuatievrije meting in principe onmogelijk. De attenuatievrije sensitiviteit wordt daarom bepaald door middel van extrapolatie. Deze techniek werd ontwikkeld door Bailey et al. [48].

Een lijnbron, gevuld met ^{18}F met een nauwkeurig gekende activiteit wordt opgehangen in het centrum van de transaxiale FOV, op zo'n manier dat de ondersteuning van de lijnbron zich volledig buiten de FOV bevindt. De lijnbron wordt omhuld door holle metalen cilinders met een goed gekende dikte en stijgende radius. Bij elke meting wordt een cilinder toegevoegd, tot een totaal van vier cilinders, zodat vier metingen worden bekomen.

Voor elke snede i wordt de telkadans gemeten, en deze telkadans wordt gecorrigeerd voor het verval van de bron en gesommeerd over i , zodat men $R_{CORR,j}$ verkrijgt, horend bij een wanddikte X_j . De bekomen data worden dan gefit aan de vergelijking

$$R_{CORR,j} = R_{CORR,0} \exp(-\mu_M \cdot 2 \cdot X_j). \quad (3.10)$$

Hierin wordt de in principe gekende μ_M , de attenuatiecoëfficiënt van het gebruikte metaal, vrij gelaten om te compenseren voor verstrooiingseffecten. De sensitiviteit van het systeem wordt dan gegeven door

$$S_{TOT} = \frac{R_{CORR,0}}{A_{CAL}}, \quad (3.11)$$

met A_{CAL} de gecalibreerde activiteit in de lijnbron. Ook de sensitiviteit voor elke snede afzonderlijk wordt bepaald, gebruik makend van de meting met slechts één omhullende cilinder. Zo bekomt men een axiaal sensitiviteitsprofiel.

Accuraatheid van correcties voor telverlies en toevallige tellen

De meeste PET-camera's passen een correctie toe voor tellenverlies en toevallige coïncidenties. De test die hier volgt bepaalt de accuraatheid van deze correcties, die belang hebben bij kwantitatieve metingen. De test gebeurt aan de hand van de meting van het tellenverlies en de toevallige coïncidenties, zoals hiervoor besproken. Hetzelfde fantoom met een lijnbron wordt gebruikt. De activiteit van de lijnbron moet dusdanig zijn dat een tellenverlies van minstens 50 % optreedt en dat zowel de maximale ware telkadans als de maximale NEC gemeten kan worden. Vervolgens wordt dit fantoom bemeten voor verschillende activiteiten, door de activiteit te laten vervallen en op gepaste tijdstippen een meting op te starten. Een circulaire regio van interesse (Eng: Region Of Interest, ROI) met een diameter van 180 mm wordt centraal in de FOV getekend. De ware telkadans wordt dan gegeven door:

$$R_{ROI,i,j} = \frac{C_{ROI,i,j}}{T_{acq,j}}, \quad (3.12)$$

met $C_{ROI,i,j}$ het aantal ware tellen in de ROI van snede i . Anderzijds wordt voor deze snede ook de geëxtrapoleerde ware telkadans berekend, $R_{Extr,i,j}$, die zou gemeten worden indien er geen tellenverlies of toevallige coïncidenties zouden zijn, bekomen uit de meting met de laagste activiteit. De relatieve fout in telkadans wordt dan berekend als:

$$\Delta r_{i,j} = \left(\frac{R_{ROI,i,j}}{R_{Extr,i,j}} - 1 \right) \cdot 100\%. \quad (3.13)$$

Dit getal geeft de procentuele afwijking aan van de telkadans bekomen met de correcties voor telverlies en toevallige tellen ten opzichte van de ware telkadans, bekomen door extrapolatie van het gedrag bij lage telkadans. Als $\Delta r_{i,j}$ kleiner dan 0 is betekent dit dat de correctie niet groot genoeg is; een positieve $\Delta r_{i,j}$ wijst op een overcorrectie.

Beeldkwaliteit en accuraatheid van de attenuatie- en verstrooiingscorrectie

In PET-beeldvorming spelen zeer veel factoren een rol, die elk hun invloed kunnen hebben op de beeldkwaliteit. Daarom werd in de nieuwe NEMA-

standaard ook een rechtstreekse meting van de beeldkwaliteit voorzien. Het spreekt echter vanzelf dat deze meting slechts een indicatie kan zijn voor de beeldkwaliteit die bekomen wordt in klinische situaties. Het fantoom dat voor deze meting werd ontwikkeld simuleert de acquisitie van het totale lichaam, met zowel warme (meer activiteit dan de achtergrond) als koude (minder activiteit) lesies. Sferen met verschillende diameters worden gesimuleerd in een omgeving met een niet-uniforme attenuatiecoëfficiënt. Er is ook activiteit aanwezig buiten de FOV. Het contrast en de signaal-ruisverhouding voor koude en warme sferen wordt gemeten, alsook de accuraatheid van de toegepaste verstrooiings- en attenuatiecorrectie.

Bij de metingen wordt ^{18}F gebruikt. De activiteitsconcentratie voor de achtergrond is 370 MBq per 70.00 l, hetgeen een typische concentratie is voor een geïnjecteerde patiënt. Als door de fabrikant een lagere geïnjecteerde dosis wordt aangeraden, zoals het geval is bij PET-beeldvorming met een gammacamera, kan men een lagere activiteitsconcentratie gebruiken. De koude sferen bevatten water zonder activiteit, de warme sferen hebben een concentratie van 4 en 8 maal de achtergrondactiviteit. Een lijnbron wordt gevuld met een activiteit van 116 MBq.

Het gebruikte fantoom bestaat uit vier delen: een lichaamsfantoom met een minimale lengte van 180 mm, 6 vulbare sferen met verschillende diameter, een structuur met lage dichtheid teneinde de longen te simuleren en de cilinder met de lijnbron zoals die reeds gebruikt werd in de meting van de verstrooiingsfractie. De precieze vorm en afmetingen van elk van deze componenten zijn uiteraard vastgelegd door de NEMA-standaard.

Er wordt een meting gedaan van het fantoom over een axiale lengte van 100 cm, gedurende 60 min. Deze tijd omvat ook de opname van een transmissiebeeld teneinde te kunnen corrigeren voor attenuatie. De beelden worden gereconstrueerd met het algoritme en de instellingen die ook in de klinische praktijk worden gebruikt.

In de analyse van de beelden wordt de snede gebruikt die het centrale deel van de sferen in beeld brengt. Op elk van de sferen wordt een ROI getekend, die de omtrek van de sferen zo nauwkeurig mogelijk volgt. Ook in de achtergrond worden ROI's getekend, met een identieke grootte als de ROI's van de sferen, in totaal 60 van elke grootte. Het gemiddeld aantal tellen in elke achtergrond-ROI wordt berekend. Het contrast voor elke warme sfeer wordt dan berekend door middel van de formule:

$$Q_{H,j} = \frac{C_{H,j}/C_{B,j} - 1}{a_H/a_B - 1} \cdot 100\%. \quad (3.14)$$

Hierin is $C_{H,j}$ het gemiddeld aantal tellen in de ROI voor sfeer j , $C_{B,j}$

de gemiddelde achtergrondactiviteit voor sfeer j , a_H de activiteitsconcentratie in de warme sferen en a_B de concentratie in de achtergrond. Voor de koude sferen wordt het contrast $Q_{C,j}$ berekend met:

$$Q_{C,j} = \left(1 - \frac{C_{C,j}}{C_{B,j}}\right) \cdot 100\%, \quad (3.15)$$

De achtergrondvariabiliteit voor sfeer j wordt gegeven door:

$$N_j = \frac{SD_j}{C_{B,j}} \cdot 100\%, \quad (3.16)$$

met SD_j de standaarddeviatie van het aantal tellen in de achtergrond-ROI j .

Om de fout, gemaakt door de attenuatie- en verstrooiingscorrectie te meten, wordt een circulaire ROI getekend op het longequivalente materiaal, met een diameter van 30 mm. 12 achtergrond-ROI's worden getekend met dezelfde afmeting. De fout in snede i wordt dan gegeven door:

$$\Delta C_{Lung,i} = \frac{C_{Lung,i}}{C_{B,i}} \cdot 100\%, \quad (3.17)$$

met $C_{Lung,i}$ het gemiddeld aantal tellen in de ROI op het longequivalent materiaal en $C_{B,i}$ het gemiddeld aantal tellen in de achtergrond-ROI's.

3.3.2 Telkadansperformantie

De performantie van een gammacamera bij hoge telkadans is een belangrijke parameter bij de werking in coïncidentiemode. Tijdens de duur van dit onderzoek werd de elektronica van de IRIX-camera veranderd, met snellere detectoren tot gevolg, waardoor de performantie bij hoge telkadans beter werd. De invloed van deze aanpassing werd gemeten. Bovendien werd de performantie van de nieuwe elektronica wat betreft de telkadans nader onderzocht. Deze metingen werden uitgevoerd voor de NEMA-NU2 2001 standaard uitgegeven werd. Daardoor werden ze nog grotendeels uitgevoerd volgens de vorige standaard uit 1994 [45] en volgens de aanwijzingen van de cameraconstruenteur [49]. Wel werd er reeds rekening gehouden met de mogelijkheid van activiteit buiten de FOV door, naast metingen met het standaardfantom met een lengte van 20 cm, ook metingen met een lang fantoom (150 cm) uit te voeren.

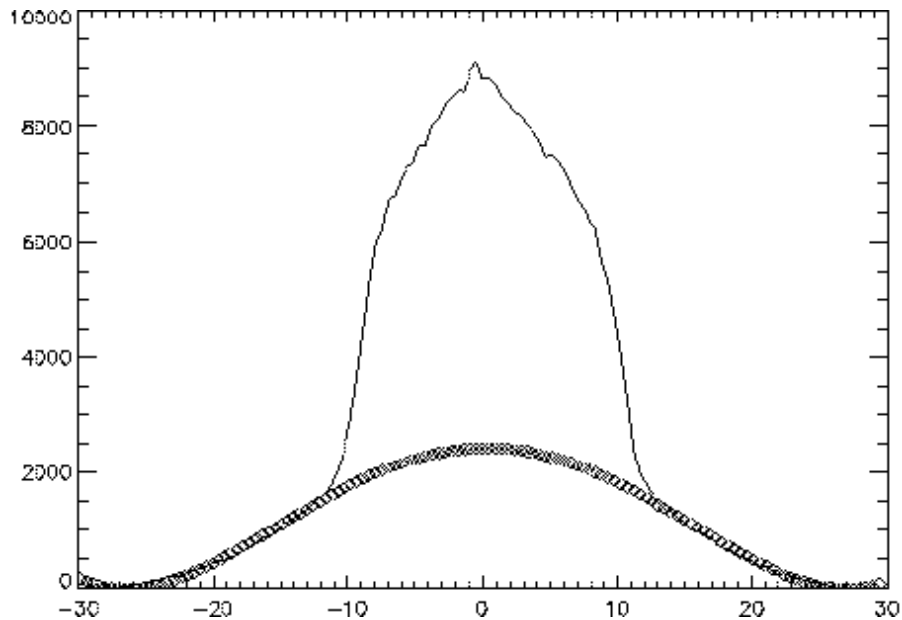
Er werden voor de telkadansmetingen twee verschillende fantomen gebruikt. Om de invloed van activiteit in de FOV te bestuderen werd een uniform cilindrisch fantoom met een diameter van 21.5 cm en een axiale lengte

van 17 cm gebruikt. De volume-inhoud van dit fantoom is 6.2 l. Dit fantoom werd tijdens de meting in het centrum van de FOV geplaatst, met de as van de cilinder volgens de axiale richting van de camera. Aangezien de axiale uitgestrektheid van dit fantoom kleiner is dan de axiale FOV van de camera (37.1 cm) includeert dit fantoom geen activiteit buiten de FOV.

Zoals reeds besproken kan dit bij patiënten wel het geval zijn en kan deze activiteit een negatieve invloed hebben op de telkadansperformantie van de camera. Om de invloed van de activiteit buiten de FOV te onderzoeken gebruikten we een tweede fantoom, dat bestond uit een uniforme cilinder met een diameter van 20 cm en een lengte van 150 cm, dus veel langer dan de axiale FOV van de camera. De volume-inhoud van dit fantoom is 73 l. Het korte fantoom kan in vergelijking met een klinische beeldvormingssituatie worden beschouwd als het ideale geval, waarbij er zich geen activiteit in de FOV bevindt, terwijl het lange fantoom kan beschouwd worden als het slechtst denkbare geval, waarbij er heel veel activiteit buiten de FOV aanwezig is. We merken hierbij op dat de door ons onderzochte omstandigheden slechter zijn dan het geval is bij de NEMA NU2-2001 standaard, aangezien de lengte van het fantoom in dat geval slechts 70 cm bedraagt. Bij beeldvorming van de hersenen gaat een groot deel van de activiteit naar de hersenen zelf, en is er weinig activiteit daarbuiten. Het korte fantoom zal dit geval dus het best benaderen. In oncologische toepassingen daarentegen is het mogelijk dat zich een groot deel van de activiteit buiten de FOV bevindt, zodat dit beter benaderd wordt door het lange fantoom.

De fantomen werden gevuld met een hoge activiteit aan ^{18}F -FDG, waarna verschillende opnames van het fantoom werden gemaakt naarmate de activiteit verviel. Het fantoom werd zowel in de axiale als in de transaxiale richting gecentreerd in de FOV. De data werden in lijstformaat opgenomen. De opnames duurden 1 min per activiteitsconcentratie. De data werden opgenomen met twee tegenoverstaande detectorkoppen, aangezien op het moment van de meting de driekops optie nog niet aanwezig was. Dertig cameraoriëntaties tussen 0° en 180° werden gebruikt. Alle data binnen een energievenster van 100% rond 411 keV werden in lijstformaat opgenomen. De data in lijstmodeformaat werden vervolgens herverdeeld naar 2D projecties door middel van het SSRB-algoritme, zoals besproken in het vorige hoofdstuk, gebruikmakend van een energievenster van 30% rond de piek bij 511 keV.

Het aantal toevallige en verstrooide coincidenties werd op de volgende manier bepaald. De opgenomen data werden herverdeeld naar 90 projecties, zonder toepassing van een geometrische correctie. De aldus verkregen sinogrammen werden opgeteld voor elke axiale snede. De resulterende sinogrammen werden vervolgens gesommeerd langs de rotatieas. Dit resulteert in een pro-



Figuur 3.9: Fit van toevallige en verstrooide coïncidenties aan het sinogram-profiel (x-as in cm).

fiel zoals getoond in figuur 3.9. De staarten van dit profiel buiten de centrale 24 cm werden gebruikt om een even vierde-ordeveelterm aan te fitten van de vorm [50]:

$$bx^4 + cx^2 + d. \quad (3.18)$$

Deze fit wordt eveneens getoond in figuur 3.9.

Het totaal aantal coïncidenties wordt verkregen door alle tellen in de centrale 24 cm van het profiel op te tellen. Het aantal verstrooide en toevallige coïncidenties wordt geschat aan de hand van het aantal tellen onder de gefitte curve in de centrale 24 cm. Het aantal ware tellen werd dan verkregen door deze verstrooide en toevallige tellen van het totaal aantal coïncidenties af te trekken. De NEC werden bekomen aan de hand van de formule [51]:

$$NEC = \frac{C^T}{1 + f}. \quad (3.19)$$

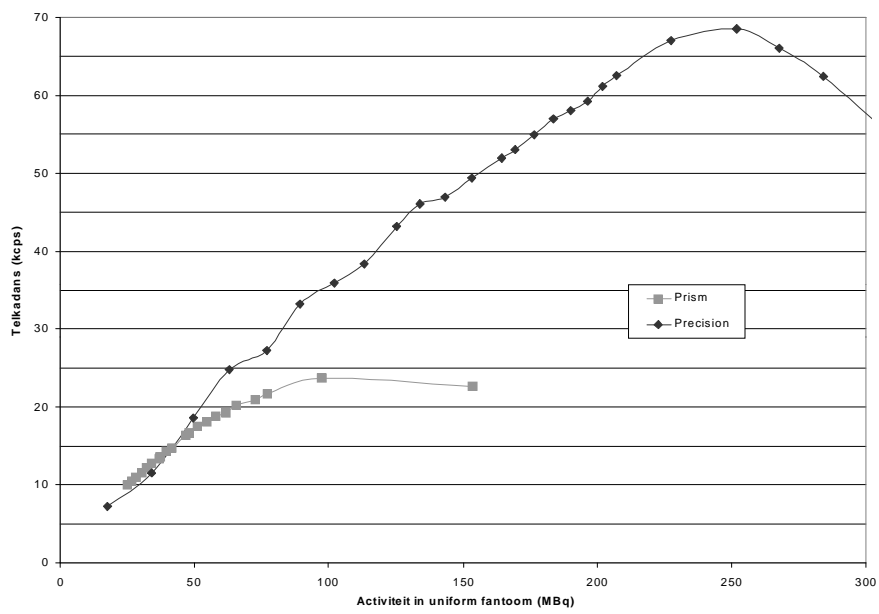
Hierin is C^T de ware telkadans, en f de ratio van verstrooide en toevallige coïncidenties ten opzichte van ware coïncidenties.

We bekeken eerst het verschil in haalbare telkadans tussen de oudere XP-elektronica en de nieuwe Precision-elektronica, zoals hiervoor besproken. Deze metingen werden uitgevoerd met het korte fantoom. Dezelfde meting gebeurde vóór en na de installatie van de Precision-elektronica. Het fantoom werd met een precies gekende hoge activiteit centraal in de FOV geplaatst, en de telkadans aangegeven op de console werd op verschillende tijdstippen genoteerd. We berekenden aan de hand van deze tijdstippen en de vervalconstante van ^{18}F de activiteit in de FOV op dat tijdstip. Figuur 3.10 toont de gemeten telkadans als functie van de activiteit in de FOV, zowel voor de XP- als voor de Precision-elektronica.

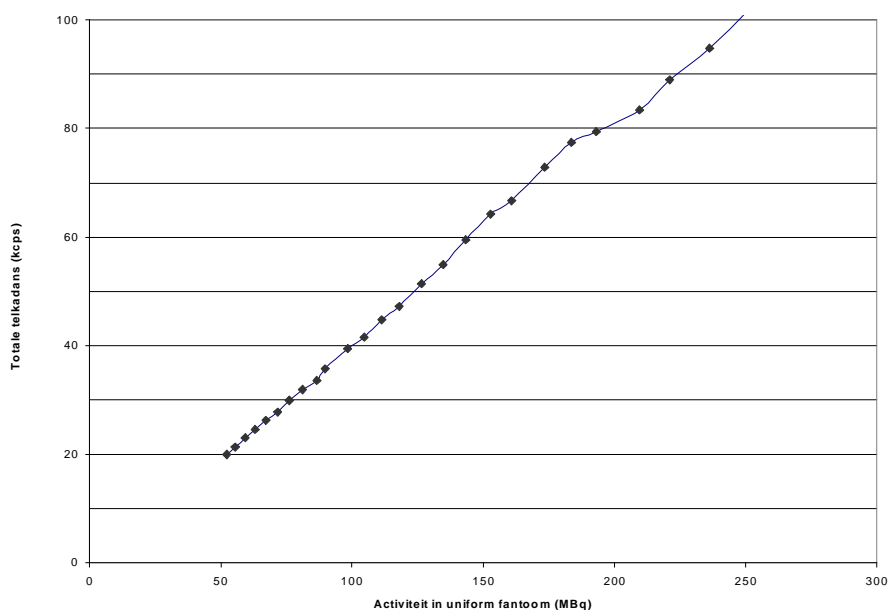
We zien dat voor lage activiteiten de telkadans lineair stijgt met activiteit. Bij hogere activiteiten wijkt de curve echter af van het lineair gedrag en stijgt trager dan lineair met stijgende activiteit. Dit komt door het tellenverlies te wijten aan de dode tijd van de camera. Voor nog hogere activiteiten daalt de telkadans zelfs als functie van de activiteit, hetgeen aangeeft dat de gammacamera een paralyseerbaar systeem is. Bij de nieuwe elektronica blijft het verloop lineair voor een veel hogere activiteit. Dit komt doordat de dode tijd van het systeem door de snellere elektronica aanzienlijk verlaagd is. We merken ook op dat het verloop van de telkadans voor beide gevallen gelijkloopt bij lage activiteiten. Dit geeft aan dat de sensitiviteit van beide systemen dezelfde is, een systeem met een hogere sensitiviteit zou een lineair verloop tonen met een steilere helling.

Om deze resultaten te kaderen hebben we dezelfde meting herhaald voor een PET-systeem met zestien volle detectorringen, bestaande uit elk 512 aparte BGO-detectormodules: de ECAT-camera. Het is bekend dat dit soort camera's een veel hogere telkadans aankunnen dan een gammacamera. We zien inderdaad in figuur 3.11 dat de curve in het onderzochte gebied lineair blijft. Dit is slechts een relatieve meting, men kan de gemeten telkadans van de ECAT niet vergelijken met die van de IRIX-camera, aangezien het energievenster van de ECAT vastligt en dus niet vrij te bepalen is.

Vervolgens hebben we op het systeem met de nieuwe Precision-elektronica een meer uitgebreide meting uitgevoerd van het verloop van de telkadans. De totale telkadans, de toevallige en verstrooide telkadans en de NEC werden bepaald als functie van de activiteit in de FOV. Dit gebeurde zowel met gebruik van axiale filters als in 3D werking. Zowel de telkadans voor het korte als voor het lange fantoom werden gemeten. In figuren 3.12, 3.13 en 3.14 worden respectievelijk de totale telkadans, de toevallige en verstrooide telkadans en de NEC uitgezet als functie van de activiteit, zowel bij gebruik van axiale filters als in 3D mode. Figuren 3.15, 3.16 en 3.17 tonen dezelfde curves, ditmaal bij gebruik van het lang fantoom.

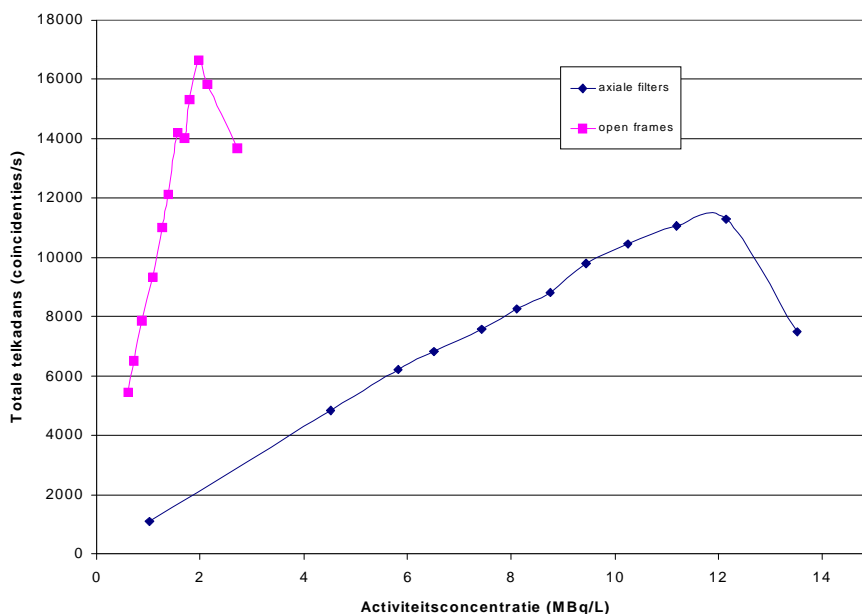


Figuur 3.10: Vergelijking van de totale telkadans voor XP-elektronica en Precision-elektronica.



Figuur 3.11: Telkadans van de Siemens ECAT PET-camera.

Op deze curves worden twee soorten meetfouten gemaakt. Enerzijds wordt er bij elke telkadansmeting een bepaalde fout gemaakt omdat de meting onderhevig is aan de poissonruis van het gemeten vervalproces. Deze fout wordt relatief kleiner naarmate meer tellen gemeten worden. We kunnen de fout dus voldoende klein maken door langer te meten, steeds rekening houdend met het feit dat de meettijd klein moet blijven in vergelijking met de vervalconstante van de gebruikte positronemitter. Is dit niet meer mogelijk, bijvoorbeeld voor lage activiteitsconcentraties, dan moet men overgaan op herhaalde metingen. Het relatief gelijkmatige verloop van de gemeten curves doet vermoeden dat in ons geval de invloed van poissonruis beperkt is. Een andere bron van meetfouten is de bepaling van de gebruikte activiteit. Aangezien deze bepaling voor elke meting slechts éénmaal gebeurt, waarna we de activiteit in het fantoom laten vervallen, leidt deze fout tot een globale horizontale verschuiving van de curve. Bij de meting van het korte fantoom voor open frames hebben we echter door omstandigheden halverwege de meting moeten stilleggen, waarna het fantoom opnieuw gevuld werd en de meting werd hervat. Dit vertaalt zich in figuren 3.12, 3.13 en 3.14 in een knik in de buurt van de activiteitsconcentratie van 2 MBq/L. De grootte van de knik geeft een idee van de grootte van de fout die gemaakt wordt bij het bepalen van de activiteit: moest deze activiteitsbepa-

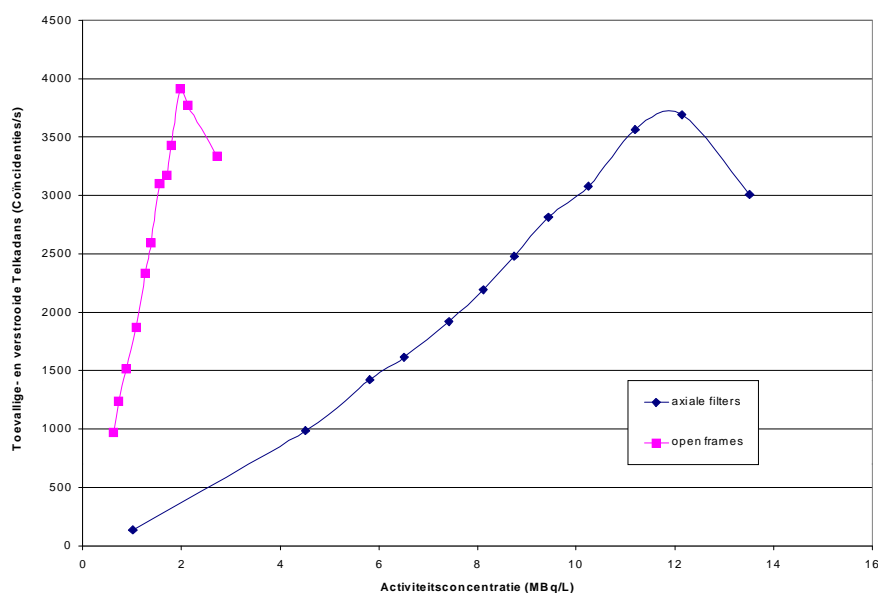


Figuur 3.12: Totale telkadans voor een kort fantoom.

ling perfect gebeuren, dan zou de onderbreking niet zichtbaar zijn in de curves, en zouden de twee delen van de curve perfect aansluiten.

Wat betreft het kort fantoom vonden we, voor een opname met axiale filters, een maximum van $11.3 \cdot 10^3$ coïncidenties per seconde. Dit maximum werd gevonden bij een activiteitsconcentratie van 12.1 MBq/l . De maximale NEC werd bij dezelfde activiteitsconcentratie gevonden, en bedroeg $5.1 \cdot 10^3$ tellen per seconde. In 3D mode wordt de maximale totale telkadans reeds bekomen bij een activiteitsconcentratie van 1.98 MBq/l . Deze maximale totale telkadans bedraagt $16.6 \cdot 10^3$ tellen per seconde. De maximale NEC in 3D, gevonden bij dezelfde activiteitsconcentratie, bedroeg $9.74 \cdot 10^3$ tellen per seconde. Uit de NEC-curves voor het korte fantoom blijkt duidelijk dat, voor lage activiteitsconcentraties, de NEC veel hoger ligt in 3D mode dan met axiale filters (3 á 6 keer hoger). De maximale NEC wordt bereikt bij een veel lagere activiteitsconcentratie. Als de activiteit in de FOV echter te hoog wordt, zullen axiale filters gebruikt moeten worden, aangezien in dat geval de pulsophoping in 3D mode te groot zal worden. Voor lage activiteiten (tot ongeveer 3 MBq/l) is de 3D mode het meest performant.

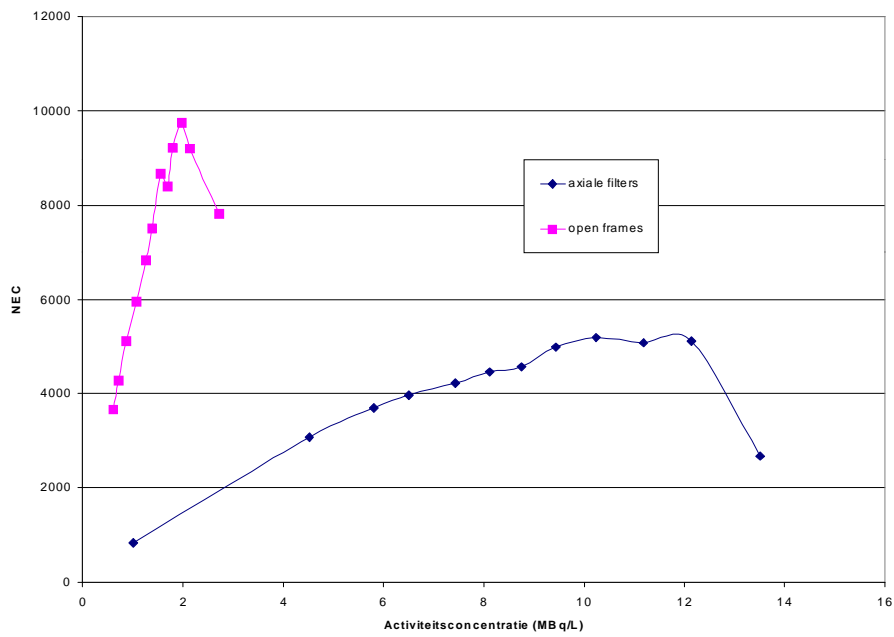
Ter vergelijking geven we hier enkele resultaten uit de literatuur. De



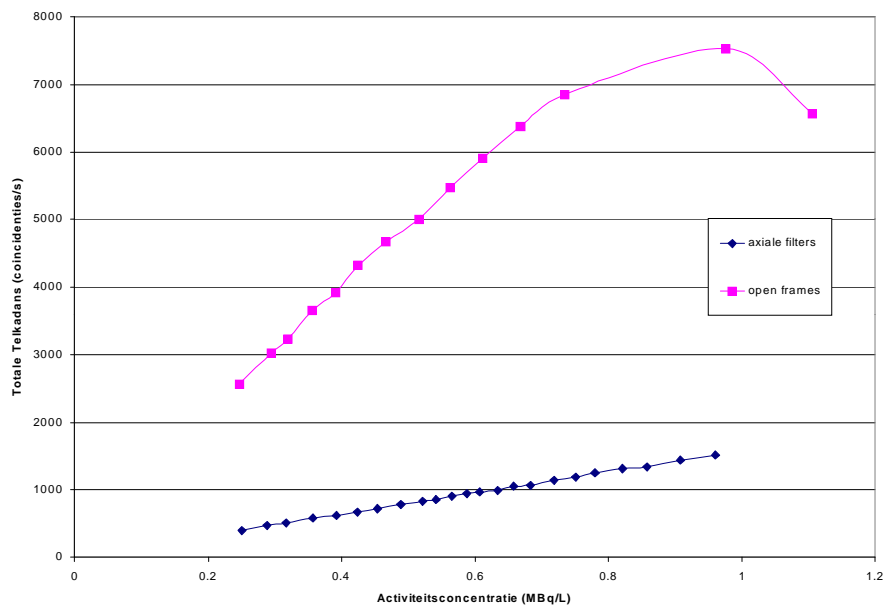
Figuur 3.13: Toevallige en verstrooide telkadans voor een kort fantoom.

Dreuille et al. [52] maten de NEC-curve voor de ElGems Varicam, een tweekopsgammacamera met coïncidentiemogelijkheden, werkend met axiale filters. Zij vermelden een maximale NEC van 891 tellen per seconde bij een activiteitsconcentratie van 14.5 MBq/l. Dezelfde onderzoeksgroep heeft ook het verloop van de NEC gemeten voor een andere tweekopsgammacamera, de ADAC-VERTEX, in 3D werking [53]. De maximale NEC bedroeg $3.0 \cdot 10^3$ tellen per seconde bij een activiteit van 8 MBq/l. Een modulaire PET-camera met een volle-ringdetector haalt veel hogere NEC-waarden, de maximale NEC voor de EXACT HR+ is bijvoorbeeld $84 \cdot 10^3$ tellen per seconde met axiale septa, en $110 \cdot 10^3$ in 3D werking [26].

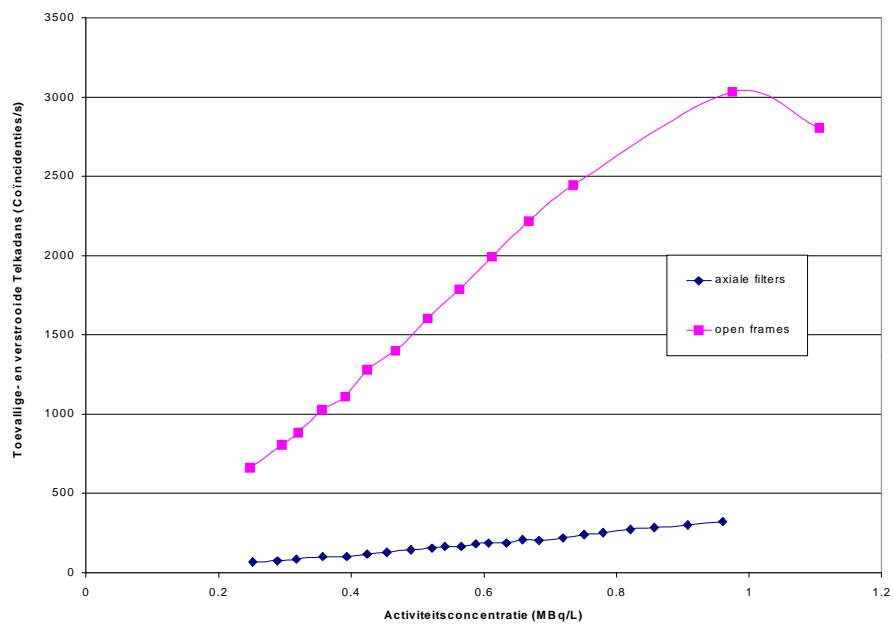
De curves voor de toevallige en verstrooide telkadans tonen duidelijk een kwadratisch verloop voor lage activiteitswaarden. Dit komt door het feit dat het aantal toevallige tellen kwadratisch oploopt met stijgende activiteit, terwijl het aantal verstrooide tellen, net als het totaal aantal tellen, lineair stijgt met de activiteit [13]. Voor de lage activiteitswaarden zal de curve dus gevormd worden door de som van een lineaire en een kwadratische term. Voor hogere activiteiten zal, net als voor het totaal aantal tellen, de pulsophoping een rol beginnen spelen, zodat de curve een maximum bereikt en voor nog hogere activiteiten daalt.



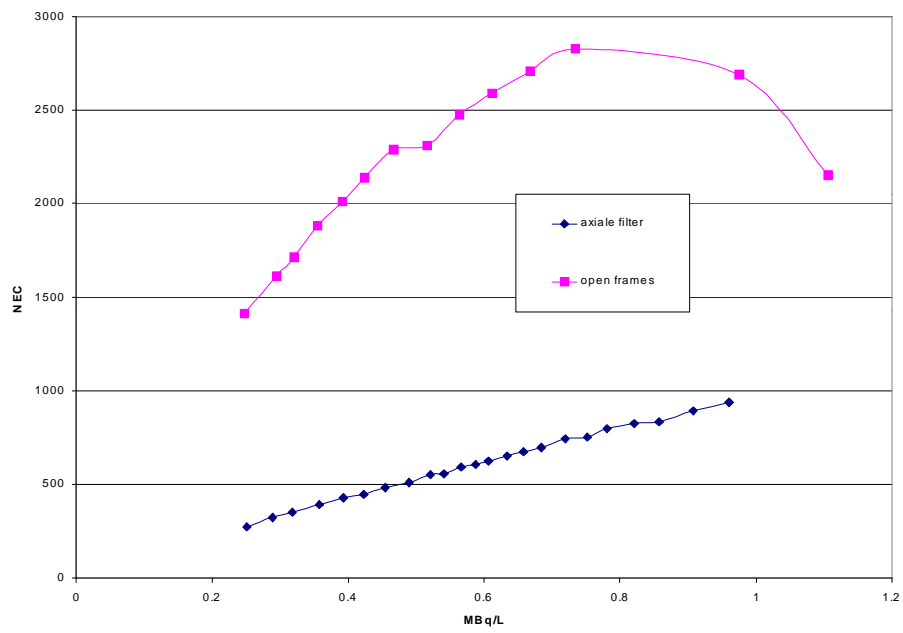
Figuur 3.14: NEC telkadans voor een kort fantoom.



Figuur 3.15: Totale telkadans voor een lang fantoom.



Figuur 3.16: Toevallige en verstrooide telkadans voor een lang fantoom.



Figuur 3.17: NEC telkadans voor een lang fantoom.

Uit de figuren van de curves opgenomen met het lang fantoom kan men de invloed van activiteit buiten de FOV aflezen. Het is duidelijk dat, voor 3D mode, de maximaal haalbare totale en NEC-telkaders wordt bekomen bij veel lagere activiteitsconcentraties dan bij het kort fantoom, en bovendien ook veel lager is. De maximale totale telkaders is $7.53 \cdot 10^3$ tellen per seconde, bij een activiteitsconcentratie van 0.975 MBq/l. De maximale NEC wordt reeds bij een lagere activiteitsconcentratie bekomen: 0.734 MBq/l. Ze bedraagt $2.83 \cdot 10^3$ tellen per seconde. Bij de acquisitie met axiale filters was de hoogste gemeten activiteitsconcentratie nog te laag om de maximale totale telkaders en NEC te bepalen, aangezien we voor de meting slechts over een beperkte activiteit beschikten.

Zoals in de NEMA-standaard beschreven wordt kan men uit de telkadersmetingen met de laagste concentraties de verstrooiingsfractie afleiden. Men kan bij deze laagste concentraties immers aannemen dat er geen toevallige coïncidenties meer optreden, zodat er onder de gefitte curve in figuur 3.9 enkel verstrooide coïncidenties worden gedetecteerd. De verstrooiingsfractie wordt dan gegeven door de verhouding van het aantal tellen onder de gefitte curve tot het totaal aantal tellen. Voor de opnames met het korte fantoom werd in 3D een verstrooiingsfractie van 18% gevonden, en bij gebruik van axiale filters 12%. Het is dus duidelijk dat de axiale filters relatief meer verstrooide fotonen tegenhouden dan echte coïncidenties. De verstrooiingsfractie bij gebruik van het lang fantoom lag een stuk hoger: 26% in 3D en 17% bij gebruik van axiale filters. Bij de interpretatie van deze getallen moet opgemerkt worden dat de verstrooiingsfractie sterk afhankelijk is van het gebruikte energievenster [54]. We hebben in dit geval een energievenster van 30% gebruikt, hetgeen overeenstemt met de klinische praktijk en de aanbeveling van de fabrikant.

Teneinde de resultaten in verband met de verstrooiingsfractie te kaderen vermelden we hier enkele resultaten uit de literatuur. De Dreuille et al. [52,53] hebben de verstrooiingsfractie gemeten van de ADAC VERTEX camera en van de ElGems Varicam, twee tweekopsgammacamera's met coïncidentieoptie. De meting gebeurde volgens de NEMA-NU2 standaard uit 1994, en moeten dus vergeleken worden met onze resultaten met het korte fantoom. De meting werd uitgevoerd met axiale filters en een energievenster van 20% voor wat betreft de Varicam, en in 3D bij de VERTEX, bij deze meting werd het energievenster niet gemeld. Voor de Varicam werd een verstrooiingsfractie van 18.8% gemeten [52], voor de VERTEX was dit 27% [53]. Sossi et al. maten de verstrooiingsfractie voor de tweekopsgammacamera ADAC-MCD volgens de nieuwe NEMA-NU2 2000-standaard. De ADAC-MCD werkt in 3D en includeert bovendien zowel piek-piek- als piek-comptongebourtenissen. Zij komen dan ook tot een grote verstrooiingsfractie van 48% [55].

3.3.3 Spatiale resolutie

In deze paragrafen onderzoeken we de spatiale-resolutie-eigenschappen van driekopscoïncidentiedetectie. Zoals reeds vermeld kunnen de detectorkoppen van de IRIX-driekopscamera in verschillende configuraties geplaatst worden. In de U-vormige configuratie worden twee van de koppen evenwijdig met elkaar geplaatst, en de derde kop vormt met deze twee een hoek van 90° . In de triangulaire configuratie maken de drie detectorkoppen een hoek van 120° met elkaar. Door de eindige dikte van het scintillatiekristal is de resolutie van een coïncidentiecamera afhankelijk van de gemiddelde hoek waarmee de fotonen op het scintillatiekristal invallen. Men noemt dit effect in de literatuur het interactiediepte-effect (Eng: Depth Of Interaction, DOI). De gemiddelde invalshoek is afhankelijk van de gebruikte configuratie en van de rotatieradius van de detectoren. Uit simulaties is gebleken dat het DOI-effect kleiner wordt naarmate de detectorradius stijgt, en dat het effect belangrijker is in een triangulaire dan in een U-vormige configuratie [56].

Anderzijds zal een positron bij annihilatie met een elektron een bepaalde impuls bezitten. Door het behoud van impuls zal dit er toe leiden dat de twee annihilatiefotonen niet exact in tegengestelde richting zullen worden uitgezonden. De hoekspreiding tussen de twee fotonen is van de orde van $0,5^\circ$. Dit betekent dat de connectielijn tussen de twee punten van detectie niet exact door de plaats van annihilatie zal lopen, hetgeen resulteert in een degradatie van de resolutie. Dit effect zal uiteraard belangrijker zijn voor grotere detectorradii: de resolutiedegradatie stijgt lineair met de afstand van de annihilatie tot de detectorkoppen.

Het is niet a priori duidelijk welke van de twee hierboven beschreven effecten bepalend zal zijn voor de resolutie. Bovendien zullen in een realistische situatie de fotonen een verstrooiingsmedium doorkruisen alvorens de detector te bereiken, bijvoorbeeld het lichaam van de patiënt. De resolutie zal dan nog verder degraderen door het verstrooiingseffect. Ook de invloed van deze factor werd onderzocht. Bij verstrooiing in de patiënt zal minstens één van de fotonen van de oorspronkelijke LOR afwijken onder een bepaalde hoek. We kunnen hier dus ook verwachten dat het effect van dit verschijnsel op de resolutie groter zal worden voor stijgende detectorradius.

Voor onze metingen maakten we gebruik van de axiale filters, die de axiale invalshoek beperken tot 9° . Als bron gebruikten we een ^{22}Na puntbron met een activiteit van $1\mu\text{Ci}$ in het centrum van de FOV. Deze puntbron is gecalibreerd en in elke dimensie kleiner dan 1 mm. ^{22}Na is een isotoop dat met een halfwaardentijd van 2.60 jaar door positronemissie vervalst naar ^{22}Ne . Beelden werden opgenomen gedurende 20 min, in 60 rotatiestappen van de camera. Elk beeld van de puntbron bevatte tenminste 10.000 tellen teneinde de resolu-

tie accuraat te kunnen bepalen.

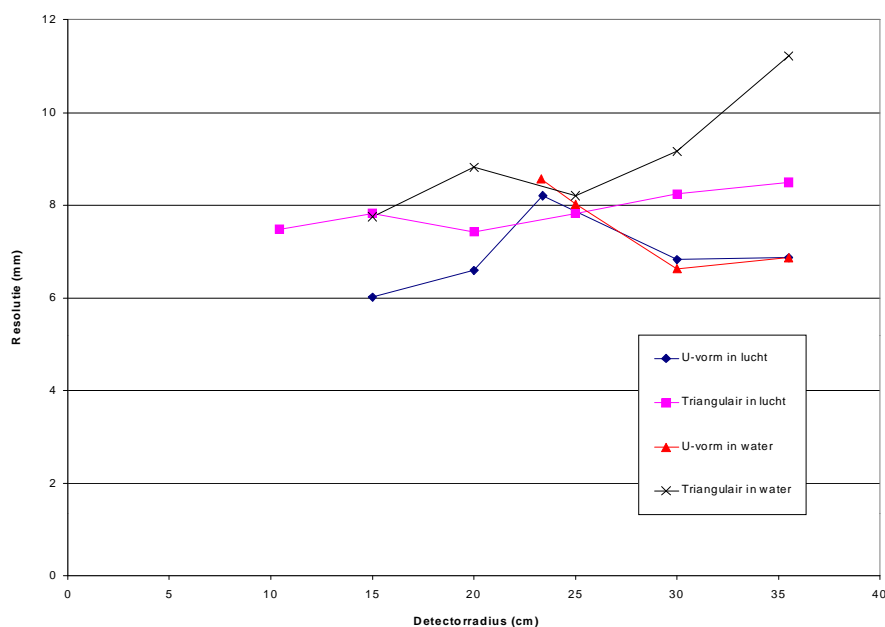
Beelden van de puntbron in lucht werden opgemeten, zowel voor de U-vormige als voor de triangulaire configuratie, en dit voor verschillende detectorradii. Teneinde de invloed van verstrooiing op de resolutie na te gaan werden eveneens beelden opgenomen van de puntbron in het centrum van een met water gevulde cilinder, met een diameter van 20 cm en een axiale lengte van 19 cm. Deze cilinder werd geplaatst in het centrum van de FOV, met zijn as parallel met de rotatieas van de camera. Dezelfde metingen van deze opstelling werden uitgevoerd als voor het geval van de puntbron in lucht. Door de aanwezigheid van het fantoom in de FOV konden de kleinste detectorradii echter niet gemeten worden.

De beelden werden in lijstmode opgenomen, en vervolgens herordend naar tweedimensionale projecties met behulp van het SSRB (Eng: Single Slice Rebinning)-algoritme. We gebruikten een energievenster van 30% rond de fotopiek, zoals in een klinische beeldvormingssituatie. Beelden werden gereconstrueerd met de kleinst mogelijke pixelgrootte (0.6 mm), teneinde de resultaten niet te laten afhangen van deze pixelgrootte in het gereconstrueerde beeld. De beelden werden gereconstrueerd door middel van gefilterde terugprojectie zonder gebruik van een extra laagdoorlaatfilter.

De FWHM en FWTM werd berekend door profielen te nemen door het maximum in het beeld, en dit in de drie hoofdrichtingen van het beeld: de axiale richting, die overeenkomt met de rotatieas van de camera, en de twee transaxiale richtingen loodrecht hierop. De berekening van de FWHM en de FWTM gebeurden zoals beschreven wordt in de NEMA NU2-2001 standaard.

De resultaten van de resolutiemetingen worden getoond in figuren 3.18, 3.19, 3.20, en 3.21. Deze figuren tonen respectievelijk de axiale en transaxiale FWHM en FWTM. De resolutiecurves worden zowel voor de U-vormige als voor de triangulaire configuratie getoond, voor de puntbron in lucht en voor de puntbron in het met water gevuld fantoom. De detectorradius in de horizontale as van deze figuren is de detectorradius die werd afgelezen op de console van de camera. Zoals eerder vermeld moet hier 6.4 cm bij opgeteld worden om de afstand van het centrum van de FOV tot het kristaloppervlak te verkrijgen, dit om rekening te houden met de dikte van de afscherming of van de axiale collimatoren.

Wat betreft de fout op de metingen merken we hier op dat we, wat het aantal gemeten tellen betreft voor het bepalen van de profielen, de aanbeveling van de NEMA-standaard hebben gevolgd, zodat er kan vanuit gegaan worden dat een voldoende nauwkeurige bepaling van de FWHM en de FWTM mogelijk was. Dit wordt trouwens ondersteund door de observatie dat de curves ongeveer gelijklopend zijn voor de metingen in lucht enerzijds en in een

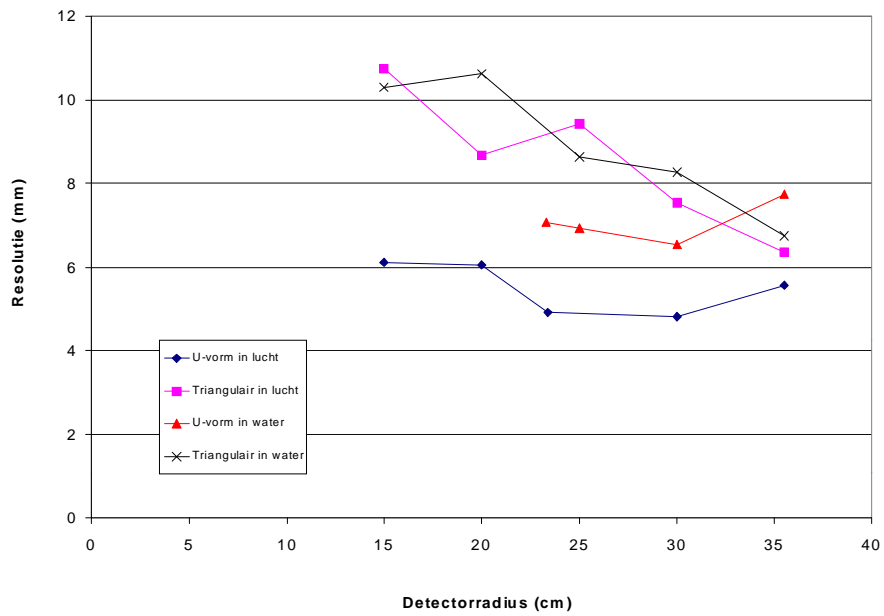


Figuur 3.18: FWHM in transaxiale richting als functie van de detectorradius.

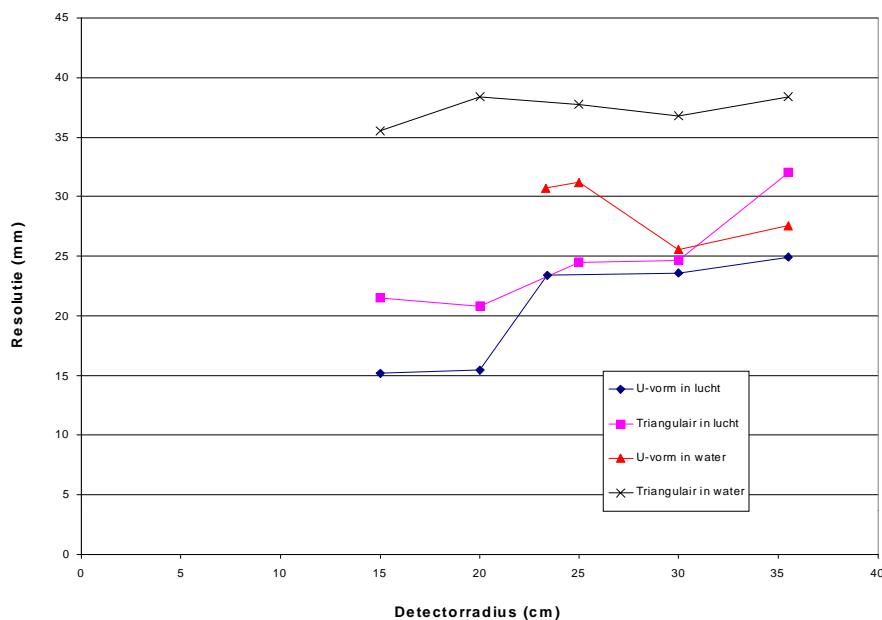
verstrooiend medium anderzijds, twee metingen die onafhankelijk van elkaar gebeurd zijn. Wel is het mogelijk dat de resolutie gedegradeerd wordt door een verkeerde ruimtelijke kalibrering van de camera. Dit geeft aanleiding tot wat men zou kunnen beschouwen als een systematische fout op de resolutiemetingen, aangezien het effect van deze verkeerde kalibrering steeds hetzelfde is voor een bepaalde camerastand. Hierbij dient echter wel opgemerkt te worden dat ook klinische beelden met dit effect opgenomen worden, zodat de gemeten resolutie toch die is die in de klinische toepassing van de camera geldt, en in dat opzicht dus niet als meetfout moet beschouwd worden. In [57] werd aangetoond dat de invloed van fouten in de camerakalibratie meer invloed hebben op de resolutie voor een driekopssysteem dan voor een tweekopscamera.

Zoals uit figuur 3.18 blijkt vertonen de resolutiecurves voor FWHM ongeveer hetzelfde verloop in lucht als in verstrooiingsmedium. Voor een U-vormige configuratie lopen de curves gelijk, bij een triangulaire configuratie is de impact van het verstrooiingsmedium blijkbaar groter. We zien over het algemeen een stijging van de FWHM naarmate de detectorradius groter wordt.

De curves voor de axiale FWHM tonen voor de triangulaire configuratie een dalende FWHM voor stijgende detectorradius, terwijl de FWHM voor de



Figuur 3.19: FWHM in axiale richting als functie van de detectorradius.



Figuur 3.20: FWTM in transaxiale richting als functie van de detectorradius.

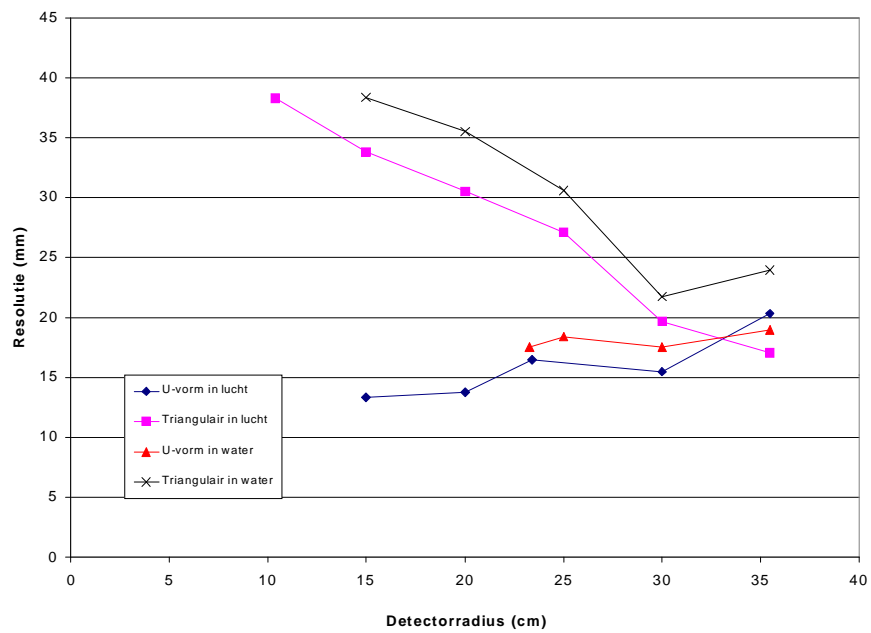
U-vormige configuratie ongeveer constant blijft.

In figuur 3.20 kunnen we zien dat de invloed van verstrooiing groter is in de staarten van de puntspreidingsfunctie, waar de FWTM wordt gemeten, dan ter hoogte van de FWHM, en dit vooral voor de triangulaire configuratie. Ruwweg is er een toename van de FWTM naarmate de detectorradius stijgt.

Figuur 3.21 ten slotte toont de FWTM in de axiale richting. We zien hier, net als voor de axiale FWHM, een afname van de FWTM met stijgende detectorradius voor een triangulaire configuratie, terwijl er een stijging is met stijgende radius voor de U-vormige configuratie.

Bij de beschouwing van de resolutie-eigenschappen van een gammacamera in coïncidentiemode moeten we verscheidene factoren in rekening brengen. Enerzijds is er een resolutieverlies door schuin invallende fotonen, door de eindige dikte van het detectorkristal. Dit effect wordt belangrijker voor kleine detectorradii, omdat in dat geval de gemiddelde invalshoek groter is. Er werd aangetoond dat dit effect een belangrijker rol speelt in een triangulaire configuratie dan in een U-vormige configuratie, omdat bij de eerste de gemiddelde invalshoek groter is [56].

Ook het effect van de niet-collineariteit van de fotonen moet in rekening



Figuur 3.21: FWTM in axiale richting als functie van de detectorradius.

gebracht worden. Dit resulteert in een lineair stijgende resolutiedegradatie naarmate de detectorradius stijgt. Ook de verstrooiing van fotonen heeft een degraderend effect op de resolutie.

Wat betreft de transaxiale FWHM zien we weinig verschil tussen de resolutie voor de puntbron in lucht en die in water. We verwachten inderdaad dat het degraderend effect van verstrooiing zich vooral laat voelen ter hoogte van de FWTM. Het feit dat de FWHM stijgt voor stijgende radius laat vermoeden dat niet-collineariteit van de fotonen in dit geval het belangrijkste effect is. Er is een groter verschil tussen de resolutie in water ten opzichte van die in lucht voor de triangulaire configuratie dan voor de U-vormige configuratie. Dit kon verwacht worden, aangezien de verstrooiingsfractie afhangt van de ruimtehoek waaronder de bron gezien wordt, en deze is groter voor de triangulaire configuratie.

Bij de bespreking van de axiale resolutie is het belangrijk ook op te merken dat twee extra factoren de resolutie zullen bepalen. Axiale collimatoren werden voor de detectoren geplaatst, hetgeen de axiale invalshoek beperkt. Bovendien worden de lijstmode acquisities tot tweedimensionale projecties herverdeeld met het SSRB-algoritme. Het is gekend uit de literatuur dat dit algoritme leidt tot een resolutieverlies in de axiale richting. Dit resolutieverlies is echter minimaal in het centrum van de FOV, waar alle metingen uitgevoerd zijn.

Voor de triangulaire axiale resolutie zien we een duidelijke daling als functie van de detectorradius, terwijl dit niet het geval is voor een U-vorm. Dit kan verklaard worden door het feit dat de invalshoek een grotere rol speelt in de triangulaire configuratie, omdat hier deze invalshoek gemiddeld groter is.

Algemeen kan gezegd worden dat de FWHM voor een triangulaire configuratie groter is dan deze van de U-vormige configuratie. De triangulaire configuratie heeft dus minder goede resolutie-eigenschappen.

Wat betreft de FWTM metingen moet opgemerkt worden dat deze onderhevig zijn aan ruis, aangezien in dit gebied van de puntspreidingsfunctie het aantal tellen zeer laag ligt. Zoals verwacht kon worden is er een groot verschil tussen de transaxiale FWTM in lucht en in water, vooral in het triangulair geval. Dit verschil is kleiner in de axiale richting, waar veel verstrooide fotonen worden tegengehouden door de axiale collimatie.

3.4 Besluit en originele bijdragen

In dit hoofdstuk werden een aantal fysische eigenschappen van een gammacamera in coïncidentiewerking nader bestudeerd. Eerst werd de IRIX-gammacamera besproken, het driekopssysteem dat voor de metingen gebruikt

werd. Vervolgens werd dieper ingegaan op de nieuwe NEMA NU2-2001 standaard voor de performantiemeting van PET-systemen.

In een volgende paragraaf werd het verloop van de totale telkadans van het IRIX-systeem onderzocht, evenals de NEC en de toevallige en verstrooide coïncidenties. Deze metingen gebeurden zowel met open frame als met axiale filters, en dit voor twee verschillende fantomen: een kort fantoom om de situatie zonder activiteit buiten de FOV te simuleren, en een lang fantoom om de invloed van activiteit buiten de FOV te onderzoeken. Ook de verstrooiingsfractie werd bepaald voor beide fantomen, zowel in 3D als bij gebruik van axiale filters.

Tenslotte werd een uitgebreide studie gemaakt van de resolutie-eigenschappen van een driekopscoïncidentiesysteem. De invloed van detectorradius, detectorconfiguratie en verstrooiingsmedium werd onderzocht.

De studie van de telkadansperformantie van de IRIX-camera, zowel voor een 2D- als voor een 3D-werking, met en zonder activiteit buiten de FOV vormt een origineel aspect van het in dit hoofdstuk voorgestelde werk. De studie van de resolutie-eigenschappen van driekopscoïncidentiebeeldvorming vormt een andere originele bijdrage.

De resultaten besproken in dit hoofdstuk werden voorgesteld op verscheidene nationale en internationale conferenties en verschenen als conferentiemededeling [58], conferentiebijdragen [59–61] en in een internationale tijdschrift [62].

Hoofdstuk 4

2D geometrische sensitiviteit van een gammacamera in coïncidentiewerking

4.1 Inleiding

Zoals we reeds opmerkten is één van de belangrijkste beperkingen van het gebruik van de gammacamera in coïncidentiemode de beperkte telkadans die het toestel kan verwerken. Dit komt door het feit dat elke detector is opgebouwd uit één groot kristal, zodat elk invallend foton dat met dit kristal interageert de detector tijdelijk onontvankelijk maakt voor de verwerking van een nieuwe inval.

De acquisitietijd voor klinische beelden is beperkt, enerzijds om economische redenen, anderzijds ook om redenen van patiëntvriendelijkheid. Bovendien kan een patiënt slechts gedurende een bepaalde tijd stilliggen; als de acquisitie te lang duurt zullen er onvermijdelijk bewegingsartefacten optreden. De combinatie van een lage telkadans met een beperkte acquisitietijd heeft tot gevolg dat de opnames een beperkt aantal tellen zullen bevatten, en dus dat de beelden een lage signaalruisverhouding zullen hebben.

Eén van de mogelijke oplossingen om te komen tot meer tellen in een acquisitie is het gebruikmaken van een derde detectorkop [63]. De gammacamera die op de dienst nucleaire geneeskunde in het UZ Gent staat is een driekopscamera, hoewel in eerste instantie de coïncidentie-optie op deze camera werd ontwikkeld voor twee van de drie koppen, die dan een hoek van

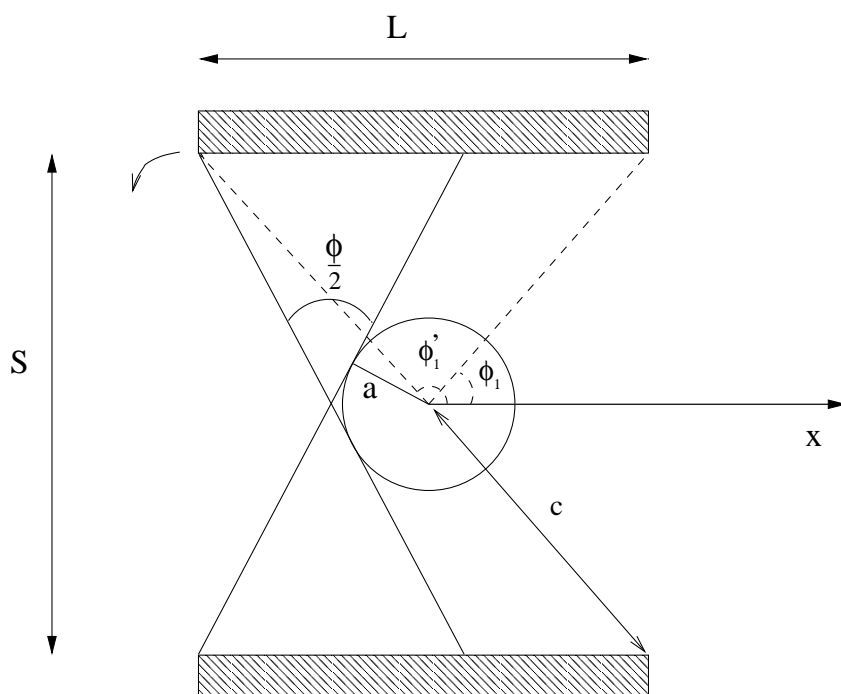
180° maken ten opzichte van elkaar. De derde detectorkop staat tijdens de acquisitie aan de zijkant en vervult geen rol in de beeldvorming. Door ook aan deze derde detectorkop coïncidentie-elektronica toe te voegen, kunnen er binnen hetzelfde tijdsbestek meer nuttige tellen gemeten worden.

Een andere belangrijke reden om het gebruik van een derde detectorkop te overwegen ligt in het sensitiviteitsprofiel van een tweekopscamera in coïncidentiemode. Zoals hierna zal worden beschreven, is de sensitiviteit voor een tweekopsgammacamera in het centrum van de FOV (Eng: Field of View, gezichtsveld) maximaal, en daalt de sensitiviteit ongeveer lineair met toenemende afstand tot het centrum. Dit heeft tot gevolg dat aan de buitenkant van de FOV de sensitiviteit zeer laag wordt. Hiervoor kan gecorrigeerd worden door het aantal geregistreerde tellen na reconstructie te vermenigvuldigen met een factor, afhankelijk van de plaats in de FOV. Hierdoor wordt echter niet voorkomen dat de statistische kwaliteit van de beelden aan de rand van de FOV zeer laag is, en dus het beeld daar een lage signaalruisverhouding vertoont.

Voor toepassingen waarbij relatief kleine structuren in beeld worden gebracht waarvan de plaats a priori gekend is, zoals bijvoorbeeld het geval is in cardiologische beeldvorming, is deze lage signaalruisverhouding aan de randen niet zo dramatisch; men moet er enkel voor zorgen dat het orgaan dat men in beeld wil brengen zich zo centraal mogelijk bevindt in het gezichtsveld van de camera. Voor andere toepassingen, in de oncologie bijvoorbeeld, wenst men een beeld op te nemen van het totale lichaam, en is niet a priori duidelijk waar in het beeld de interessante informatie zal gelokaliseerd zijn. In dit geval is het uiteraard belangrijk dat het beeld overal van zo hoog mogelijke kwaliteit is, en kan de lage signaalruisverhouding aan de rand van de FOV dus wel voor problemen zorgen.

In dit geval kan een derde kop voor de oplossing zorgen, want in driekopscoïncidentiebeeldvorming heeft het sensitiviteitsprofiel een totaal ander verloop. Dit zal hierna in detail besproken worden.

In dit hoofdstuk berekenen we de tweedimensionale sensitiviteit voor een gammacamera in coïncidentiemode. Er wordt hierbij uitgegaan van de veronderstelling dat de sensitiviteit onafhankelijk is van de axiale richting, de richting van de rotatieas. Deze veronderstelling gaat tot op zekere hoogte op voor acquisities in 2D mode, waarbij gebruik gemaakt wordt van axiale filters die de axiale hoek van inval beperken. Dat de 2D benadering in dit geval kan gebruikt worden zal in een later hoofdstuk aangetoond worden. Als de acquisitie gebeurt in 3D mode, dus zonder het gebruik van axiale filters, gaat de benadering niet meer op. In dat geval moet de sensitiviteit in 3D berekend worden, zoals in het volgend hoofdstuk besproken zal worden.



Figuur 4.1: Geometrie van een tweekopscocincidentiesysteem.

4.2 Geometrische sensitiviteit van een tweekopscamera

We zullen eerst de 2D sensitiviteit van de klassieke tweekopsconfiguratie berekenen. De geometrische eigenschappen van dit probleem worden getoond in figuur 4.1.

We wensen de sensitiviteit van een bepaalde LOR (Eng: Line Of Response, interactielijn) te berekenen. Aangezien de gehele detectorconfiguratie roteert over 360° , of, wat in het geval van een tweekopscamera equivalent is, over 180° , bezit het probleem een rotationele symmetrie rond het rotatiecentrum (Eng: Center Of Rotation, COR). Het is dan ook duidelijk dat de sensitiviteit van een bepaalde LOR enkel afhankelijk zal zijn van haar loodrechte afstand tot het COR a . We definiëren de sensitiviteit van een bepaalde LOR als de camerarotatiehoek waarover de LOR door de camera gedetecteerd wordt. De formule voor de sensitiviteit van een LOR op een afstand a van het COR wordt gegeven door:

$$\phi(a) = 2(\arctan(\frac{L}{S}) - \arcsin \frac{a}{\sqrt{L^2/4 + S^2/4}}). \quad (4.1)$$

Hierin staat L voor de lengte van de detectorkoppen, S voor de afstand tussen de twee koppen en, zoals reeds vermeld, a voor de loodrechte afstand van de LOR in kwestie tot het COR [64–67].

Deze vergelijking werd bekomen door de uiterste detectorstanden te bepalen waarbij de LOR nog gedetecteerd wordt. De hoek tussen deze detectorstanden geeft dan de sensitiviteit van de LOR. De voorgaande formule werd in de literatuur [66] afgeleid door de detectorkoppen effectief te laten roteren rond het COR. In figuur 4.1 hebben we voor een licht gewijzigde aanpak gekozen: in plaats van de detectoren te laten roteren om het COR laten we de LOR zelf roteren, hetgeen natuurlijk op hetzelfde neerkomt. Deze zienswijze zal later de uitbreiding naar andere detectorconfiguraties vereenvoudigen.

Om deze uitbreiding nog verder te vereenvoudigen zullen we de detectorconfiguratie met andere coördinaten beschrijven. In plaats van L en S zullen we ϕ_1 , ϕ'_1 en c gebruiken. De betekenis van deze coördinaten volgt uit figuur 4.1: ϕ_1 is de hoek tussen de x-as en de rechterhoek van de bovenste detectorkop; ϕ'_1 de hoek tussen de x-as en de linkerhoek van de bovenste detectorkop; en c tenslotte is de afstand van het COR tot de hoeken van de detectorkoppen. Net als L en S beschrijven deze coördinaten de detectorconfiguratie op unieke wijze onder bepaalde voorwaarden: de detectorkoppen moeten dezelfde grootte hebben, gecentreerd staan ten opzichte van het COR (geen tangentiële verplaatsing) en op eenzelfde afstand staan van het COR.

Het verband tussen L en S en ϕ_1 , ϕ'_1 en c wordt gegeven door:

$$c = \sqrt{L^2/4 + S^2/4}; \quad (4.2)$$

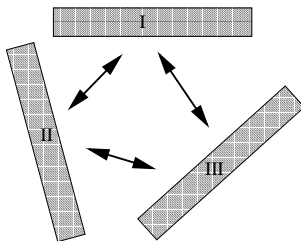
$$\phi_1 = \frac{\pi}{2} - \arctan(\frac{L}{S}); \quad (4.3)$$

$$\phi'_1 = \frac{\pi}{2} + \arctan(\frac{L}{S}). \quad (4.4)$$

Met deze nieuwe beschrijving wordt de formule voor de sensitiviteit:

$$\phi(a) = \phi'_1 - \phi_1 - 2 \arcsin(\frac{a}{c}). \quad (4.5)$$

We zullen nu trachten deze formule uit te breiden voor het geval van driekopsbeeldvorming.

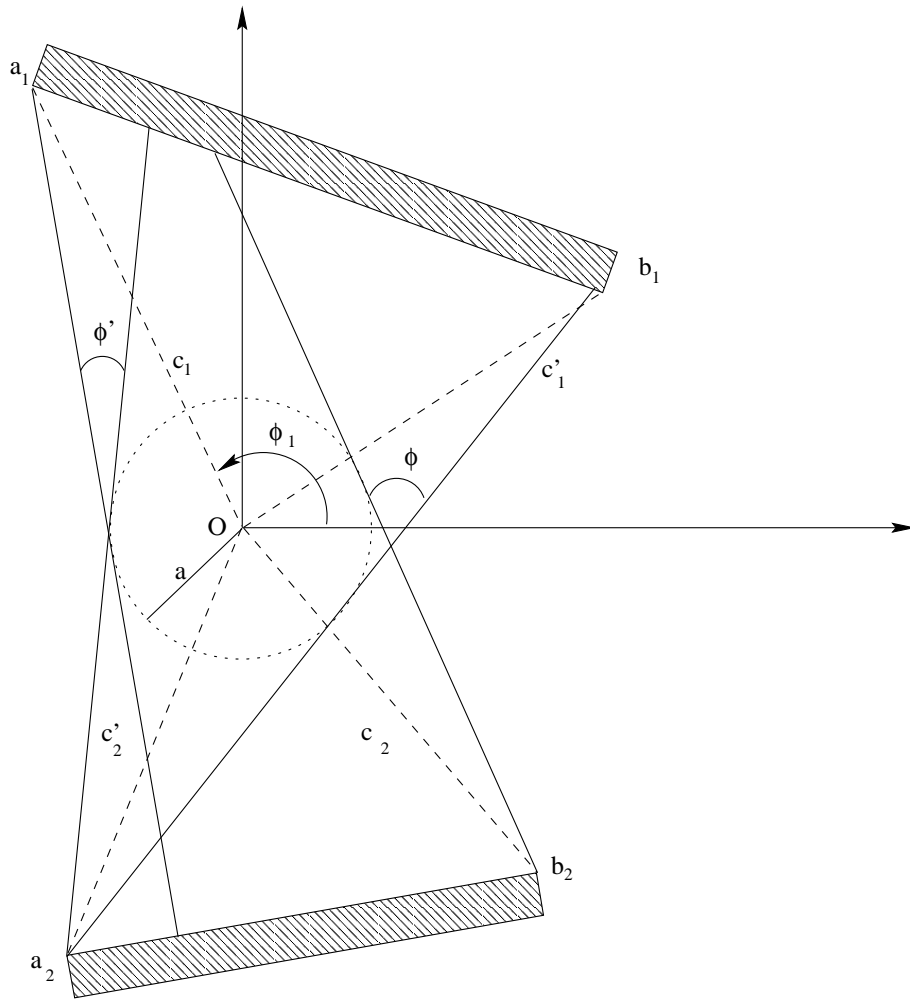


Figuur 4.2: Ontbinding van het driekopsprobleem in drie maal een tweekopsprobleem.

4.3 Algemene sensitiviteit van PET met planaire detectoren

Bij driekopscoïncidentiebeeldvorming zijn er verschillende configuraties mogelijk, naargelang de hoeken die de detectoren ten opzichte van elkaar maken. De berekening van de geometrische sensitiviteit bij driekopscoïncidentiebeeldvorming valt uiteen in drie maal de berekening van het tweekopsgeval, waarbij de detectoren echter een bepaalde, eventueel van 180° verschillende, hoek met elkaar kunnen maken (zie figuur 4.2). Immers, een LOR moet, om gedetecteerd te worden, twee van de detectoren doorkruisen.

We zullen nu het probleem van de geometrische sensitiviteit van een LOR bij beeldvorming met twee planaire detectoren zo algemeen mogelijk trachten op te lossen. Daarvoor zullen we de detectorconfiguratie in zo algemeen mogelijke termen beschrijven. We kiezen het COR als de oorsprong van ons assenstelsel O , en de positie van de detectoren wordt beschreven door middel van de poolcoördinaten van de uiterste punten: a_1, b_1 voor detector 1, en a_2, b_2 voor detector 2. De poolcoördinaten voor deze punten zijn respectievelijk (c_1, ϕ_1) , (c'_1, ϕ'_1) , (c'_2, ϕ'_2) , en (c_2, ϕ_2) . We laten hierbij elke restrictie wat betreft plaats en grootte van beide detectoren vallen. De geometrie van het probleem wordt voorgesteld in figuur 4.3. Om de figuur niet te overladen werd enkel de hoek ϕ_1 aangeduid, en niet ϕ'_1, ϕ_2 en ϕ'_2 .



Figuur 4.3: Geometrie van twee detectoren in een driekopscoïncidentiesysteem.

4.3.1 LOR-sensitiviteit

We wensen nu de geometrische sensitiviteit te berekenen van een LOR met loodrechte afstand tot het COR a . De rotatie van de detectorconfiguratie rond het COR is equivalent met een rotatie van de LOR, waarbij deze steeds rakend blijft aan een cirkel met straal a en middelpunt O . Voor de hoeken waaronder de LOR de twee detectorkoppen met elkaar verbindt, wordt de LOR gedetecteerd. De sensitiviteit van de LOR wordt dus gegeven door het verschil tussen de uiterste hoeken waarvoor de LOR nog gemeten wordt.

Deze hoeken worden in figuur 4.3 aangeduid met volle lijnen. Het is duidelijk uit deze figuur dat, als we de LOR roteren over 2π , er twee zones zijn waarin de LOR gedetecteerd wordt, op de figuur aangeduid door ϕ en ϕ' . De totale sensitiviteit van de LOR wordt dan gegeven door de som van deze twee hoeken.

Niet voor elke a is er een bijdrage van zowel ϕ als ϕ' . Op de figuur is bijvoorbeeld te zien dat, als a groter wordt, de hoek ϕ' uiteindelijk nul zal worden. Voor nog grotere hoeken wordt ook ϕ nul. ϕ' wordt nul als de cirkel de verbindingslijn tussen a_1 en a_2 snijdt, terwijl ϕ nul wordt zodra de cirkel de verbindingslijn tussen b_1 en b_2 snijdt. De voorwaarde waaronder ϕ groter dan nul is, wordt gegeven door:

$$a < \frac{c_2 c_1' \sin(\phi_1' - \phi_2)}{\sqrt{(c_1'^2) + (c_2^2) - 2c_1' c_2 \cos(\phi_1' - \phi_2)}}. \quad (4.6)$$

Analoog, ϕ' is groter dan nul als :

$$a < \frac{c_1 c_2' \sin(2\pi - \phi_1 + \phi_2')}{\sqrt{(c_1^2) + (c_2'^2) - 2c_1 c_2' \cos(2\pi - \phi_1 + \phi_2')}}. \quad (4.7)$$

Berekening van ϕ

Als ϕ groter is dan nul zal deze hoek bijdragen tot de sensitiviteit. In figuur 4.3 wordt ϕ bepaald door de verbindingslijnen tussen de punten a_2 en b_2 en detector 1, rakend aan de cirkel met straal a . Deze lijnen snijden echter detector 1 niet in alle gevallen. Men kan bijvoorbeeld aan de hand van figuur 4.3 eenvoudig nagaan dat, indien a een weinig groter gekozen wordt, de lijn vanuit a_2 rakend aan de cirkel naast detector 1 zal vallen, en dat we in plaats daarvan de lijn van b_1 naar detector 2 moeten gebruiken. Om te bepalen welke lijnen precies moeten gebruikt worden, moeten we de waarde van a bepalen waarvoor de cirkel raakt aan de verbindingslijn tussen a_2 en b_1 , a^* , en, analoog, de waarde van a waarvoor de cirkel raakt aan de verbindingslijn tussen a_1 en b_2 , a^{**} . Deze waarden worden gegeven door:

$$a^* = \frac{c_1 c_2 \sin(\phi_1 - \phi_2)}{\sqrt{(c_1^2) + (c_2^2) - 2c_1 c_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)}}; \quad (4.8)$$

$$a^{**} = \frac{c'_1 c'_2 \sin(\phi'_1 - \phi'_2)}{\sqrt{(c'^2_1) + (c'^2_2) - 2c'_1 c'_2 \cos(\phi'_1 - \phi'_2)}}. \quad (4.9)$$

Eens we deze waarden berekend hebben, weten we van waaruit de lijnen moeten getrokken worden om ϕ te bepalen voor een gegeven a . Als $a > a^*$ gebruiken we de lijn vanuit b_2 naar detector 1, als $a \leq a^*$ moet de lijn vanuit a_1 naar detector 2 gebruikt worden. Analoog, als $a > a^{**}$ wordt de lijn vanuit b_1 naar detector 2 gebruikt, en voor $a \leq a^{**}$ de lijn van a_2 naar detector 1.

De vergelijkingen die de hoeken van deze lijnen geven zijn:

$$\text{hoek van lijn uit } b_1: \alpha = \phi'_1 - \arccos\left(\frac{a}{c'_1}\right); \quad (4.10)$$

$$\text{hoek van lijn uit } a_2: \alpha = \phi'_2 + \arccos\left(\frac{a}{c'_2}\right); \quad (4.11)$$

$$\text{hoek van lijn uit } a_1: \beta = \phi_1 - \arccos\left(\frac{a}{c_1}\right); \quad (4.12)$$

$$\text{hoek van lijn uit } b_2: \beta = \phi_2 + \arccos\left(\frac{a}{c_2}\right). \quad (4.13)$$

In feite zijn dit de hoeken met de x-as van de lijn tussen de oorsprong en het raakpunt van de LOR met de cirkel met straal a . Deze lijn staat loodrecht op de LOR in kwestie. Aangezien ϕ echter enkel afhankelijk is van het verschil tussen twee hoeken, kunnen we deze vergelijkingen gebruiken. De waarde van ϕ wordt gegeven door $\alpha - \beta$, waarbij α en β berekend worden met één van de vergelijkingen hierboven. We maken het onderscheid tussen twee gevallen: $a^* \geq a^{**}$ of $a^* < a^{**}$. In het eerste geval zijn er drie mogelijkheden voor de waarde van ϕ als functie van a :

1. $a > a^*$, de hoeken worden dus bepaald door de lijnen uit b_1 en b_2 :

$$\phi = \phi_2 - \phi'_1 + \arccos\left(\frac{a}{c_2}\right) + \arccos\left(\frac{a}{c'_1}\right). \quad (4.14)$$

2. $a^{**} \leq a \leq a^*$, de hoeken worden nu bepaald door de lijnen uit a_1 en b_1 :

$$\phi = \phi_1 - \phi'_1 - \arccos\left(\frac{a}{c_1}\right) + \arccos\left(\frac{a}{c'_1}\right). \quad (4.15)$$

3. $a < a^{**}$, in dit geval worden de hoeken bepaald door de lijnen uit a_1 en a_2 :

$$\phi = \phi_1 - \phi'_2 - \arccos\left(\frac{a}{c_1}\right) - \arccos\left(\frac{a}{c'_2}\right). \quad (4.16)$$

In het andere geval, $a^* < a^{**}$, zijn de mogelijkheden:

1. $a > a^{**}$, de hoeken worden bepaald door de lijnen uit b_1 en b_2 : de vergelijking voor ϕ is dezelfde als voor de eerste mogelijkheid in het eerste geval.
2. $a^* \leq a \leq a^{**}$, de hoeken worden bepaald door de lijnen uit b_2 en a_2 :

$$\phi = \phi_2 - \phi'_2 + \arccos\left(\frac{a}{c_2}\right) - \arccos\left(\frac{a}{c'_2}\right). \quad (4.17)$$

3. $a < a^*$, de hoeken worden bepaald door de lijnen uit a_1 en a_2 : de vergelijking voor ϕ is dezelfde als voor de laatste mogelijkheid in het eerste geval.

Berekening van ϕ'

De berekening van ϕ' verloopt volledig analoog met de berekening van ϕ . Ook in dit geval moeten we de waarden van a bepalen waarvoor de cirkel raakt aan de verbindinglijnen tussen a_1 en b_2 , en tussen b_1 en a_2 . Deze waarden spelen echter enkel een rol in de berekening van ϕ' indien deze lijn de x-as aan de negatieve zijde snijdt, en in dit geval speelt deze lijn geen rol in de berekening van ϕ .

Als de lijnen de oorsprong langs de negatieve zijde snijden, dan worden de overeenstemmende waarden van a gegeven door:

$$a^* = \frac{c_1 c_2 \sin(2\pi - \phi_1 + \phi_2)}{\sqrt{(c_1^2) + (c_2^2) - 2c_1 c_2 \cos(2\pi - \phi_1 + \phi_2)}}; \quad (4.18)$$

$$a^{**} = \frac{c'_1 c'_2 \sin(2\pi - \phi'_1 + \phi'_2)}{\sqrt{(c'^2_1) + (c'^2_2) - 2c'_1 c'_2 \cos(2\pi - \phi'_1 + \phi'_2)}}. \quad (4.19)$$

Indien $a > a^*$, dan moet de lijn van a_1 naar detector 2 gebruikt worden, anders moet de lijn van b_2 gebruikt worden. Analoog, als $a > a^{**}$ gebruiken we de lijn van a_2 naar detector 1, terwijl, als $a \leq a^{**}$, de lijn van b_1 naar detector 2 moet gebruikt worden. De vier vergelijkingen die de hoeken van de lijnen vanuit de detectorhoekpunten geven worden nu:

$$\text{hoek van lijn uit } b_1: \alpha = \phi'_1 + \arccos\left(\frac{a}{c'_1}\right); \quad (4.20)$$

$$\text{hoek van lijn uit } a_2: \alpha = 2\pi + \phi'_2 - \arccos\left(\frac{a}{c'_2}\right); \quad (4.21)$$

$$\text{hoek van lijn uit } a_1: \beta = \phi_1 + \arccos\left(\frac{a}{c_1}\right); \quad (4.22)$$

$$\text{hoek van lijn uit } b_2: \beta = 2\pi + \phi_2 - \arccos\left(\frac{a}{c_2}\right). \quad (4.23)$$

Zoals bij de berekening van ϕ kunnen we weer twee gevallen onderscheiden: $a^* \geq a^{**}$ of $a^* < a^{**}$. De drie mogelijkheden in het eerste geval zijn:

1. Als $a > a^*$, worden de hoeken bepaald door de lijnen uit a_1 en a_2 :

$$\phi' = \phi_1 - \phi'_2 + \arccos\left(\frac{a}{c_1}\right) + \arccos\left(\frac{a}{c'_2}\right) - 2\pi. \quad (4.24)$$

2. Als $a^{**} \leq a \leq a^*$, worden de hoeken bepaald door de lijnen uit a_2 en b_2 :

$$\phi' = \phi_2 - \phi'_2 - \arccos\left(\frac{a}{c_2}\right) + \arccos\left(\frac{a}{c'_2}\right). \quad (4.25)$$

3. Als $a < a^{**}$ tenslotte, worden de hoeken bepaald door de lijnen uit b_1 en b_2 :

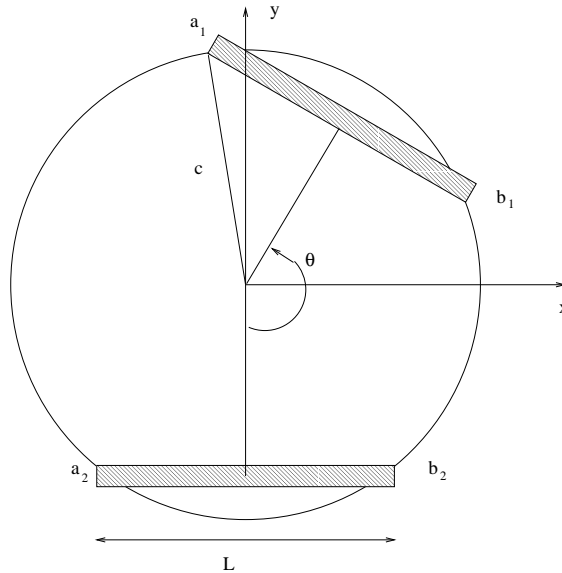
$$\phi' = \phi_2 - \phi'_1 - \arccos\left(\frac{a}{c_2}\right) - \arccos\left(\frac{a}{c'_1}\right) + 2\pi. \quad (4.26)$$

In het tweede geval zijn de mogelijkheden:

1. Als $a > a^{**}$, worden de hoeken bepaald door de lijnen uit a_1 en a_2 : zie eerste geval.
2. Als $a^* \leq a \leq a^{**}$, worden de hoeken bepaald door de lijnen uit b_1 en a_1 :

$$\phi' = \phi_1 - \phi'_1 + \arccos\left(\frac{a}{c_1}\right) - \arccos\left(\frac{a}{c'_1}\right). \quad (4.27)$$

3. Als $a < a^*$, worden de hoeken bepaald door de lijnen uit b_1 en b_2 : zie eerste geval.



Figuur 4.4: Geometrie van twee detectoren in een driekopscoincidentiesysteem in het geval van identieke detectoren.

Eens ϕ en ϕ' gekend zijn, kan de totale sensitiviteit eenvoudig berekend worden als:

$$\phi^{Total} = \phi + \phi'. \quad (4.28)$$

Identieke detectoren

In het voorgaande hebben we de LOR-sensitiviteit berekend in het meest algemene geval, zonder enige veronderstelling te maken over positie en grootte van de detectoren. In de meeste praktische gevallen echter kan men zulke veronderstellingen wel maken. In dat geval kunnen enkele vereenvoudigingen aangebracht worden. In deze paragrafen zullen we veronderstellen dat de detectoren dezelfde grootte hebben en dat de afstand van de detectoren tot het COR ook dezelfde is. Deze configuratie wordt getoond in figuur 4.4.

In dit geval is $c_1 = c_2 = c'_1 = c'_2$ en $\phi_1 - \phi'_1 = \phi_2 - \phi'_2$. Het kan eenvoudig geverifieerd worden dat dan $a^* = a^{**}$, zodat we slechts twee mogelijkheden overhouden: ofwel is $a > a^*$, ofwel $a \leq a^*$. Om de vergelijkingen verder te vereenvoudigen gebruiken we de parameters c , θ en L om de detectorconfiguratie te beschrijven. De betekenis van deze parameters wordt getoond in figuur 4.4.

Met deze parameters worden de vergelijkingen voor ϕ :

$$a > a^* : \phi = -\theta + 2 \arcsin\left(\frac{L}{2c}\right) + 2 \arccos\left(\frac{a}{c}\right), \quad (4.29)$$

$$a \leq a^* : \phi = \theta + 2 \arcsin\left(\frac{L}{2c}\right) - 2 \arccos\left(\frac{a}{c}\right), \quad (4.30)$$

en voor ϕ' :

$$a > a^* : \phi = \theta + 2 \arcsin\left(\frac{L}{2c}\right) + 2 \arccos\left(\frac{a}{c}\right) - 2\pi, \quad (4.31)$$

$$a \leq a^* : \phi = -\theta + 2 \arcsin\left(\frac{L}{2c}\right) - 2 \arccos\left(\frac{a}{c}\right) + 2\pi. \quad (4.32)$$

De totale sensitiviteit voor een LOR wordt dan weer gegeven door:

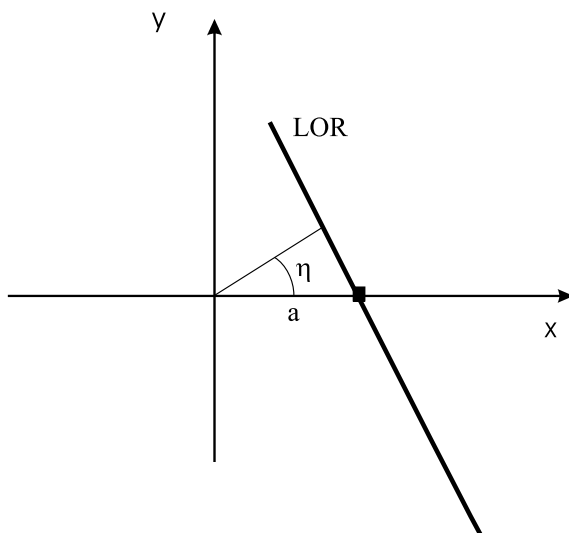
$$\phi^{\text{Total}} = \phi + \phi'. \quad (4.33)$$

Voor een driekopsconfiguratie, of, meer algemeen, voor een meerkopsconfiguratie, moet ϕ^{Total} gesommeerd worden over alle mogelijke combinaties van twee detectoren om uiteindelijk de volledige sensitiviteit van de LOR te berekenen.

4.3.2 Pixelsensitiviteit

In de voorgaande secties werd de geometrische sensitiviteit van een bepaalde LOR afgeleid, gegeven de detectorconfiguratie. Het is ook van belang de sensitiviteit van een bepaalde pixel (Eng: Picture element) in het beeldvlak te kennen. Om deze te berekenen gaan we ervan uit dat de sensitiviteit in een pixel kan benaderd worden door de sensitiviteit in het centrum van dit pixel. Deze sensitiviteit kan op eenvoudige wijze afgeleid worden uit de sensitiviteit van de LOR's.

Ook hier is er weer sprake van een rotationele symmetrie rond het COR door de rotatie van de camera. Ook de pixelsensitiviteit zal dus enkel functie zijn van de afstand a tot het COR. Om de pixelsensitiviteit $w(a)$ te berekenen gegeven ϕ^{Total} sommeren we alle bijdragen van de LOR's die door deze pixel gaan. Deze pixel kiezen we op de X-as, op een afstand a van het COR. Zoals te zien in figuur 4.5 heeft een LOR door de pixel en met een hoek η ten opzichte van de X-as een loodrechte afstand tot het COR van $a \cdot |\cos(\eta)|$, hetgeen



Figuur 4.5: Overgang van sensitiviteit van een LOR naar de sensitiviteit van een pixel.

betekent dat de sensitiviteit van de pixel op afstand a van het COR gegeven wordt door:

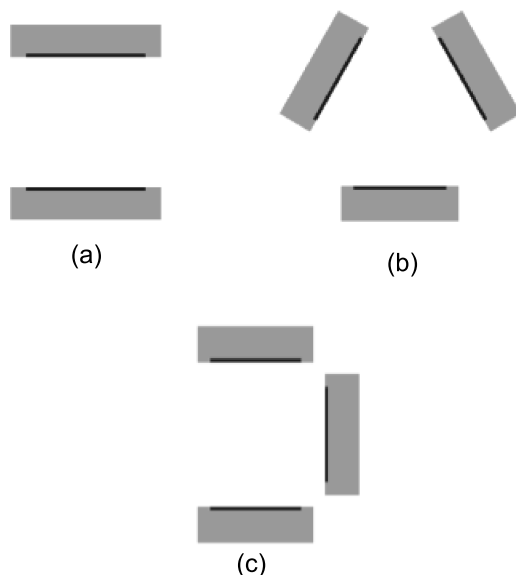
$$w(a) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \phi^{\text{Total}}(a | \cos(\eta) |) d\eta. \quad (4.34)$$

Indien bij de reconstructie de grootte van de pixels te groot gekozen moet worden, zodat de benadering van de sensitiviteit als deze in het centrum van de pixel niet meer voldoet, kan men de sensitiviteitsverdeling berekenen op een fijner raster dan het raster gebruikt bij de reconstructie. Als sensitiviteit wordt dan een gemiddelde sensitiviteit genomen over de regio waarover de pixel zich uitstrekt.

4.4 Resultaten

4.4.1 Detectorconfiguratie

Om de bekomen vergelijkingen te evalueren, en om meer te weten te komen over het verloop van de sensitiviteit van driekopsgammacamera's, hebben we de vergelijkingen toegepast op drie configuraties die in de praktijk kunnen worden gerealiseerd met de IRIX-gammacamera. De afmetingen van de de-

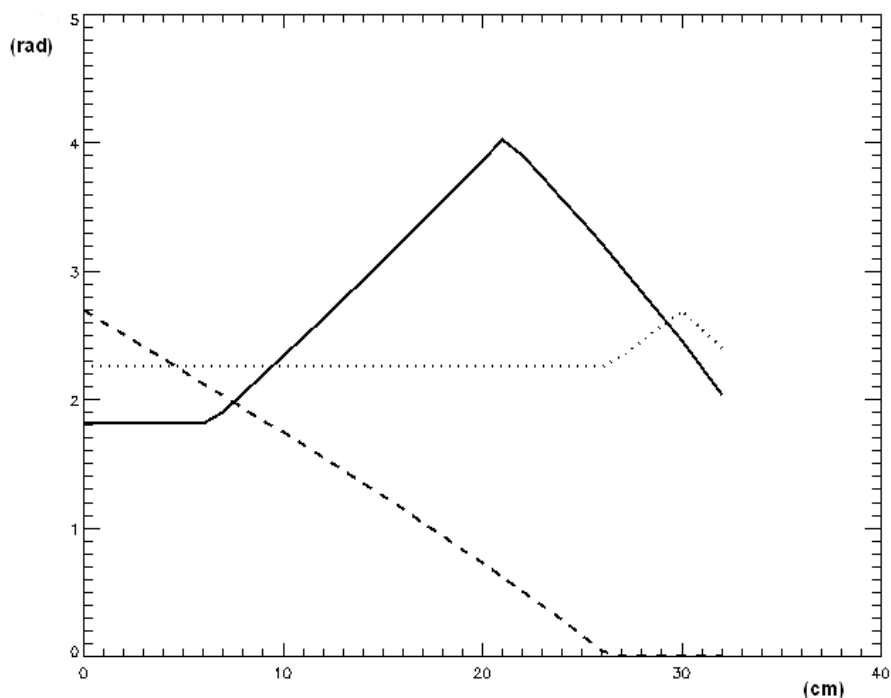


Figuur 4.6: Onderzochte configuraties: (a) tweekops, (b) driehoeks- en (c) U-vormige configuratie.

tectorkoppen werden zo gekozen dat ze in overeenstemming waren met die van de IRIX-camera, dus: $L = 528$ mm. We kozen als radius van de detectorkoppen 400 mm, hetgeen betekent dat $c = 472$ mm. De sensitiviteit werd berekend voor drie verschillende configuraties. De eerste configuratie is de camera in tweekopsmode, zoals hij op het moment van dit onderzoek werd gebruikt. De tweede mogelijkheid die werd bekeken is een configuratie met de drie detectorkoppen geplaatst in een gelijkzijdige driehoek, in wat volgt de driehoeksconfiguratie of triangulaire configuratie genoemd. Tenslotte werd een U-vormige configuratie beschouwd, een tweekopsconfiguratie waarbij een derde kop aan de zijkant wordt bijgeplaatst, die een hoek van 90° maakt met de andere twee koppen. De onderzochte configuraties staan afgebeeld in figuur 4.6.

4.4.2 LOR-sensitiviteit

Eerst werd voor elke configuratie de LOR-sensitiviteit berekend. De hiervoor bekomen profielen worden voorgesteld in figuur 4.7. We herkennen onmiddellijk de lineair afnemende sensitiviteit voor de tweekopsconfiguratie. De driekopsconfiguratie heeft een hogere sensitiviteit dan de tweekopsconfigura-

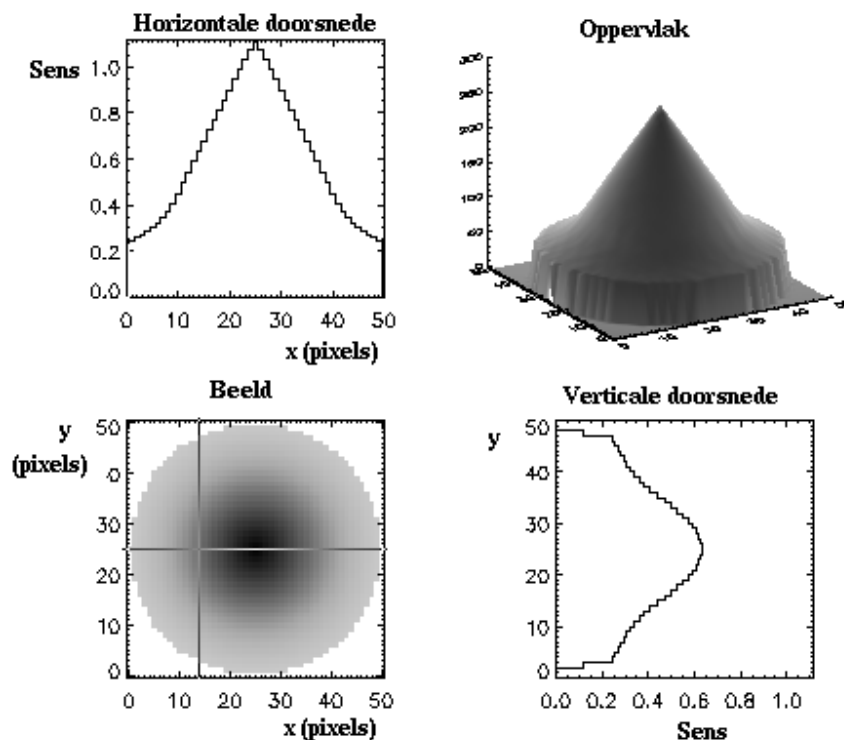


Figuur 4.7: Sensitiviteitsprofielen van een LOR voor een tweekops- (streepjeslijn), een driehoeks- (volle lijn) en een U-vormige (puntjeslijn) configuratie. De sensitiviteit is uitgezet als functie van de afstand tot het COR.

tie, maar we zien dat de sensitiviteit nabij het centrum van de FOV daalt. De sensitiviteit voor een U-vormige configuratie tenslotte is relatief constant doorheen de gehele FOV.

4.4.3 Pixelsensitiviteit

De pixelsensitiviteiten voor de drie configuraties worden getoond in figuren 4.8, 4.9 en 4.10. In deze figuren geeft het beeld een indruk van de sensitiviteit doorheen de FOV. De beeldintensiteit is evenredig met de sensitiviteit op deze plaats. Boven dit beeld en rechts van dit beeld zijn respectievelijk een horizontale en een verticale doorsnede weergegeven. Deze doorsneden zijn genomen op de plaatsen aangegeven door de haarlijnen in het beeld. In de rechterbovenhoek tenslotte is een oppervlakterepresentatie weergegeven van de sensitiviteit, waarbij de hoogte van het oppervlak op een bepaalde plaats



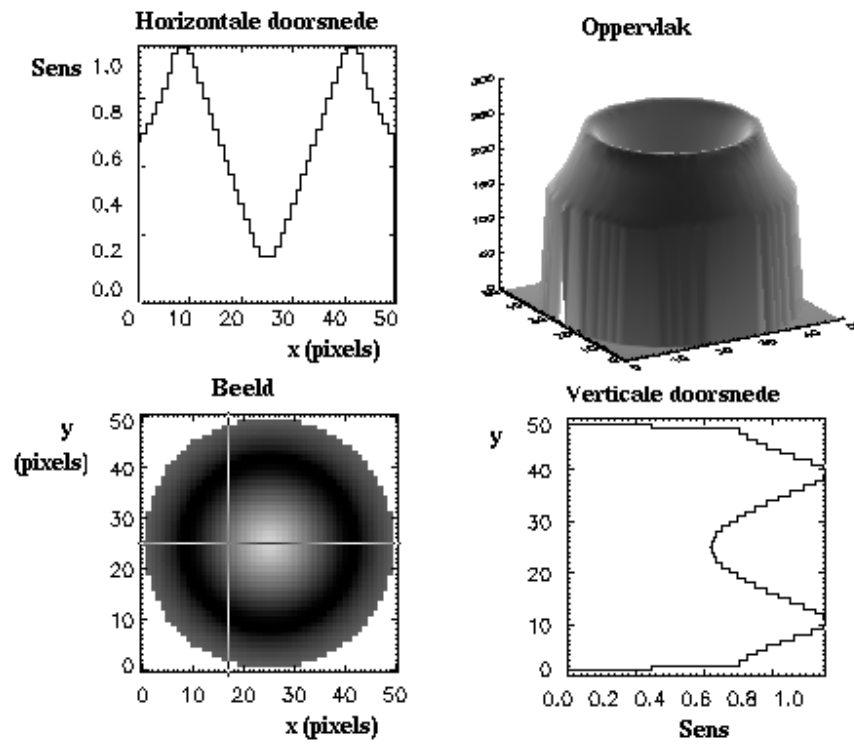
Figuur 4.8: Sensitiviteitsprofiel voor tweekopsgeometrie.

evenredig is met de sensitiviteit op die plaats.

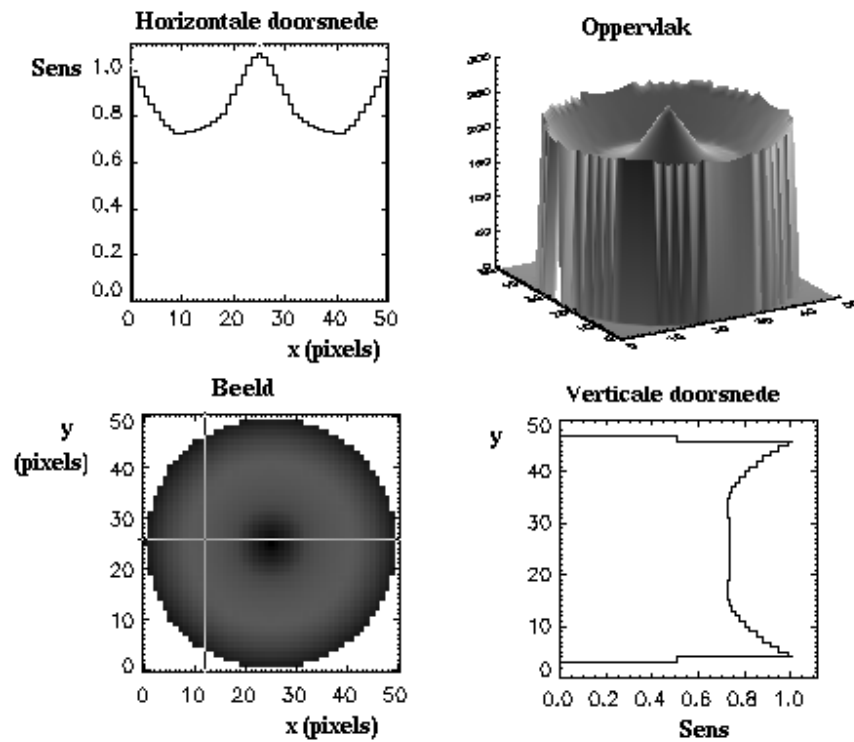
4.4.4 Gemiddelde sensitiviteit over de FOV

Om te weten te komen welke configuratie de hoogste sensitiviteit geeft voor een bepaalde beeldvormingssituatie, hebben we de gemiddelde sensitiviteit berekend over de totale FOV. We deden dit voor verschillende detectorradii. De resultaten van deze berekening staan in figuur 4.11.

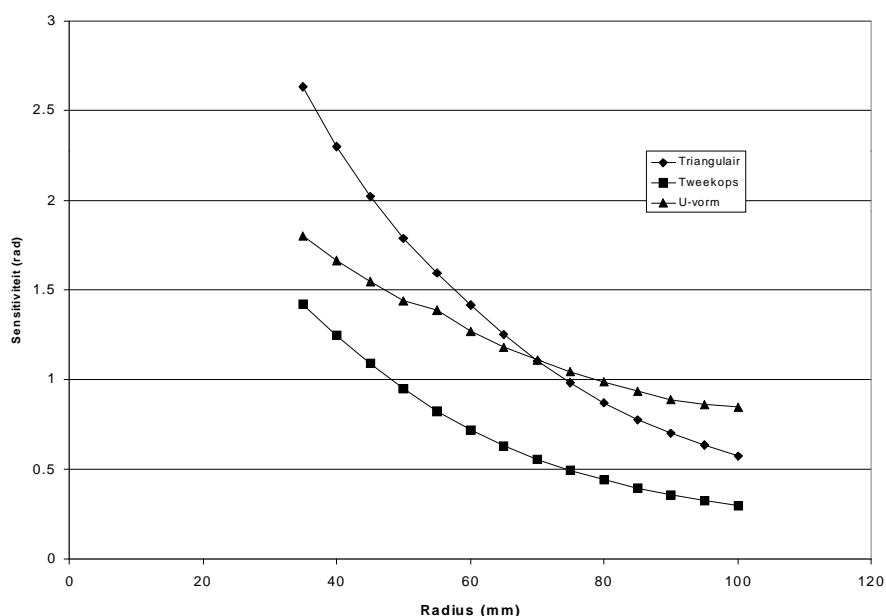
In sommige gevallen is het vooral belangrijk een hoge sensitiviteit te hebben in een beperkt gebied van de FOV, terwijl de sensitiviteit daarbuiten van minder belang is. Dit is het geval als a priori goed gekend is waar in het lichaam het orgaan dat in beeld moet worden gebracht zich bevindt. Dit is bijvoorbeeld zo voor beeldvorming van het hart, de hersenen en gewrichten zoals de knie. Men zorgt er dan voor dat dit orgaan zich centraal in het beeld bevindt. Om dit soort situaties te onderzoeken hebben we de gemiddelde sen-



Figuur 4.9: Sensitiviteitsprofiel voor driehoekige geometrie.



Figuur 4.10: Sensitiviteitsprofiel voor U-vormige geometrie.



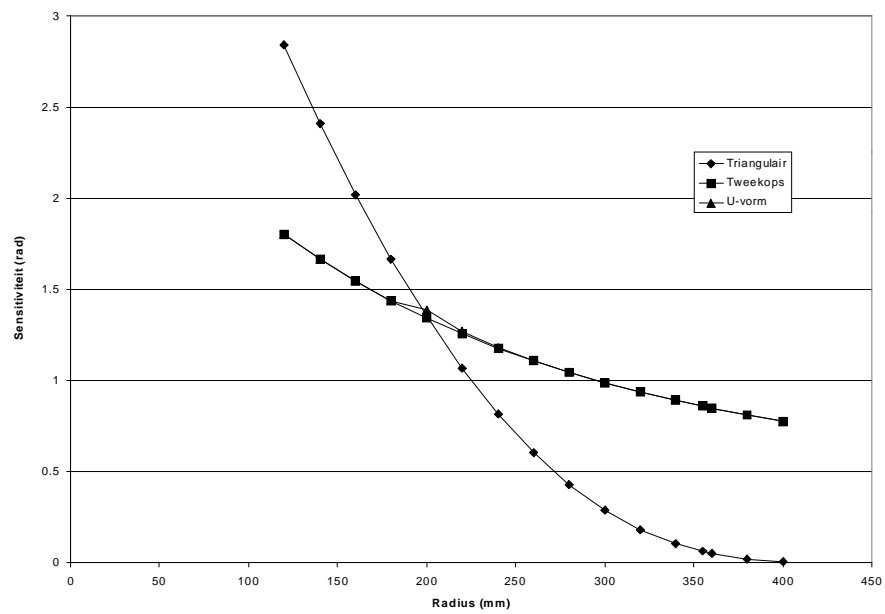
Figuur 4.11: Gemiddelde sensitiviteit in radialen over de gehele FOV als functie van de detectorradius.

sitiviteit voor de verschillende configuraties ook berekend in het centrale deel van de FOV, namelijk een schijf met radius 50 mm. Het verloop van deze gemiddelde sensitiviteit als functie van de detectorradius is weergegeven in figuur 4.12.

4.4.5 Monte-Carlosimulatie van 2D sensitiviteit

De juistheid van de berekeningen werd nagegaan aan de hand van Monte-Carlosimulaties. De Monte-Carlotechniek wordt in het domein van onderzoek en ontwikkeling in de nucleaire geneeskunde vaak gebruikt om datasets te genereren en om de performantie van bepaalde ontwerpen te evalueren [68]. Men gebruikt de techniek bijvoorbeeld om de distributie van verstrooide fotonen te berekenen, bij het ontwerp van nieuwe collimatoren en bij het bepalen van de invloed van verscheidene parameters op de beeldkwaliteit.

De Monte-Carlotechniek kan gezien worden als een statistische simulatiemethode waarbij toevalsgetallen worden gebruikt als basis voor de simulatie van een bepaald systeem of fysisch proces. Dit systeem of proces wordt beschreven door één of meerdere waarschijnlijkheidsdichtheidsfuncties (Eng:



Figuur 4.12: Gemiddelde sensitiviteit in radialen over de centrale 50 mm van de FOV als functie van de detectorradius.

Probability Density Function, pdf). Als deze pdf's accuraat gedefinieerd worden, kan de simulatie gebeuren door het pad van een groot aantal willekeurig gekozen gebeurtenissen te volgen, waarbij de waarschijnlijkheid dat een bepaald pad gekozen wordt gegeven wordt door de pdf's.

In de nucleaire geneeskunde zal bijvoorbeeld een bepaalde verdeling van de activiteit vooropgesteld worden. Aan de hand van deze verdeling wordt dan op toevallige wijze de plaats en richting van emissie van een foton of positron berekend. Het pad van dit deeltje tot de detectie wordt dan gevolgd. De mogelijkheid bestaat om onderweg verschillende fysische processen en eigenschappen van de meetopstelling te modelleren, zoals verstrooiing, attenuatie, de collimator, de onzekerheid op de plaatsbepaling van de detector, in het geval van een positron de vrije weglengte van het positron, de niet-colineariteit van de uitgezonden fotonen en dergelijke meer. Het incorporeren van deze effecten vereist de koppeling van een bepaalde pdf aan het effect.

Monte-Carlosimulaties hebben een aantal voordelen ten opzichte van fysische experimenten. Voor een gegeven configuratie kan men op eenvoudige wijze bepaalde parameters aanpassen en vervolgens het effect van deze verandering op de eigenschappen en de performantie van het systeem onderzoeken. De techniek is aldus een heel handig hulpmiddel in het ontwerp en de optimalisatie van een beeldvormingssysteem. Bovendien kan informatie over het gevolgde pad van afzonderlijke gebeurtenissen worden bijgehouden. Op die manier kan het effect onderzocht worden van processen die niet experimenteel gemeten kunnen worden. Zo is het onmogelijk de verstrooide component exact van de niet-verstrooide component te onderscheiden bij een meting met een gammacamera. Met een Monte-Carlometing echter kan men bijhouden of een bepaald foton al dan niet verstrooid werd, en zo de verstrooide component onafhankelijk van de niet-verstrooide component onderzoeken.

Verscheidene onderzoeksgroepen hebben Monte-Carlosimulatoren ontwikkeld voor toepassingen in nucleaire geneeskunde, en stellen de code vrij beschikbaar voor andere onderzoekers. Zo is SimSET een Monte-Carlopakket dat kan gebruikt worden voor de simulatie van SPECT- en PET-metingen [69]. GEANT [70], een pakket ontwikkeld door CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) is een simulator die oorspronkelijk bedoeld was voor gebruik in de hoge-energiefysica, maar die ook veelvuldig gebruikt wordt voor toepassingen in de nucleaire geneeskunde. Een meer volledig overzicht van in de nucleaire geneeskunde gebruikte Monte-Carlopakketten, en van toepassingen van Monte-Carlotechnieken in de nucleaire geneeskunde kan men vinden in [71].

De Monte-Carlosimulator die hier gebruikt werd, werd ontwikkeld in onze onderzoeksgroep. Het gaat om een eenvoudige 3D PET-simulator geschre-

ven in C, die geen rekening houdt met de vrije weglengte van een positron en niet-colineariteit van de annihilatiefotonen. Een gebeurtenis wordt met andere woorden gesimuleerd door het gelijktijdig uitzenden van twee fotonen in tegengestelde richting. Deze fotonen worden dan al dan niet gedetecteerd door de camera. Het programma houdt ook geen rekening met verstrooiings- en attenuatieëffecten.

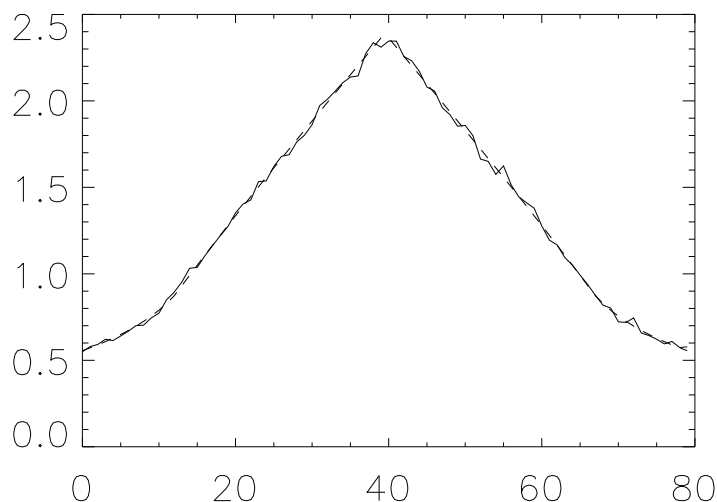
Om de sensitiviteitsprofielen van de gammacamera te berekenen wordt een uniforme bronverdeling gesimuleerd. Indien de twee fotonen effectief worden gedetecteerd wordt de pixelwaarde van het pixel vanwaar de fotonen afkomstig zijn vermeerderd met 1. Als een groot aantal fotonparen wordt gesimuleerd zal uiteindelijk de pixelwaarde evenredig zijn met de sensitiviteit op die plaats. Op die manier worden sensitiviteitsprofielen bekomen. De simulator is zo ontworpen dat elk foton dat op de detector invalt ook effectief gedetecteerd wordt. Op die manier is het inderdaad de geometrische sensitiviteit die gesimuleerd wordt, los van andere effecten. Om een 2D acquisitie te simuleren werd de axiale hoek waaronder de fotonen uitgezonden werden beperkt tot 9° . De rotatie van de gammacamera werd verkregen door bij elk gesimuleerd fotonenpaar een willekeurige stand van de camera te kiezen. Op die manier wordt een continue rotatie van de camera gesimuleerd.

De drie onderzochte configuraties werden gesimuleerd met een detector-radius van 400 mm. Per simulatie werden $100 \cdot 10^6$ fotonparen uitgezonden. Tabel 4.1 toont het totale aantal coïncidenties dat effectief door de detectoren werd gedetecteerd.

Tabel 4.1: Aantal gedetecteerde coïncidenties voor de drie configuraties.

<i>Configuratie</i>	<i>Aantal gedetecteerde coïncidenties</i>
Tweekops	15.811.699
U-vorm	28.277.555
Triangulair	33.037.961

De aldus verkregen sensitiviteitsprofielen werden genormaliseerd ten opzichte van de berekende profielen door de totale oppervlakte onder de twee profielen gelijk te maken. De gesimuleerde en berekende profielen worden voor de drie configuraties getoond in figuren 4.13, 4.14 en 4.15. Uit deze figuren blijkt duidelijk dat de berekeningen goed overeenstemmen met de Monte-Carlosimulaties. Men zou de Monte-Carlotechniek kunnen gebruiken om de sensitiviteit van een bepaalde configuratie te berekenen, maar deze techniek



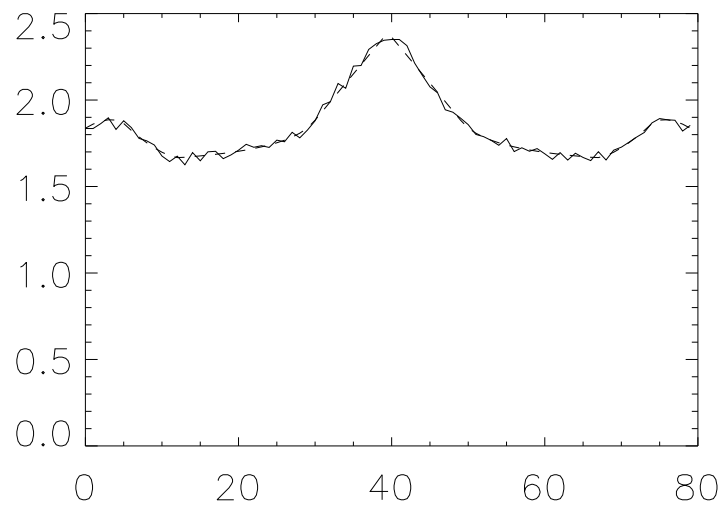
Figuur 4.13: Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjes-lijn) voor een tweekopsconfiguratie.

is ordes van grootte trager dan de hier voorgestelde techniek, aangezien een voldoende aantal fotonen gesimuleerd moet worden teneinde de statistische fluctuaties in het resultaat voldoende klein te houden.

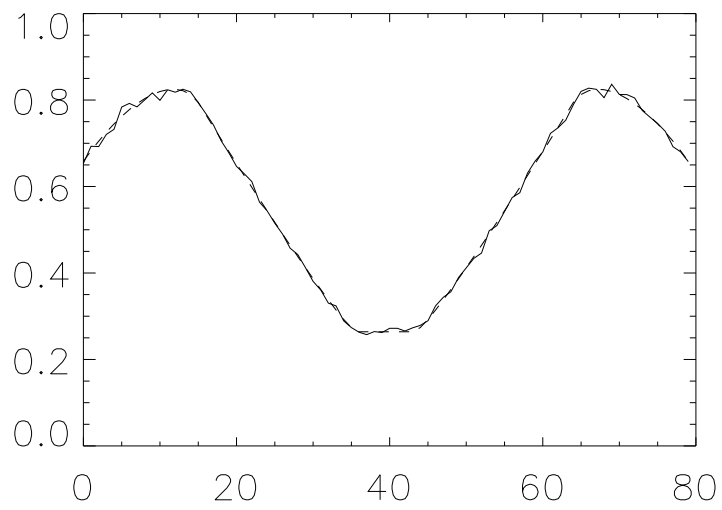
4.5 Bespreking

Bij coïncidentiebeeldvorming met twee koppen is de geometrische sensitiviteit zeer niet-uniform. De sensitiviteit bereikt een maximum in het centrum van de FOV en daalt lineair met stijgende afstand tot dit centrum. De zeer lage sensitiviteit aan de rand van de FOV resulteert daar in een zeer lage signaal-ruisverhouding in het beeld. Dit is met name in oncologische beeldvorming een belangrijk probleem, aangezien de zones van verhoogde opname waarnaar gezocht wordt zich a priori overal in de patiënt kunnen bevinden, en dus ook aan de randen van de FOV. Hierdoor kan het gebeuren dat belangrijke informatie gemist wordt door de lage beeldkwaliteit aan de rand.

In een triangulaire configuratie varieert de sensitiviteit minder. Als de radius van de detectoren echter toeneemt daalt de sensitiviteit in het centrum van



Figuur 4.14: Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een U-vormige configuratie.



Figuur 4.15: Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een triangulaire configuratie.

de FOV. Voor zeer grote radii wordt de sensitiviteit in het centrum zelfs 0. Dit gebeurt op het moment dat de radius r groter wordt dan $\sqrt{3}/2 L$.

Deze dalende sensitiviteit in het centrum kan problemen opleveren bij beeldvorming van bijvoorbeeld het torso of abdomen van de patiënt, zeker als het gaat om obese patiënten. In dat geval moeten de detectorkoppen immers ver uit elkaar geplaatst worden. Voor beeldvorming van de hersenen daarentegen kan deze configuratie een goede optie zijn, omdat in dit geval de driekopsconfiguratie de grootste sensitiviteit geeft.

De detectoren kunnen ook in een U-vormige configuratie gebruikt worden. Dit geval kan herleid worden tot het eerder besproken tweekopsgeval, met dit verschil dat de derde kop aan de zijkant een verhoogde sensitiviteit geeft aan de randen van de FOV. In het sensitiviteitsprofiel herkennen we dan ook het profiel van het tweekopsgeval, met een maximum in het centrum. Naarmate we verder van het centrum komen speelt de derde kop een belangrijker rol, waardoor de sensitiviteit naar de rand toe weer gaat stijgen. We krijgen dus een relatief vlak verloop van de sensitiviteit over de gehele FOV. Voor beeldvorming van het totale lichaam, waarbij de detectorkoppen relatief ver uiteen staan, zal deze configuratie dus de beste resultaten leveren.

Wat betreft de gemiddelde sensitiviteit over de gehele FOV (figuur 4.11) bemerken we dat, voor kleine detectorradii, de driehoeksconfiguratie de hoogste sensitiviteit geeft. De sensitiviteit daalt echter sneller met de detectorradius dan het geval is voor de andere configuraties. Het verloop van de sensitiviteit als functie van de detectorradius is gelijkaardig voor het tweekops- en het U-vormige geval, waarbij de sensitiviteit in het U-vormige geval uiteraard hoger ligt.

Bekijken we het verloop van de sensitiviteit in het centrale gedeelte van de FOV (figuur 4.12), dan zien we dat hier de sensitiviteit in het driekopsgeval nog sneller daalt dan voor de hele FOV, en dat ze uiteindelijk zelfs nul wordt. De sensitiviteiten voor het tweekops- en het U-vormige geval zijn hier identiek, omdat de derde kop slechts bijkomende sensitiviteit geeft aan de buitenkant van de FOV, en niet in het centrum.

In tabel 4.2 geven we een overzicht van enkele klinische PET-toepassingen en de configuratie die aan de hand van de hier beschreven resultaten aangeraden wordt. We moeten hierbij opmerken dat de firma die de IRIX-camera ontwikkelt op dit moment enkel de U-vormige configuratie heeft vrijgegeven voor klinisch gebruik. Het gebruik van een triangulaire configuratie wordt onderzocht en ter goedkeuring voorgelegd aan het FDA (Food and Drug Administration).

Voor toepassingen in de oncologie, waarbij een beeld van het totale lichaam wordt opgenomen, is een vlakke sensitiviteit over een grote FOV be-

Tabel 4.2: Overzicht van de eigenschappen van verscheidene scintillatiekristallen.

<i>Toepassing</i>	<i>Configuratie</i>
Oncologie: Totaal lichaam	U-vorm
Cardiologie	U-vorm
Neurologie en psychiatrie	Triangulair
Orthopedische infecties in ledematen	Triangulair

langrijk. In dit geval zal een U-vorm de beste oplossing zijn. In de cardiologie heeft men slechts een hoge sensitiviteit nodig in een klein deel van het beeld, waar het hart zich bevindt. Het is hier echter niet mogelijk de detectorkoppen dicht bij elkaar te plaatsen, zodat ook hier de U-vorm te verkiezen valt boven de triangulaire, die voor ver uiteenstaande koppen een dalende sensitiviteit vertoont in het centrum van de FOV. Bij toepassingen in de neurologie en de psychiatrie daarentegen is het wel mogelijk de detectorkoppen dicht bij het hoofd van de patiënt te plaatsen en zal de triangulaire configuratie de beste oplossing blijken. Ook voor toepassingen in de orthopedie waar beelden opgenomen worden van plaatsen in de ledematen, zoals de knie, de hand, de voet etc. zal de triangulaire configuratie de hoogste sensitiviteit opleveren.

4.6 Besluit en originele bijdragen

In dit hoofdstuk werd de berekening afgeleid voor de tweedimensionale sensitiviteit bij coïncidentiebeeldvorming met een willekeurige planaire detectorconfiguratie. We hebben vervolgens deze resultaten toegepast op het speciale geval van driekops- en tweekopscoïncidentiebeeldvorming, meer bepaald voor de geometrie van de IRIX-gammacamera. Uit deze berekeningen kunnen we besluiten dat, wanneer de detectorkoppen dicht bij het COR kunnen geplaatst worden, de triangulaire configuratie de hoogste sensitiviteit geeft. Wanneer de detectorkoppen echter verder uit elkaar moeten geplaatst worden, daalt de sensitiviteit voor deze configuratie heel snel, en geniet de U-vormige configuratie de voorkeur.

De berekening van de sensitiviteit voor een tweekopsconfiguratie was reeds bekend uit de literatuur. De uitbreiding van deze berekening naar meer algemene configuraties, en meer bepaald naar een driekopsconfiguratie, en het onderzoek naar het sensitiviteitsverloop voor de IRIX-gammacamera in drie-

kopscoïncidentiemode vormt een originele bijdrage.

Deze studie werd voorgesteld op verscheidene internationale conferenties [72, 73].

Zeer recent werd een uitgebreidere studie gepubliceerd van de 2D geometrische sensitiviteit van de IRIX-camera [74]. In dit artikel werd gerefereerd naar ons werk.

Hoofdstuk 5

3D geometrische sensitiviteit van een gammacamera in coïncidentiewerking

5.1 Inleiding

In het vorige hoofdstuk werd de berekening besproken van de geometrische sensitiviteit van een driekopscoïncidentiesysteem in twee dimensies, waarbij de axiale hoek van inval beperkt wordt door het gebruik van axiale filters. Zoals reeds eerder besproken kunnen er ook beelden opgenomen worden in 3D mode [26]. In dit geval wordt de axiale invalshoek niet meer beperkt en hierdoor wordt de geometrische sensitiviteit eveneens afhankelijk van de positie van de pixel in de axiale richting, terwijl in het geval van de tweedimensionale berekening de sensitiviteit van een pixel enkel afhankelijk was van de transaxiale afstand tot het COR. We zullen in wat volgt spreken van een voxel (Eng: Volume element), naar analogie met een pixel, maar dan in drie dimensies. Zoals in het tweedimensionale geval zal er van uitgegaan worden dat de geometrische sensitiviteit van een voxel kan worden benaderd door de sensitiviteit in het centrale punt van de voxel. Wanneer blijkt dat bij reconstructie de voxels te groot zijn om deze benadering te doen opgaan, kan ervoor geopteerd worden de sensitiviteit te berekenen voor een fijner raster, en een gemiddelde sensitiviteit te berekenen voor de voxel.

In dit hoofdstuk zullen we een methode ontwikkelen om de driedimensionale geometrische sensitiviteit te berekenen. Zoals in het vorige hoofdstuk

zullen we ook hier de configuratie zo algemeen mogelijk houden. Net als in het tweedimensionale geval kan de sensitiviteitsberekening van een driekopscoïncidentiesysteem ontbonden worden in drie maal de berekening van de sensitiviteit van een tweekopssysteem, waarbij de detectorkoppen ten opzichte van elkaar een bepaalde hoek kunnen maken.

We zullen eerst de berekening van de driedimensionale sensitiviteit bespreken voor een klassiek tweekopssysteem. Dit zal dan in wat volgt uitgebreid worden naar meer algemene configuraties.

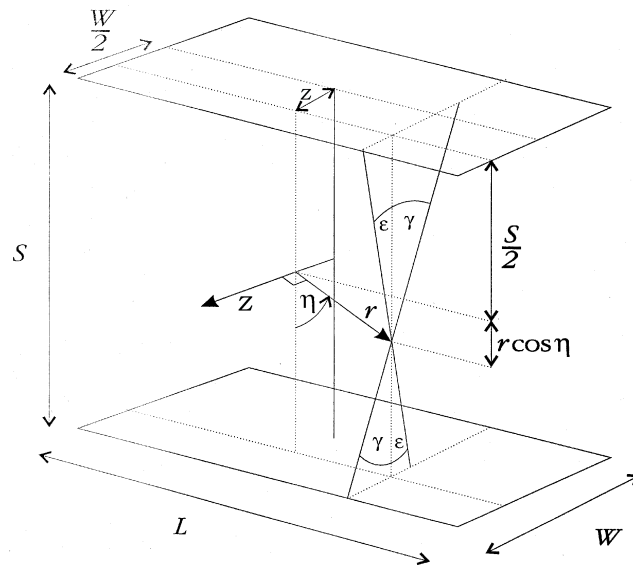
5.2 3D sensitiviteitsberekening voor een tweekopssysteem

De opstelling en parameters gebruikt bij de berekening van de sensitiviteit voor een tweekopsopstelling wordt getoond in figuur 5.1 [66]. De afmetingen van de camera zijn: de lengte van de detectorkoppen L , de breedte van de detectorkoppen W , en de afstand tussen de twee koppen S . Tijdens de acquisitie van beelden roteert de opstelling rond de z -as. In wat volgt zullen we de richting volgens de z -as axiaal noemen, de richting loodrecht daarop noemen we transaxiaal.

Door de rotatie van de opstelling bezit het probleem ook hier een rotationele symmetrie. Alle voxels met dezelfde transaxiale afstand tot de z -as en dezelfde z -coördinaat zullen dus dezelfde sensitiviteit hebben. Een voxel wordt in deze berekeningen dan ook beschreven door twee coördinaten: z , de axiale plaatscoördinaat, en r , de afstand van de voxel tot de rotatieas.

Bij de berekening van de driedimensionale geometrische sensitiviteit trekken we van de tweedimensionale LOR-sensitiviteit. We maken de veronderstelling dat de sensitiviteit van een willekeurige LOR bepaald wordt door de detectorranden evenwijdig met de z -as. Dit betekent dat de LOR, naarmate de gammacamera roteert, de axiale zijde met lengte W snijdt, en niet de transaxiale zijde met lengte L . Deze veronderstelling gaat niet volledig op: ze zou opgaan indien de detector een segment van een cilinder zou zijn, maar, aangezien de detector vlak is, zullen de LOR's dicht bij de transaxiale rand met een grote axiale hoek de detector op de transaxiale rand snijden. Swan [67] publiceerde een methode om de driedimensionale sensitiviteit voor een tweekopsconfiguratie te berekenen zonder het maken van deze veronderstelling, een methode die echter enkel toepasbaar is voor een tweekopssysteem. Uit dit onderzoek bleek dat de gemaakte veronderstelling een zeer goede benadering is [67].

Onder de hiervoor besproken veronderstelling hebben alle LOR's in een



Figuur 5.1: Opstelling en parameters voor de 3D sensitiviteitsberekening voor een tweekopssysteem.

vlak evenwijdig met de z -as (in figuur 5.1 het vlak waarin ϵ en γ liggen) dezelfde sensitiviteit, aangezien zij de transaxiale cameraranden op hetzelfde moment tijdens de rotatie zullen snijden. Deze sensitiviteit wordt dus gegeven door de tweedimensionale LOR-sensitiviteit zoals berekend in het vorige hoofdstuk. We zullen nu de overgang maken naar de 3D-sensitiviteit van een voxel.

De sensitiviteit van een voxel wordt, zoals in het tweedimensionale geval, gegeven door de integraal van alle LOR's die door deze voxel gaan, gewogen met het juiste gewicht die deze LOR krijgt door de camerarotatie. Zoals in het tweedimensionale geval integreren we over η , de transaxiale hoek van de LOR. De LOR met een hoek η kreeg in het tweedimensionale geval het bijbehorend gewicht te wijten aan de camerarotatie toegekend. Dit gewicht zullen we in wat volgt het rotationeel gewicht noemen. Dit gewicht werd dan geïntegreerd tussen 0 en 2π . In het tweekopsgeval kunnen we om symmetrieredenen volstaan met een integratie tussen $-\frac{\pi}{2}$ en $\frac{\pi}{2}$.

In het driedimensionale geval horen bij de hoek η meerdere LOR's, met verschillende axiale hoeken (zie figuur 5.1). Al deze LOR's hebben, wegens onze veronderstelling, hetzelfde rotationeel gewicht. We integreren deze axiale hoeken ϵ en γ (figuur 5.1) over het rotationeel gewicht, en dit integreren we dan, zoals in het tweedimensionaal geval, tussen $-\frac{\pi}{2}$ en $\frac{\pi}{2}$ om alle LOR's in rekening te brengen. In figuur 5.1 staat de LOR steeds in het YZ -vlak: er is voor gekozen het assenstelsel mee te draaien met de LOR in plaats van ze vast te houden ten opzichte van de detectorconfiguratie, en dus de detectorconfiguratie zelf te roteren. Dit om de berekeningen te vereenvoudigen.

De resulterende formule voor de driedimensionale sensitiviteit $w(r, z)$ wordt dan [66]:

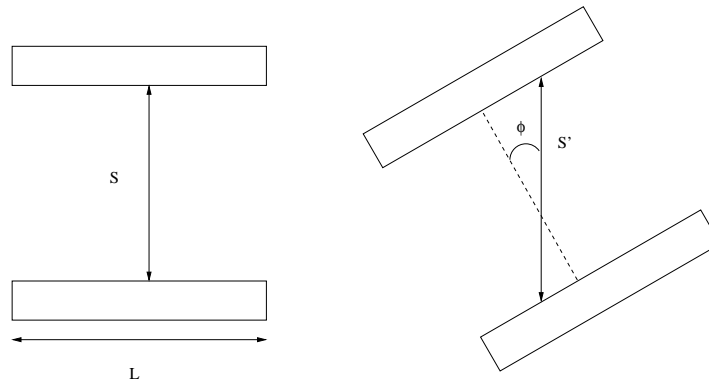
$$w(r, z) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\eta \int_{-\phi}^{\phi} d\phi [\epsilon(r, z, \eta, \phi) + \gamma(r, z, \eta, \phi)], \quad (5.1)$$

met:

$$\epsilon(r, z, \eta, \phi) = \min \left[\arctan \left(\frac{W - 2z}{S' - 2r \sin \eta} \right), \arctan \left(\frac{W + 2z}{S' + 2r \sin \eta} \right) \right], \quad (5.2)$$

en:

$$\gamma(r, z, \eta, \phi) = \min \left[\arctan \left(\frac{W + 2z}{S' - 2r \sin \eta} \right), \arctan \left(\frac{W - 2z}{S' + 2r \sin \eta} \right) \right]. \quad (5.3)$$



Figuur 5.2: Effectieve separatie tussen de detectorkoppen.

In deze vergelijkingen is:

$$S' = \frac{S}{\cos \phi}, \quad (5.4)$$

de effectieve separatie tussen de twee detectorkoppen als de LOR er niet loodrecht op staat, zoals te zien in figuur 5.2.

5.3 3D sensitiviteitsberekening voor een algemene configuratie

Nu we de driedimensionale sensitiviteitsberekening besproken hebben voor een tweekopsconfiguratie kunnen we overgaan op de berekening van de driekopsconfiguratie.

5.3.1 Methoden

Ook in dit geval vertrekken we van de veronderstelling dat de LOR's tijdens de rotatie van de camera de axiale zijden zullen snijden, en dat het rotationeel gewicht dus onafhankelijk is van de axiale hoek die de LOR maakt. We kunnen

dus uitgaan van de berekening van de rotationele gewichten in twee dimensies zoals besproken in het vorige hoofdstuk.

Deze aanname betekent meteen dat de LOR-sensitiviteit in 3D gegeven wordt door de LOR-sensitiviteit in 2D, zoals berekend in het vorige hoofdstuk. Voor LOR's met een axiale hoek 0 is dit triviaal, en voor LOR's met een bepaalde van 0 verschillende axiale hoek betekent de hierboven gemaakte veronderstelling dat de LOR-sensitiviteit gegeven wordt door de sensitiviteit van de overeenkomstige LOR (dus met dezelfde radiale afstand tot het rotatiecentrum) met een axiale hoek 0. Het probleem van het bepalen van de 3D LOR-sensitiviteit is hiermee dus opgelost, en we zullen ons in wat volgt toeleggen op de berekening van de 3D voxelsensitiviteit.

De geometrie van het sensitiviteitsprobleem in drie dimensies voor een driekopscamera wordt voorgesteld in figuur 5.3. Zoals te zien is, is deze configuratie analoog met het tweekopsgeval, maar hier zijn de detectorkoppen niet meer parallel georiënteerd. Hierdoor wordt de separatie tussen de detectorkoppen S , en dus ook de schijnbare separatie S' afhankelijk van x .

In de sensitiviteitsberekening beschouwen we alle LOR's door een bepaalde voxel. Door onze veronderstelling kunnen we aannemen dat alle LOR's die dezelfde transaxiale hoek η hebben en dus liggen in een vlak evenwijdig met de rotatieas door deze voxel hetzelfde rotationeel gewicht hebben. Dit rotationeel gewicht wordt gegeven door het rotationeel gewicht van de LOR in het transaxiale vlak met loodrechte afstand tot het rotatiecentrum $a = r \cos \eta$. η is de hoek tussen de LOR en een referentieas in het transaxiale vlak. Ook hier werd het assenstelsel vast met de LOR gekozen, zodat een verandering van η resulteert in een rotatie van de detectoropstelling. Voor deze LOR worden de uiterste camerarotatiehoeken berekend met de methode voorgesteld in het vorige hoofdstuk: $\phi_1(a)$ en $\phi_2(a)$, zoals gedefinieerd in figuur 5.4.

In figuur 5.4 wordt een transaxiale doorsnede van de driekopsgeometrie getoond. De streepjeslijnen geven de limieten van camerarotatie aan waaronder een LOR met loodrechte afstand tot het rotatiecentrum a nog wordt gedetecteerd: ϕ_1 en ϕ_2 . We merken op dat er ook aan de andere zijde van de cirkel een gebied is waar de LOR wordt gedetecteerd. Voor de eenvoud van notatie zullen we in wat volgt enkel gebruik maken van ϕ_1 en ϕ_2 als integratielimieten. We houden echter in gedachten dat de integratie in feite gebeurt zowel over het gebied links als over het gebied rechts. Figuur 5.4 toont ook de effectieve detectorseparatie $S(a, \phi)$. Merk op dat, in tegenstelling tot het tweekopsgeval, S functie is van a . De formule voor $S(a, \phi)$ is:

$$\begin{aligned}
S(a, \phi) = & S_0 \cos \phi + \left(\frac{a - \frac{S_0}{2} \sin \phi}{\cos \phi + \tan \theta \sin \phi} \right) \cdot (-\sin \phi - \tan \theta \cos \phi) \\
& - \left(\frac{a + \frac{S_0}{2} \sin \phi}{\cos \phi + \tan \theta \sin \phi} \right) \cdot (-\sin \phi + \tan \theta \cos \phi) . \quad (5.5)
\end{aligned}$$

Hierin is S_0 de separatie tussen de detectorkoppen voor $a = 0$ en $\phi = 0$.

Met deze uitdrukking voor $S(a, \phi)$ kunnen ϵ en γ berekend worden met:

$$\epsilon = \min \left[\arctan \left(\frac{W - 2z}{S'(a, \phi) - 2r \sin \eta} \right), \arctan \left(\frac{W + 2z}{S'(a, \phi) + 2r \sin \eta} \right) \right], \quad (5.6)$$

en:

$$\gamma = \min \left[\arctan \left(\frac{W + 2z}{S'(a, \phi) - 2r \sin \eta} \right), \arctan \left(\frac{W - 2z}{S'(a, \phi) + 2r \sin \eta} \right) \right]. \quad (5.7)$$

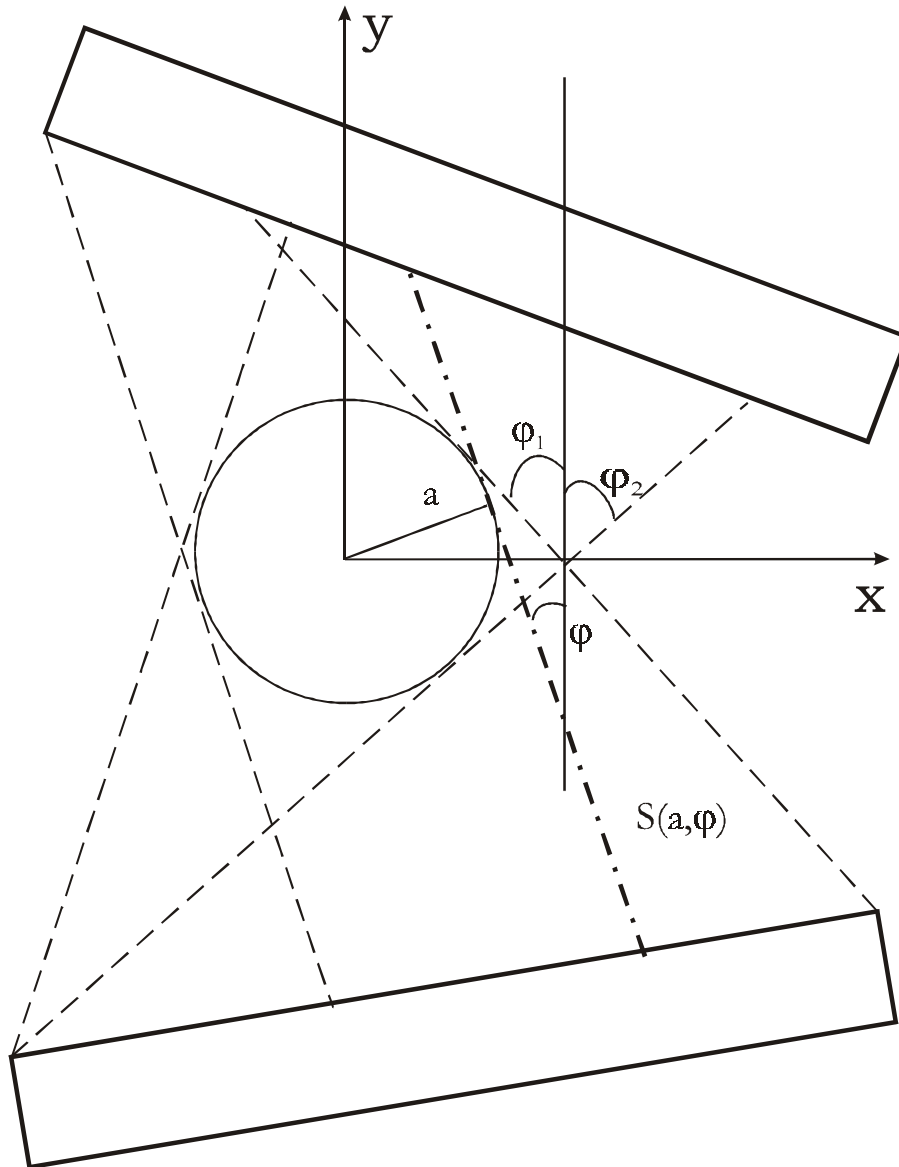
Eens ϵ en γ gekend zijn wordt de geometrische sensitiviteit van een voxel met een axiale afstand z van het centrum van de FOV en een transaxiale afstand r van het rotatiecentrum gegeven door:

$$w(r, z) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\eta \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi [\epsilon(r, z, \eta, \phi) + \gamma(r, z, \eta, \phi)]. \quad (5.8)$$

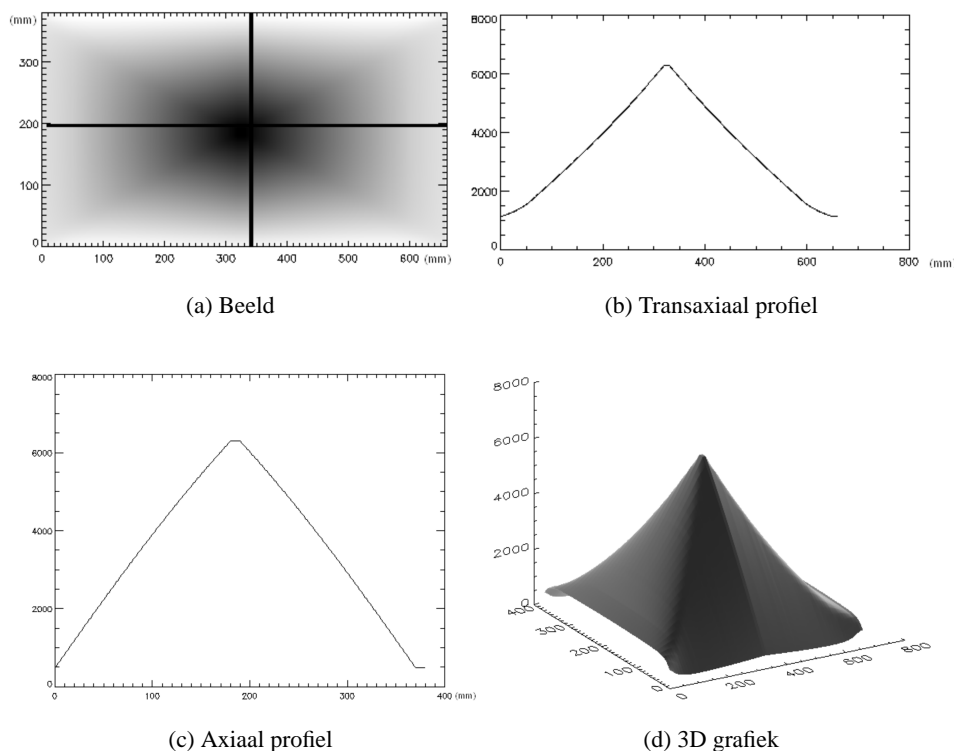
In deze formule brengt de integratie over η alle transaxiale hoeken in rekening die een LOR door een bepaalde pixel kan maken, terwijl de integratie over ϕ de axiale sensitiviteit sommeert over het rotationeel gewicht van de LOR's met een bepaalde transaxiale hoek.

5.3.2 Resultaten

De sensitiviteitsverdeling werd weer berekend voor drie verschillende detectorconfiguraties: een tweekopsconfiguratie, een triangulaire configuratie en tenslotte een U-vormige configuratie. De afmetingen van de detectorkoppen werden ook hier gelijk gekozen aan die van een IRIX-driekopsgammacamera. Hiervoor is de axiale lengte 387 mm en de transaxiale lengte 528 mm. Er werd gekozen voor een rotatieradius van 330 mm. Voor deze rotatieradius moeten de twee overstaande detectorkoppen van een IRIX-systeem een tangentiële verschuiving van 50 mm uitvoeren teneinde niet in aanraking te komen met



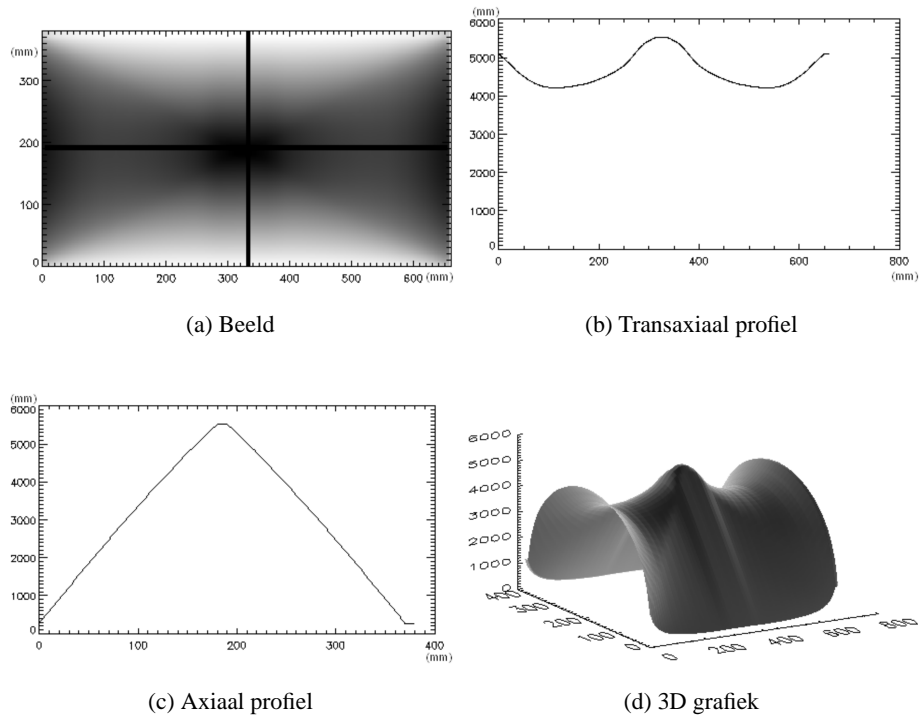
Figuur 5.4: Opstelling en parameters voor de berekening van $S(a, \phi)$ en ϕ_1 en ϕ_2 in het transaxiale vlak voor een driekopssysteem.



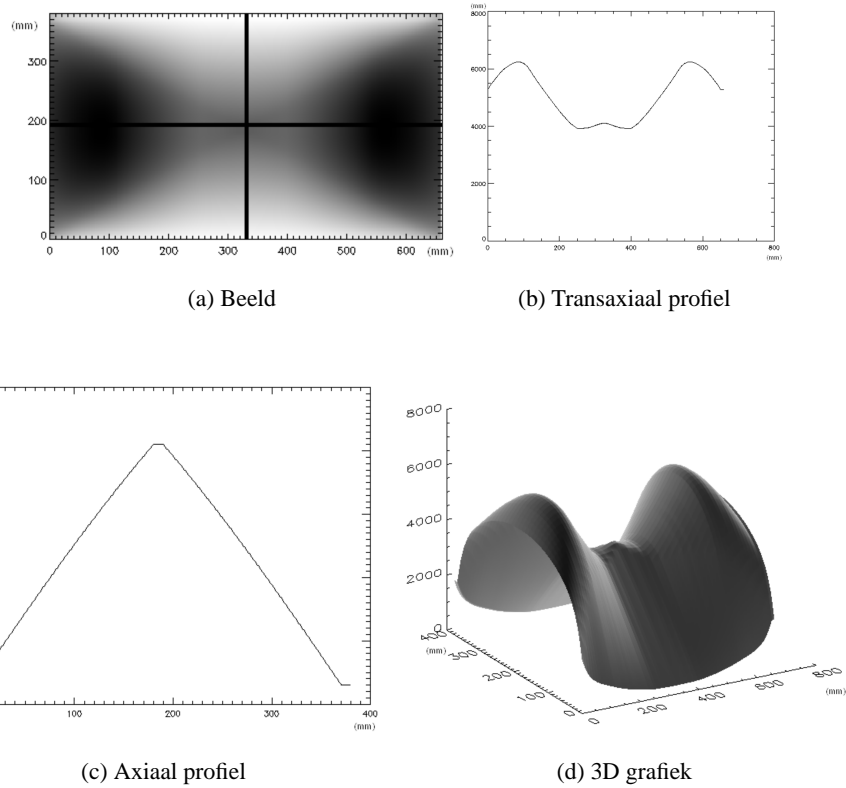
Figuur 5.5: Sensitiviteit voor een tweekopsconfiguratie. In (a) is de horizontale as de transaxiale richting, de verticale as de axiale richting.

de derde kop. Deze tangentiële verschuiving werd in rekening gebracht. De resultaten van de berekeningen worden getoond in figuren 5.5, 5.6 en 5.7 voor de tweekops-, de U-vormige- en de triangulaire configuratie. Sensitiviteitswaarden worden afgebeeld als grijswaarden in het beeld, met de donkerste gebieden corresponderend met de hoogste sensitiviteit, of als hoogten in de 3D grafieken en in de axiale en transaxiale profielen. De eenheden zijn arbitrair gekozen, maar zijn ten opzichte van elkaar genormaliseerd. De horizontale en verticale lijnen in de beelden geven de posities aan van de transaxiale en axiale profielen.

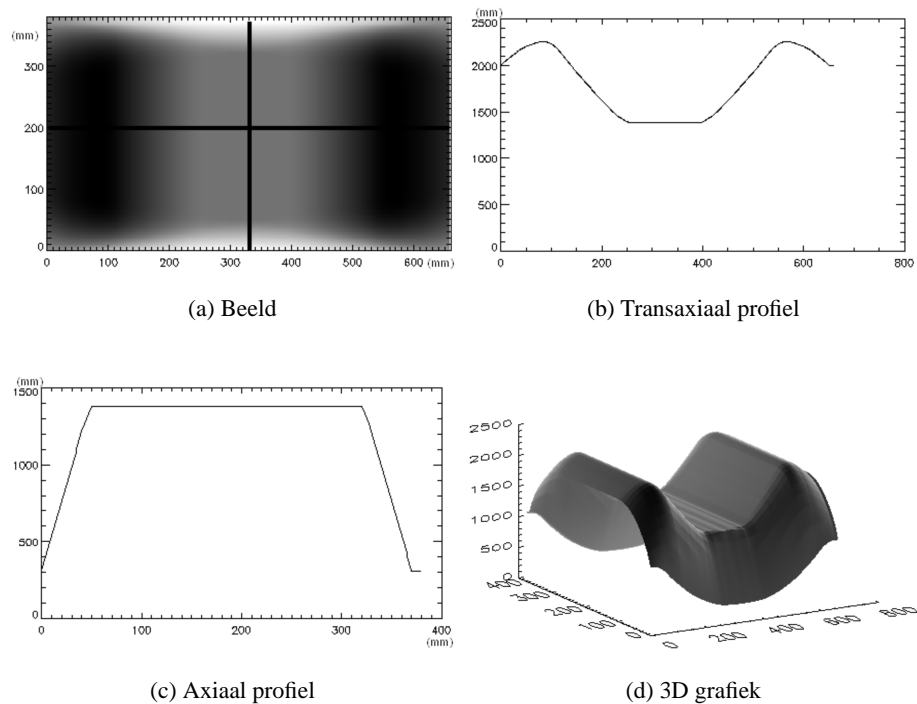
De sensitiviteitswaarden werden berekend voor een maximale FOV, in de axiale richting tussen de twee axiale randen van de camera en in de transaxiale richting van het COR in het centrum van het beeld tot het detectoroppervlak. In een realistische opstelling zal de transaxiale radius van de FOV uiteraard



Figuur 5.6: Sensitiviteit voor een U-vormige configuratie. In (a) is de horizontale as de transaxiale richting, de verticale as de axiale richting.



Figuur 5.7: Sensitiviteit voor een triangulaire configuratie. In (a) is de horizontale as de transaxiale richting, de verticale as de axiale richting.



Figuur 5.8: Sensitiviteit voor een triangulaire configuratie met gebruik van axiale septa. In (a) is de horizontale as de transaxiale richting, de verticale as de axiale richting.

kleiner gekozen worden dan de rotatieradius, waardoor slechts een bepaald deel van het getoonde sensitiviteitsverloop zal gebruikt worden.

Uit de figuren blijkt dat de transaxiale sensitiviteitsprofielen in de centrale axiale FOV gelijkaardig verlopen als de profielen berekend in het 2D geval, besproken in het vorige hoofdstuk. In de axiale richting zien we een quasi-lineair verval van de sensitiviteit met toenemende afstand tot het centrum van de FOV.

We berekenden ook de sensitiviteit van een triangulair systeem met axiale septa. Het gebruik van deze septa werd gesimuleerd door de axiale hoek van inval te beperken tot 9° . Het resulterende sensitiviteitsverloop wordt voorgesteld in figuur 5.8.

5.3.3 Monte-Carlosimulaties van 3D sensitiviteit

Zoals in het vorige hoofdstuk werd gedaan voor de 2D sensitiviteitsprofielen, hebben we ook voor de 3D sensitiviteit de juistheid van de ontwikkelde methode nagegaan door middel van Monte-Carlosimulaties. De gebruikte simulator was dezelfde als deze besproken in het vorige hoofdstuk. Omdat het hier echter gaat om de simulatie van een 3D PET-systeem werd de axiale invalshoek niet beperkt. Ook hier werden voor de berekening van een 3D sensitiviteitsprofiel telkens $100 \cdot 10^6$ fotonen gesimuleerd. Tabel 5.1 toont het aantal fotonparen dat door de detectorkoppen effectief werd gemeten. Men kan opmerken dat een relatief klein deel van de gesimuleerde fotonen gedetecteerd werden. Dit ligt aan het feit dat er geen restrictie opgelegd wordt aan de axiale uitzendhoek, zodat fotonen uniform in alle richtingen worden uitgezonden, dit in tegenstelling tot wat het geval was in het tweedimensionale geval, waar de axiale uitzendhoek werd beperkt tot 9° . Het feit dat relatief weinig fotonen worden gedetecteerd resulteert in meer ruis op de verkregen sensitiviteitsprofielen.

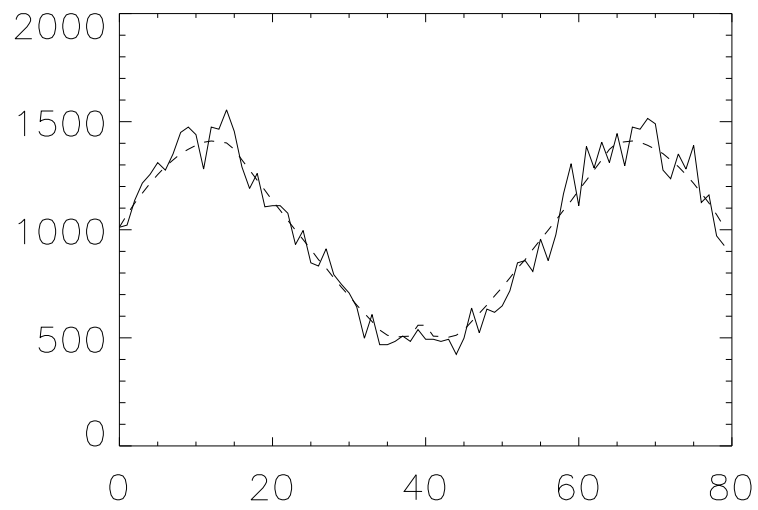
Tabel 5.1: Aantal gedetecteerde coïncidenties voor de drie configuraties.

<i>Configuratie</i>	<i>Aantal gedetecteerde coïncidenties</i>
Tweekops	470.543
U-vorm	1.458.117
Triangulair	1.741.114

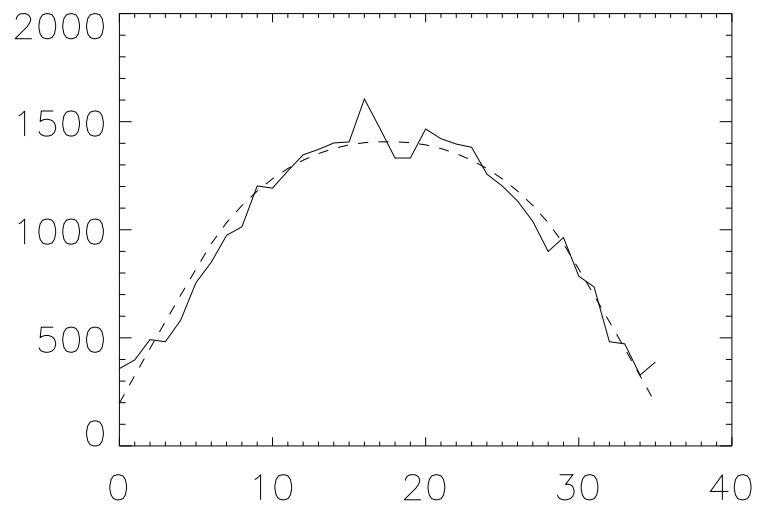
De sensitiviteitsmappen verkregen met de Monte-Carlosimulaties werden vergeleken met de berekende mappen. In figuur 5.9 wordt een transaxiale doorsnede door de sensitiviteitsmap voor de triangulaire configuratie getoond. Figuur 5.10 toont de axiale doorsnede voor deze configuratie. Figuren 5.11 en 5.12 tonen de transaxiale doorsneden voor respectievelijk de U-vormige en de tweekopsconfiguratie. De axiale doorsneden voor deze configuraties worden niet optoond, aangezien ze een gelijkaardig verloop vertonen als de axiale doorsnede voor de triangulaire configuratie. De figuren tonen dat Monte-Carlosimulaties en berekende profielen goed overeenkomen.

5.3.4 Bespreking

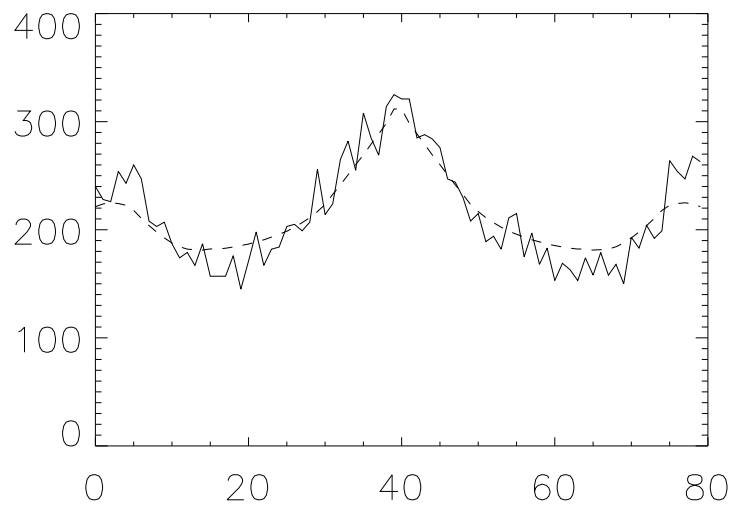
Voor een tweekopssysteem resulteert de sensitiviteitsberekening in een verloop dat zowel in axiale als in transaxiale richting ongeveer lineair daalt. Dit was



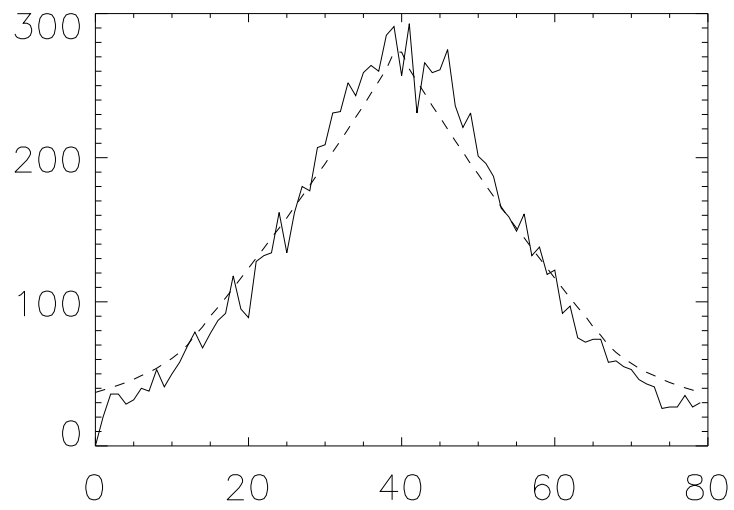
Figuur 5.9: Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een triangulaire configuratie in 3D: transaxiale doorsnede.



Figuur 5.10: Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een triangulaire configuratie in 3D: axiale doorsnede.



Figuur 5.11: Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een U-vormige configuratie in 3D: transaxiale doorsnede.



Figuur 5.12: Monte-Carlosimulatie (volle lijn) en berekende sensitiviteit (streepjeslijn) voor een tweekopsconfiguratie in 3D: transaxiale doorsnede.

reeds gekend in de literatuur [66]. Het U-vormige systeem geeft een redelijk vlakke sensitiviteitsverdeling in de transaxiale richting. In deze configuratie wordt de dalende sensitiviteit van een tweekopssysteem naar de randen van de FOV toe gecompenseerd door de derde kop aan de zijkant. De invoering van een tangentiële verschuiving voor deze configuratie resulteert in een afvlakking van de piek in het centrum van de FOV in vergelijking met de scherpe piek bij een tweekopsconfiguratie. De sensitiviteit stijgt weer aan de transaxiale randen van de FOV, maar we moeten er rekening mee houden dat, in een realistische beeldvormingssituatie, de FOV steeds kleiner zal zijn dan de rotatieradius, en dus niet volledig tot het einde van het hier getoonde profiel zal gaan. De triangulaire configuratie vertoont een verlaging van de sensitiviteit in het centrum, en, zoals reeds besproken in het vorige hoofdstuk, deze verlaging zal des te groter worden naarmate de detectorkoppen verder uit elkaar geplaatst worden, aangezien dit leidt tot een grotere spleet tussen de detectorkoppen. Wanneer het echter mogelijk is de detectorkoppen dicht bij elkaar te plaatsen, bijvoorbeeld in hersenbeeldvorming, treedt deze verlaging niet op, en in dat geval geeft de triangulaire configuratie een maximale sensitiviteit.

Wat betreft de berekening voor een configuratie met axiale septa kan men zien dat het transaxiale profiel overeenkomstig vertoont met het centrale transaxiale profiel voor het geval zonder axiale septa. Zoals verwacht kon worden is het verloop in de axiale richting veel vlakker. Aan de axiale randen van de FOV zal de sensitiviteit ook hier uiteindelijk naar 0 dalen. In een groot gedeelte van de FOV komt het verloop van de sensitiviteit overeen met de sensitiviteit berekend met de 2D methode. Deze methode kan dus inderdaad gebruikt worden als benadering als de acquisitie gebeurt met axiale septa.

5.4 3D sensitiviteitsberekening: scheidbaarheid

Een andere manier om de driedimensionale sensitiviteit te berekenen is er van uit te gaan dat de sensitiviteitsfunctie $w(r, z)$ scheidbaar is, en dus te schrijven als:

$$w(r, z) = w_1(r)w_2(z). \quad (5.9)$$

In deze vergelijking is $w_1(r)$ de transaxiale component en $w_2(z)$ de axiale component.

Zo zou bijvoorbeeld $w_1(r)$ de tweedimensionale sensitiviteit kunnen voorstellen, zoals berekend in het vorige hoofdstuk, en $w_2(z)$ een lineaire functie van $|z|$, gaande van een maximum in het centrum van de FOV tot 0 aan de axiale randen van de FOV. Aan deze randen worden de axiale hoeken ϵ en γ

identisch 0.

Deze aanpak werd gekozen door de fabrikant van de IRIX-gammacamera, en de hier volgende studie heeft tot doel na te gaan in hoeverre deze benadering juist is.

5.4.1 Methoden

Voor deze studie vertrokken we van de driedimensionale sensitiviteitsberekening voor de drie configuraties die hiervoor werden besproken: tweekops, U-vormig en triangulair. Deze configuraties werden bekeken voor verschillende rotatieradii. Voor de kleinere radii werden tangentiële verschuivingen toegepast in overeenstemming met de reële IRIX-configuratie, teneinde contact tussen de detectorkoppen te vermijden. Tabel 5.2 geeft de onderzochte radii voor een triangulaire configuratie, samen met de bijbehorende tangentiële verschuivingen. Tabel 5.3 toont de gegevens voor de onderzochte U-vormige configuraties. In het tweekopsgeval werden geen tangentiële verschuivingen toegepast. De sensitiviteit wordt berekend van het COR tot het kristaloppervlak van de detector.

Tabel 5.2: Onderzochte radii voor de triangulaire configuratie.

<i>Detectorradius (cm)</i>	<i>Tangentiële verschuiving (cm)</i>
41.0	0.0
36.0	0.0
31.0	0.0
26.0	5.2
21.0	13.8

Om te onderzoeken in welke mate de berekende sensitiviteitsprofielen scheidbaar zijn nemen we een punt in de sensitiviteitsmap $w(r, z): w(r_0, z_0)$. In dit punt worden de profielen genomen in de axiale en de transaxiale richting. Op die manier bekommen we twee 1D functies:

$$h(r) = w(r, z_0), \quad (5.10)$$

en

$$g(z) = w(r_0, z). \quad (5.11)$$

Tabel 5.3: Onderzochte radii voor de U-vormige configuratie.

<i>Detectorradius (cm)</i>	<i>Tangentiële verschuivingen koppen 2 and 3 (cm)</i>
41	0.0
36.0	0.0
31.0	9.4
29.0	13.7

Met deze twee functies construeren we een nieuwe tweedimensionale functie:

$$w_{\text{sep}}(r, z) = \frac{h(r)g(z)}{w(r_0, z_0)}. \quad (5.12)$$

Indien $w(r, z)$ scheidbaar is, hetgeen betekent dat w te schrijven is als $w(r, z) = w_1(r)w_2(z)$, dan zal $w_{\text{sep}}(r, z)$ gelijk zijn aan $w(r, z)$, aangezien in dat geval

$$h(r) = w_1(r)w_2(z_0), \quad (5.13)$$

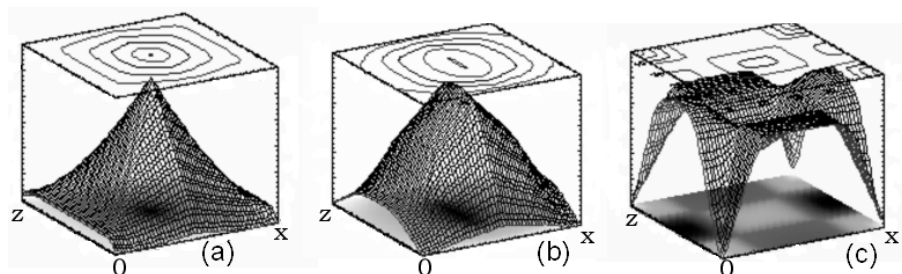
en

$$g(z) = w_1(r_0)w_2(z). \quad (5.14)$$

Indien echter $w(r, z)$ niet scheidbaar is, dan zal $w_{\text{sep}}(r, z)$ slechts een benadering zijn van w . Om te berekenen in welke mate dit een goede benadering is, en dus in welke mate de sensitiviteitsfunctie scheidbaar is, berekenen we de functie:

$$w_{\text{dif}}(r, z) = 100 \frac{w_{\text{sep}}(r, z) - w(r, z)}{w(r, z)}. \quad (5.15)$$

Deze functie geeft in elk punt het procentueel verschil tussen $w(r, z)$ en $w_{\text{sep}}(r, z)$. Het referentiepunt (r_0, z_0) werd gekozen door w_{dif} voor alle mogelijke referentiepunten te berekenen, en de gemiddelde absolute waarde te berekenen van deze functie over de totale FOV. Het referentiepunt met de kleinste gemiddelde fout werd gekozen, aangezien dit referentiepunt de scheidbare functie oplevert die het best overeenkomt met $w(r, z)$.



Figuur 5.13: Sensitiviteitsmap (a) , scheidbare sensitiviteitsmap (b) , en procentueel verschil (c) voor een tweekopsconfiguratie met een rotatieradius van 41.0 cm.

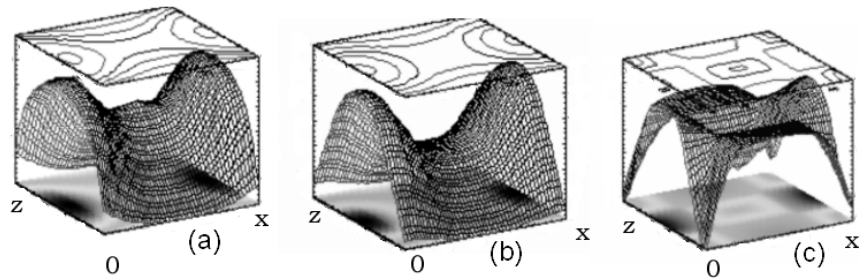
5.4.2 Resultaten

In figuren 5.13, 5.14 en 5.15 worden drie voorbeelden gegeven van sensitiviteitsmappen in deel (a) van de figuren, één voor elke configuratie. De figuren tonen eveneens, in deel (b), de scheidbare map berekend volgens de methode hierboven beschreven, en in deel (c) het procentueel verschil w_{dif} . De sensitiviteitsmap voor de tweekopsconfiguratie is getoond voor een radius van 41 cm, die voor een triangulaire configuratie voor een radius van 31 cm, en de map voor de U-vormige configuratie is getoond voor een radius van 36 cm.

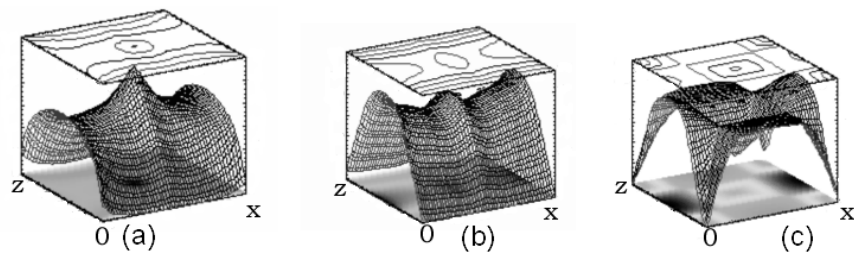
Als FOV kozen we de rotatieradius van de COR tot het kristaloppervlak minus 10 cm. Deze 10 cm bestaan uit de ruimte die de afscherming van de detectorkoppen en de graduële absorptieplaten innemen (in totaal 6 cm), en bovendien een realistische afstand tussen het detectoroppervlak en de patiënt van 4 cm. In de axiale richting kozen we een FOV van 35 cm. De X -as representeert de transaxiale richting, de Z -as de axiale richting. De hoogte van het oppervlak geeft de sensitiviteit weer in dat punt, of het procentueel verschil in het geval van (c).

Figuren 5.13, 5.14 en 5.15 tonen dat er grote verschillen zijn tussen de berekende sensitiviteit en de scheidbare sensitiviteit voor elke configuratie, en dat de verschillen groter worden aan de randen van de FOV.

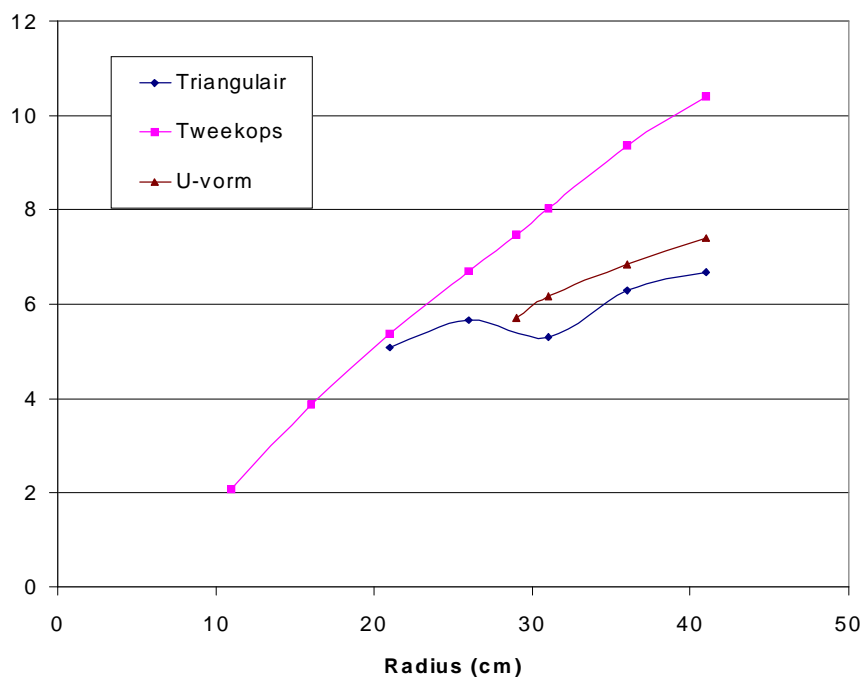
Teneinde te evalueren hoe groot de verschillen zijn hebben we, voor de drie configuraties, het gemiddeld absoluut verschil over de FOV uitgezet als functie van de detectorradius. Ook hier weer werd de grootte van de FOV in transaxiale richting gelijk aan de detectorradius minus 10 cm gekozen. Deze grafiek wordt getoond in figuur 5.16. Deze figuur laat uitschijnen dat de scheidbaarheid verbetert naarmate de rotatieradius verkleint. Dit effect is echter te wijten aan het feit dat de buitenste delen van de FOV worden weggelaten in de berekening wegens de fysische beperkingen van de reële detectorconfiguratie. De



Figuur 5.14: Sensitiviteitsmap (a) , scheidbare sensitiviteitsmap (b) , en procentueel verschil (c) voor een triangulaire configuratie met een rotatieradius van 31.0 cm.



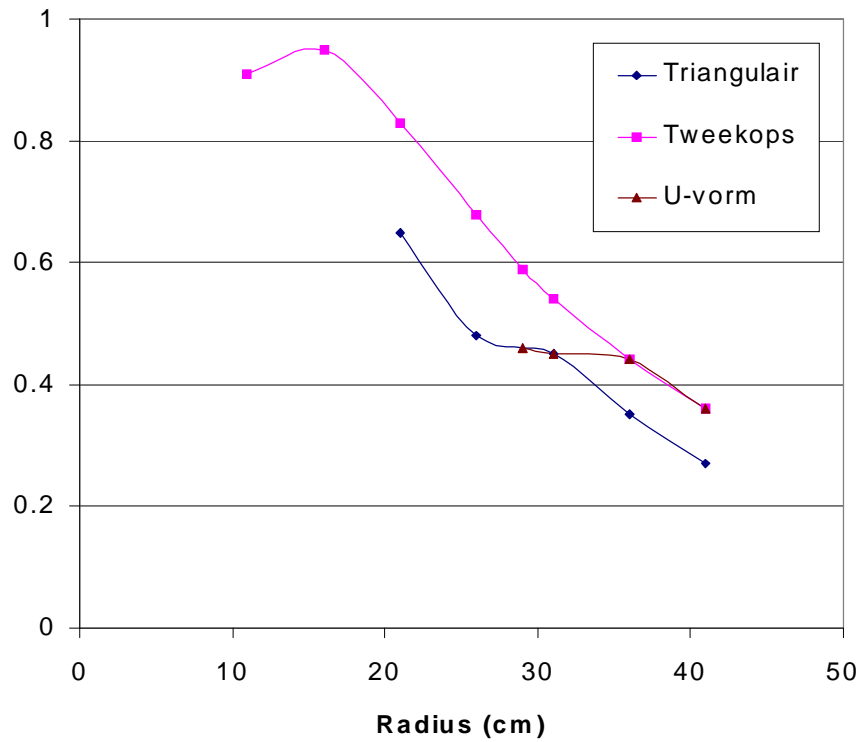
Figuur 5.15: Sensitiviteitsmap (a) , scheidbare sensitiviteitsmap (b) , en procentueel verschil (c) voor een U-vormige configuratie met een rotatieradius van 36.0 cm.



Figuur 5.16: Gemiddeld absoluut verschil over de gehele FOV in functie van de detectorradius voor de drie verschillende configuraties.

delen van de FOV die worden weggelaten worden relatief belangrijker voor kleinere radii, en het is in deze weggelaten delen aan de rand van de FOV dat de verschilwaarden het grootst worden.

We hebben het gemiddelde absolute verschil uitgezet voor de centrale 20 cm van de FOV in figuur 5.17. In deze figuur treedt het hierboven besproken effect van het toenemende belang van het weggelaten deel van de FOV voor kleinere radii niet op. In dit geval zien we dat de scheidbaarheid in feite beter wordt naarmate de radius groter wordt. Dit kan worden verklaard doordat de axiale invalshoek minder varieert voor grotere rotatieradii. De maximale procentuele verschillen lagen voor alle configuraties boven de 50 % voor de totale FOV en boven de 7 % voor de centrale 20 cm. Dit betekent dat de scheidbare benadering voor geen enkele configuratie opgaat.



Figuur 5.17: Gemiddeld absoluut verschil over de centrale 20 cm van de FOV in functie van de detectorradius voor de drie verschillende configuraties.

5.5 Besluit en originele bijdragen

In dit hoofdstuk hebben we de driedimensionale geometrische sensitiviteitsberekening besproken voor een driekopsgammacamera in coïncidentiemode. De sensitiviteitsberekening voor een tweekopssysteem werd al eerder in de literatuur besproken; wij hebben deze werkwijze uitgebreid voor een driekopssysteem, en de gevonden resultaten zijn eenvoudig uitbreidbaar naar een willekeurige configuratie, zowel wat betreft het aantal detectorkoppen als wat betreft de stand van deze koppen. Tenslotte hebben we onderzocht in hoeverre de scheidbare benadering, die wordt gebruikt door de huidige camera, opgaat. Het bleek dat deze benadering niet geldig is en dat dus een volledig driedimensionale berekening, zoals hier door ons voorgesteld, nodig is.

Dit werk werd voorgesteld in verscheidene internationale en nationale congressen, en verscheen als proceeding [75–77]. De methode voor driedimensionale sensitiviteitsberekening is bovendien gepubliceerd in een toonaangevend internationaal tijdschrift [78].

Tot slot van dit deel merken we nog op dat zeer recent door de onderzoeksgroep van Marconi een alternatieve berekeningswijze voor de geometrische LOR-sensitiviteit werd voorgesteld [79]. Deze methode vertrekt van de 4D sinogrammen om de sensitiviteit van een bepaalde LOR te berekenen. Dit werk refereert naar enkele van onze publicaties.

Hoofdstuk 6

Stationaire driekops- coïncidentiedetectie

6.1 Inleiding

In wat voorafging hebben we een methode uitgewerkt voor de berekening van de geometrische sensitiviteit van een driekopsgammacamera. Dit gebeurde zowel voor een 2D als voor een 3D configuratie. Beide methoden gaan evenwel uit van een roterende gammacamera, aangezien rotationele gewichten van LOR's de basis van de berekening vormen. Dit vormt voor de huidige klinische toepassingen geen probleem, aangezien de gammacamera in coïncidentiemode steeds zal roteren teneinde complete data te bekomen.

Zoals reeds besproken in een eerder hoofdstuk kunnen de detectorkoppen van een IRIX-gammacamera zeer dicht bij elkaar geplaatst worden door de mogelijkheid van een tangentiële verplaatsing. Op deze manier wordt een groot deel van de LOR's gemeten met slechts één camerastand. Men kan dan aan de mogelijkheid denken om beelden op te nemen zonder enige camera-rotatie. Er zullen dan uiteraard wel een aantal LOR's niet gemeten worden tijdens de acquisitie, maar er bestaan technieken om hiervoor te compenseren. Mogelijke toepassingen voor dit soort acquisities kunnen gevonden worden in het domein van de dynamische beeldvorming. Hier wordt geen beeld opgenomen van een statische activiteitsverdeling in het lichaam van de patiënt; in de plaats daarvan wordt een reeks kortstondige acquisities opgenomen die een idee kunnen geven over de evolutie van de activiteitsverdeling van een bepaalde speurstof in het lichaam van de patiënt naarmate de tijd verstrijkt. Als de gewenste tijdsresolutie klein wordt, en dus de opeenvolgende acquisities zeer kortstondig worden, is er geen tijd meer om de camera te laten roteren tijdens de acquisitie. Een mogelijke oplossing is dan het opnemen van beelden

met een stilstaande camera.

Voor de reconstructie van beelden opgenomen met een stilstaande camera moet, net als voor acquisities met een roterende camera, gecorrigeerd worden voor de niet-uniforme sensitiviteit. Wanneer de camera niet roteert is het natuurlijk onmogelijk om uit te gaan van de rotationele gewichten voor de berekening van deze sensitiviteit. In dit hoofdstuk wordt een methode ontwikkeld voor de berekening van de geometrische sensitiviteit van een meerkops-gammacamera in coïncidentiemode bij stationaire werking. De methode gaat uit van de berekening van de ruimtehoek onder dewelke een bepaald punt de detectoren ziet.

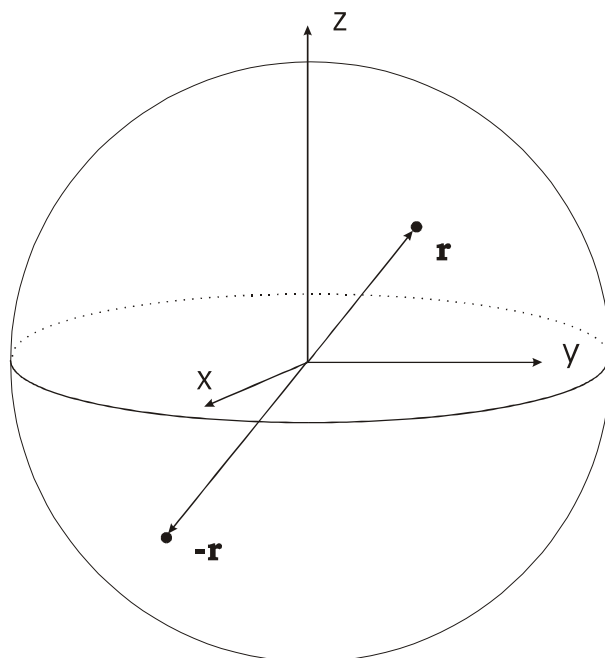
In wat volgt wordt eerst beschreven wat de ontbrekende data zijn voor een stationaire IRIX-camera. Er wordt besproken wat de voorwaarde is om complete data te bekomen in PET-beeldvorming, en in hoeverre aan deze voorwaarde is voldaan voor een roterende en voor een stilstaande gammacamera. Vervolgens worden enkele methoden besproken om te compenseren voor ontbrekende data bij de reconstructie van PET-beelden.

Daarna volgt een uitwerking van de sensitiviteitsberekening voor een stilstaande gammacamera. De berekening wordt geïllustreerd aan de hand van het voorbeeld van de IRIX-camera met de detectorkoppen zo dicht mogelijk bijeen. Anderzijds kan men uit de sensitiviteit van een stilstaande camera ook de sensitiviteit van een roterende camera afleiden door te integreren over alle camerastanden. Het aldus bekomen resultaat wordt vergeleken met de in het vorige hoofdstuk besproken resultaten.

6.2 Ontbrekende data voor een stationaire camera

We merkten reeds op dat, indien de gammacamera stationair is, een aantal LOR's niet gemeten worden. Dit is echter ook het geval bij een camera die wel roteert: sommige LOR's vallen buiten de axiale FOV van de camera en zullen dus nooit gedetecteerd worden. Toch vormen de aldus verkregen data een complete set waaruit, althans mathematisch gezien, een beeld kan worden berekend zonder artefacten. We zullen in de hier volgende paragrafen bespreken wat de voorwaarde is om zo'n complete dataset te bekomen.

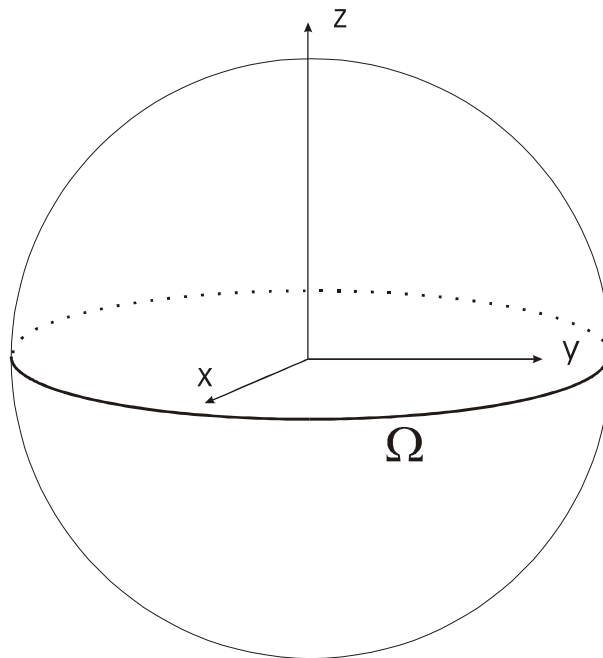
De voorwaarde voor een complete dataset wordt gegeven door de conditie van Orlov [80]. We zullen deze conditie nu bespreken aan de hand van figuur 6.1. De data waarvan hier sprake is zijn projecties van een object. Elke projectie volgens een bepaalde richting kan voorgesteld worden door een punt op de eenheidsbol, die we in wat volgt de Orlovsfeer zullen noemen: dit punt wordt gegeven door de richtingsvector overeenstemmend met de richting van de projectie, \mathbf{r} . In PET zijn de projecties in twee tegenoverstaande richtingen



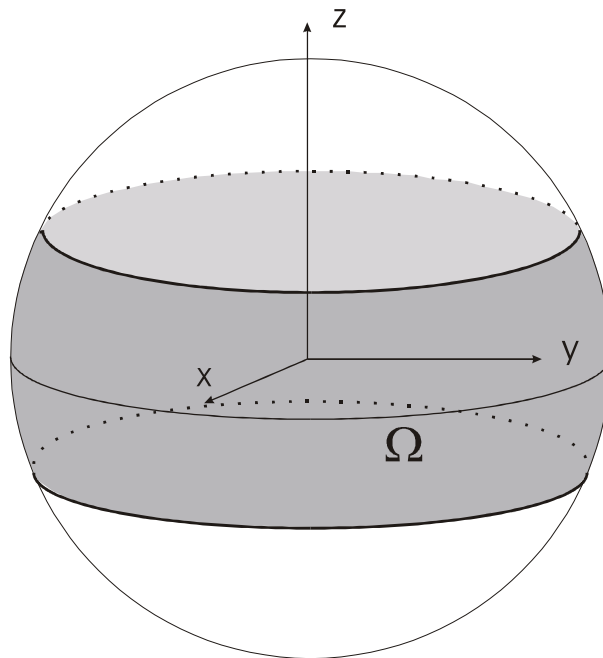
Figuur 6.1: De Orlovsfeer en Ω voor één projectie in PET.

gelijkwaardig, zodat een projectie in feite overeenstemt met twee overstaande punten op de eenheidsbol: \mathbf{r} en $-\mathbf{r}$. De vectoren overeenstemmend met alle projecties die van het object worden gemeten worden uitgezet op de Orlovsfeer. De verzameling van al deze punten wordt met Ω aangeduid. Voor één enkele projectie bestaat de verzameling Ω dus uit de twee punten \mathbf{r} en $-\mathbf{r}$. Voor het geval van SPECT of 2D PET, waarbij alle projecties in het transaxiale vlak liggen en waarbij de camera een volledige cirkel beschrijft rond de patiënt, bestaat de verzameling Ω uit de grote cirkel in het XY -vlak, zoals getoond in figuur 6.2. In het geval van 3D PET met een volle ring of met een roterende detector wordt de verzameling Ω afhankelijk van de plaats in de FOV, aangezien de grootste axiale invalshoek op de detector afhankelijk is van de axiale coördinaat in de FOV. De verzameling Ω ziet eruit zoals weergegeven in figuur 6.3, waarbij de breedte van de band afhankelijk is van de maximale axiale invalshoek op de detector.

De conditie van Orlov zegt, dat een dataset compleet is, als elke mogelijke grote cirkel op de Orlovsfeer minstens één punt gemeen heeft met de verzameling Ω . De lezer kan eenvoudig nagaan dat in het geval van een 2D opname met een complete rotatie, zoals getoond in figuur 6.2, aan deze conditie vol-



Figuur 6.2: De Orlovsfeer en Ω in 2D PET en SPECT.



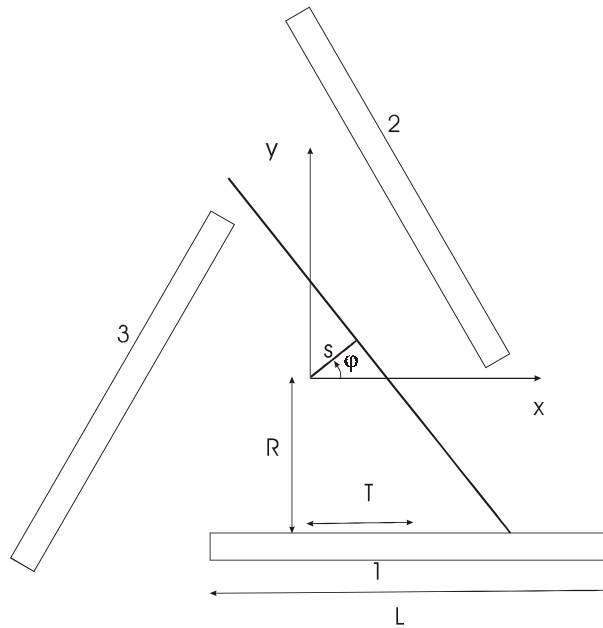
Figuur 6.3: De Orlovsfeer en Ω in 3D PET.

daan is: elke willekeurige grote cirkel snijdt elke andere grote cirkel of valt er mee samen. Hetzelfde geldt voor de situatie in 3D PET weergegeven in figuur 6.3.

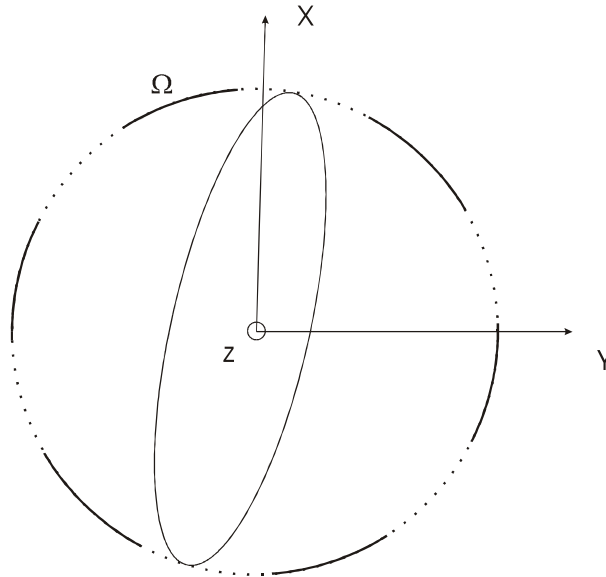
In SPECT met een parallelle-bundelcollimator en in 2D PET met een volle ring is de verzameling Ω dezelfde in elk punt van de FOV: als een bepaalde projectie gemeten wordt in een bepaald punt, wordt ze in de hele FOV gemeten. In het geval van een meer algemene detectorconfiguratie is dit echter niet meer het geval. De verzameling Ω zal dan afhankelijk worden van de plaatsen in de FOV. Zo kan voor een bepaalde detectorconfiguratie op bepaalde plaatsen in de FOV wel en op andere plaatsen niet aan de Orlovconditie voldaan zijn. Metzler et al. [81] beschreven recent een techniek die berekent waar in de FOV aan de Orlovconditie voldaan wordt, en dit voor een aantal verschillende beeldvormingssituaties. De verzameling punten van de FOV waar aan de Orlovconditie voldaan is noemden ze het Orlovvolume.

We zullen nu nagaan of een opname met een stationaire camera kan leiden tot een complete dataset. Figuur 6.4 toont de detectoropstelling voor de IRIX-camera in de driehoeksconfiguratie met de detectoren zo dicht mogelijk bij elkaar. De radius bedraagt in dit geval 210 mm, met een tangentiële verschuiving van 138 mm. Zoals te zien is op de figuur is de afstand tussen de detectorkoppen nog relatief groot, hetgeen voor een belangrijk deel te wijten is aan de afscherming die voor de koppen geplaatst is. Indien het mogelijk zou zijn zonder afscherming of met een veel dunnere afscherming te werken, zou de detectorradius kunnen gereduceerd worden tot 150 mm, of zouden de detectorkoppen op een radius van 21.0 cm geplaatst kunnen worden zonder tangentiële verschuiving.

We bespreken eerst de volledigheid van de data in 2D werking. In deze werking worden enkel LOR's in het transaxiale vlak gedetecteerd. Een LOR kan dan worden beschreven aan de hand van twee parameters: de loodrechte afstand tot de oorsprong s en de hoek φ , zoals getoond in figuur 6.4. De LOR die in deze figuur wordt getoond wordt duidelijk door de camera niet gedetecteerd, aangezien de LOR slechts één detector snijdt. De LOR's die wel gedetecteerd worden, en dus de verzameling Ω , is in dit geval afhankelijk van de plaats in de FOV. Wel weten we dat de verzameling een deelverzameling zal zijn van de Ω die getoond wordt in figuur 6.2, aangezien deze verzameling alle projecties in het transaxiale vlak omvat. Doordat de detectorkoppen in het stationaire geval niet aansluiten zullen bepaalde projecties niet opgemeten worden, waardoor de overeenkomstige Ω geen volle grote cirkel meer zal zijn. Bovendien weten we dat, in het geval van PET, een gemeten punt op de Orlofsfeer meteen impliceert dat ook het tegenoverstaande punt op de sfeer gemeten wordt. De verzameling Ω is voor PET dus puntsymmetrisch ten opzichte van



Figuur 6.4: De IRIX-camera met de detectorkoppen zo dicht mogelijk bij elkaar. De radius R bedraagt 210 mm, de lengte L van de koppen 528 mm en de tangentiële verschuiving T 138 mm. Ook aangeduid is een LOR met radiale afstand s en hoek φ .



Figuur 6.5: Verzameling Ω in het centrum van de FOV voor de IRIX-camera in stationaire 2D werking. De z-as komt uit de figuur.

het middelpunt van de Orlovsfeer. Omgekeerd zal dus, indien een punt niet gemeten wordt, en dus niet tot Ω behoort, ook het tegenoverstaande punt niet tot Ω behoren. Hieruit kunnen we afleiden dat een 2D-acquisitie met een stationaire camera niet aan de Orlovconditie voldoet. Bijvoorbeeld de grote cirkel loodrecht op de cirkel waarin Ω ligt, en die deze cirkel snijdt op een plaats waar Ω onderbroken is, zal geen enkel punt met Ω gemeen hebben, aangezien deze grote cirkel het transaxiale vlak slechts snijdt in de twee tegenovergestelde punten die geen deel uitmaken van Ω .

Figuur 6.5 toont de verzameling Ω in het centrum van de FOV voor de camera in de stand getoond in figuur 6.4. Ω is in vette lijnen aangeduid. De cirkel is in dit geval op 6 plaatsen onderbroken, overeenkomend met de 3 spleten tussen de detectorkoppen en de tegenoverstaande gebieden. Op de figuur is eveneens een voorbeeld aangegeven van een grote cirkel die de verzameling Ω niet snijdt.

Ook in de 3D werking zal de verzameling Ω afhangen van de plaats in de FOV. Ω neemt nu de vorm aan van oppervlakken in plaats van lijnstukken, aangezien in dit geval ook projecties buiten het transaxiale vlak opgenomen worden. Ook hier zullen de data niet volledig zijn: door de spleten tussen de detectorkoppen zal de band zoals getoond in figuur 6.3 op bepaalde plaatsen

onderbroken zijn, en door de puntsymmetrische eigenschap van Ω ook op de tegenoverstaande plaats. Hierdoor kan een grote cirkel getekend worden die de verzameling Ω niet snijdt.

6.3 Reconstructie van beelden met incomplete data

Zoals we in de vorige paragrafen besproken hebben voldoet een opname met een stilstaande camera niet aan de Orlovconditie. Als hiermee geen rekening gehouden wordt bij de reconstructie van de beelden verschijnen er storende artefacten in de gereconstrueerde beelden. Er bestaan echter enkele in de literatuur beschreven technieken om deze artefacten te vermijden. Hoewel de reconstructie van beelden uit opnames van een stilstaande camera buiten het bestek van dit doctoraatswerk valt, bespreken we in wat volgt enkele van de in de literatuur beschreven technieken.

De correctietechnieken vallen uiteen in twee grote klassen. Enerzijds zijn er correctietechnieken die uitgaan van een rechtstreekse correctie van het sinogram. Hierna wordt dit sinogram gebruikt als vertrekpunt voor een analytisch of iteratief reconstructiealgoritme. Anderzijds zijn er de technieken die rechtstreeks geïncorporeerd worden in een iteratief reconstructiealgoritme.

De meest eenvoudige techniek start vanuit het sinogram van de acquisitie, waarin banden zonder data voorkomen. Deze banden corresponderen met de ontbrekende data. De techniek maakt nu een schatting van de data in de banden door te interpoleren tussen de data die wel aanwezig zijn [82]. Daarna wordt het aldus bekomen sinogram gereconstrueerd met een gewone gefilterde terugprojectie.

Een tweede techniek die uitgaat van een correctie van het sinogram is de beperkte-fourierruimtemethode (Eng. Constrained Fourier Space method: CSF) [83, 84]. Deze methode vertrekt van de vaststelling dat de 2D fouriertransformatie van een sinogram van een object dat beperkt is in de ruimte (bijvoorbeeld beperkt tot een cirkelvormige FOV) zich in de fourierruimte uitstrekt over een vliedervormig gebied waarvan de exacte vorm uit de straal van de FOV kan worden berekend (zie bijvoorbeeld [85]). Als nu de data incompleet zijn zal het sinogram inconsistent zijn, hetgeen betekent dat het niet overeenstemt met een mogelijke activiteitsverdeling in de FOV. Hierdoor wordt in de 2D fouriertransformatie signaal gecreëerd buiten het toegelaten gebied. In feite komt dit signaal overeen met “negatieve” activiteit buiten de FOV, om de lege banden in het sinogram te kunnen verklaren. De CSF-techniek zal nu uitgaande van het incorrecte sinogram de 2D fouriertransformatie berekenen, en vervolgens alle signaal buiten het toegelaten gebied gelijk aan 0 stellen. Vervolgens wordt de inverse 2D fouriertransformatie berekend. De ontbrekende

data worden opgevuld met de aldus bekomen waarden, terwijl de oorspronkelijke data identiek gehouden worden. Deze procedure wordt herhaald tot de methode naar een oplossing convergeert. Op deze wijze wordt een gecorrigeerd sinogram bekomen. Aan de hand van dit sinogram wordt vervolgens met een analytisch of een iteratief reconstructiealgoritme het beeld gereconstrueerd.

Ook het schatten van de ontbrekende data in het sinogram aan de hand van een iteratief EM-algoritme (Eng: Expectation Maximization) werd in de literatuur beschreven [86].

Andere technieken voeren geen correctie uit op de sinogrammen. Ze steunen op het feit dat iteratieve reconstructiealgoritmen op relatief eenvoudige wijze kunnen worden aangepast aan de situatie van ontbrekende data, in tegenstelling tot analytische algoritmen, die moeten uitgaan van volledige sinogrammen. De sinogrammen worden rechtstreeks gebruikt als invoerdata voor een iteratief reconstructiealgoritme, waarbij de gewichten bij de voorwaartse projectie voor de ontbrekende data gewoon gelijk aan 0 worden gesteld [87, 88]. Er wordt in de literatuur een verbetering van de bekomen resultaten beschreven voor de reconstructie van acquisities met ontbrekende data indien het iteratief reconstructiealgoritme wordt geregulariseerd [89].

6.4 Sensitiviteit voor een stationaire camera

6.4.1 Inleiding

Zoals hiervoor reeds uitgelegd, kunnen we voor de berekening van de sensitiviteit van een stationaire camera niet de techniek gebruiken die in het vorige hoofdstuk ontwikkeld werd, aangezien deze techniek uitgaat van de berekening van de rotationele gewichten van LOR's. In de hier volgende paragrafen ontwikkelen we daarom een alternatieve techniek om de geometrische sensitiviteit van een gammacamera te berekenen, zonder gebruik te maken van rotationele gewichten.

6.4.2 Methoden

De techniek die we hier zullen bespreken komt in feite neer op het berekenen van de ruimtehoek waaronder een bepaald punt in de FOV de detectoren ziet. Zoals reeds eerder het geval was zullen we ook in dit geval de sensitiviteitsberekening afleiden voor het algemene geval van n detectorkoppen die op arbitraire wijze ten opzichte van elkaar gepositioneerd zijn. We zullen dit algemene geval dan in het bijzonder toepassen op de driekopsconfiguratie van

de IRIX-gammacamera.

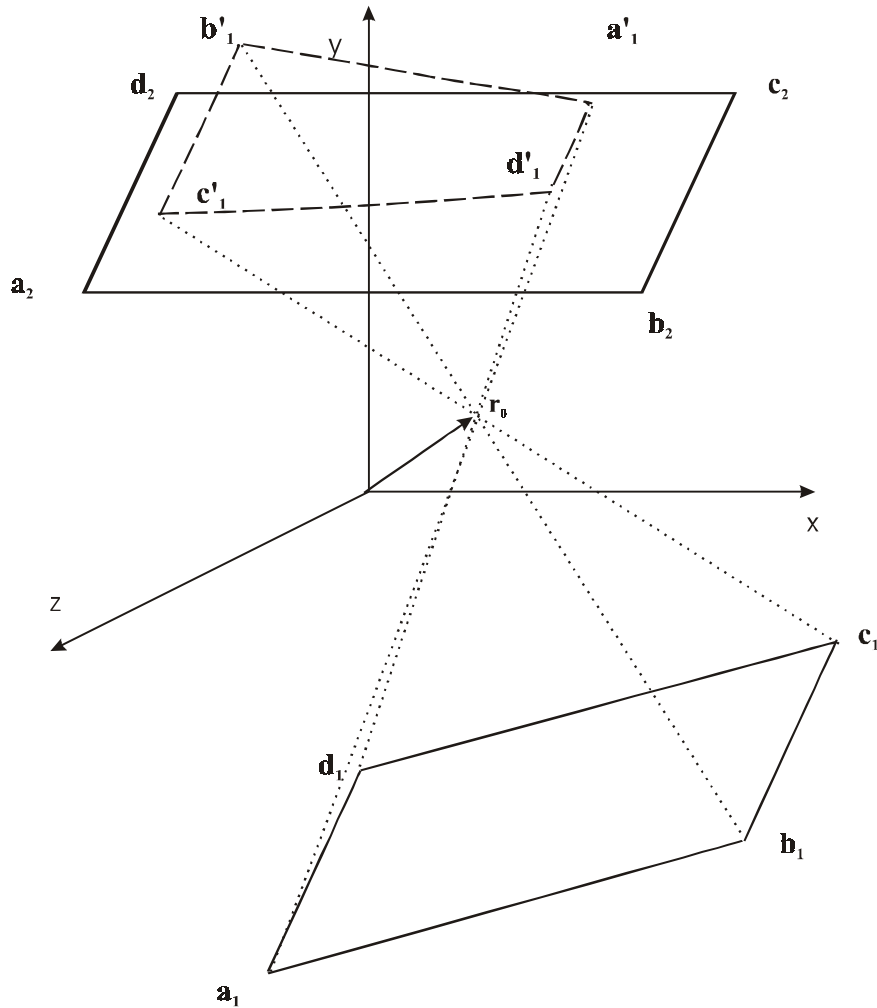
Net als in de vorige hoofdstukken kunnen we voor de berekening van de sensitiviteit van een driekopscamera het probleem ontbinden in drie maal het probleem van een tweekopscamera, om rekening te houden met elk detectorpaar. Het probleem wordt aldus gereduceerd tot het berekenen van de ruimtehoek onder dewelke twee detectoroppervlakken worden gezien vanuit een bepaald punt in de FOV.

In figuur 6.6 wordt de geometrische opstelling voor de berekening van de sensitiviteit van twee stationaire detectorkoppen getoond. De twee detectoren worden gedefinieerd door de hoekpunten a_1, b_1, c_1, d_1 , voor detector 1 en a_2, b_2, c_2, d_2 voor detector 2. We kiezen de assen zó dat het vlak van detector 2 loodrecht staat op de Y -as. In de figuur zijn de detectoren rechthoekig aangegeven, doch dit is geen strikte vereiste voor de hier uitgewerkte methode. De methode is op eenvoudige wijze uitbreidbaar tot meer complexe vormen van de detectorkoppen.

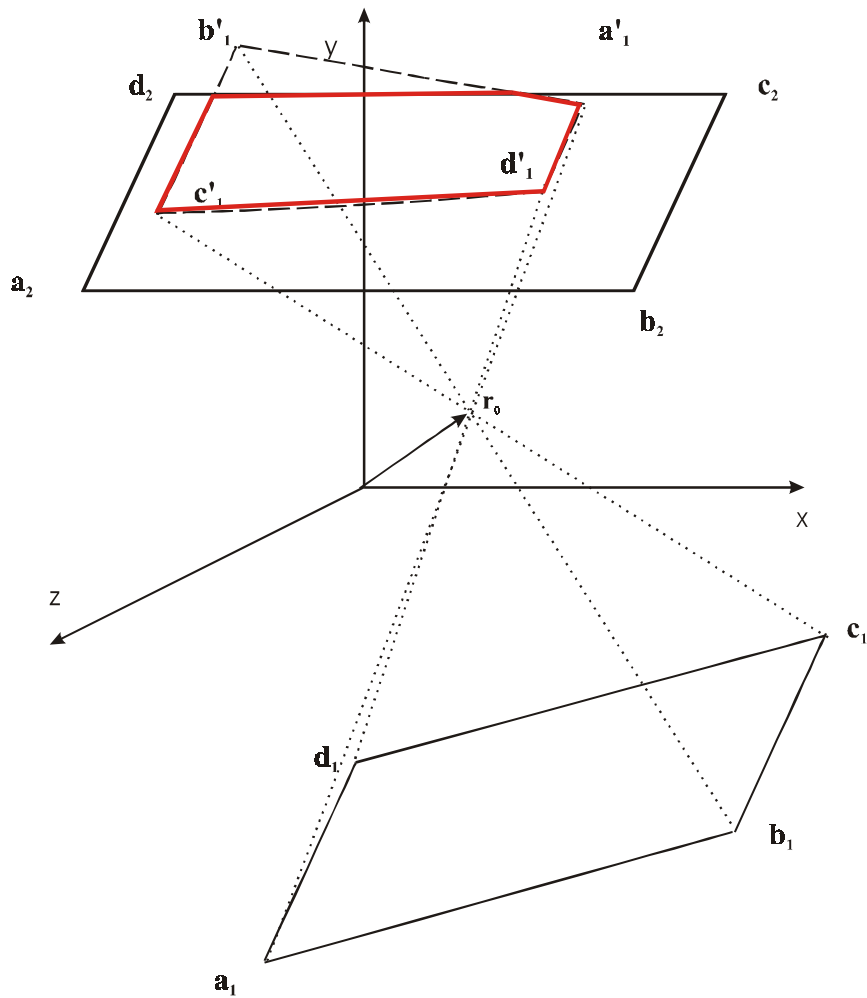
We zullen nu de geometrische sensitiviteit berekenen van een punt r_0 (zie figuur 6.6). De eerste stap van deze berekening is de centrale projectie van elk van de hoekpunten a_1, b_1, c_1, d_1 van detector 1 door r_0 op het vlak waarin detector 2 ligt. We bekomen dan de vierhoek a'_1, b'_1, c'_1, d'_1 . Deze vierhoek blijft niet noodzakelijkerwijze een rechthoek. Indien detector 1 een rechthoek is waarvan de zijden a_1, d_1 en b_1, c_1 evenwijdig liggen met het vlak waarin detector 2 ligt, zoals het geval is bij de IRIX-camera, zal de geprojecteerde figuur een trapezium vormen waarvan de zijden a'_1, d'_1 en b'_1, c'_1 evenwijdig liggen met de zijden a_2, d_2 en b_2, c_2 .

Bij de volgende stap, zoals getoond in figuur 6.7, wordt de doorsnede genomen van de projectie van detector 1 en detector 2. Deze doorsnede wordt in figuur 6.7 aangegeven door middel van de dikke lijnen. Alle LOR's door het punt r_0 die vallen binnen de doorsnede worden door de beide detectoren gedetecteerd. De totale ruimtehoek, die alle mogelijke LOR's door r_0 omvat, bedraagt 4π . De meeste van de LOR's vallen echter naast minstens één van de detectoren en worden aldus niet gedetecteerd. De geometrische sensitiviteit van het punt r_0 wordt gegeven door de fractie LOR's die wel door de twee detectorkoppen gedetecteerd worden. Deze fractie wordt gegeven door de ruimtehoek opgespannen door de hierboven bepaalde doorsnede genormaliseerd op de totale ruimtehoek 4π .

De volgende stap in de berekening bestaat dus uit het bepalen van de ruimtehoek opgespannen door de hierboven bepaalde doorsnede. Hiervoor wordt de doorsnede onderverdeeld in een aantal driehoeken, zoals getoond in figuur 6.8. Naargelang de vorm van de doorsnede zal een verschillend aantal driehoeken nodig zijn om de doorsnede te vullen. De doorsnede kan een driehoek,



Figuur 6.6: Opstelling en parameters voor de 3D sensitiviteitsberekening voor een stationaire camera.



Figuur 6.7: Projectiestap in de 3D sensitiviteitsberekening voor een stationaire camera.

een vierhoek, een vijfhoek of een zeshoek vormen naargelang het aantal snijpunten die detector 2 en de projectie van detector 1 met elkaar gemeen hebben, en naargelang het aantal hoeken van één van de detectoren die in de doorsnede vervat zijn. Figuur 6.9 toont een aantal mogelijke doorsneden, met ook aangegeven de driehoeken die de doorsnede opbouwen. Een driehoek, vierhoek, vijfhoek en zeshoek is onder te verdelen in respectievelijk 1,2,3 of 4 driehoeken.

In figuur 6.8 heeft de bekomen doorsnede een vijfhoekige vorm. We zouden de doorsnede dus kunnen opdelen in slechts 3 in plaats van 4 driehoeken, zoals aangegeven in de figuur. Het door ons geschreven programma deelt echter in dit geval de figuur op in 4 driehoeken om redenen van eenvoud in de broncode: de z-coördinaat van een driehoek wordt steeds voor twee van de drie hoekpunten gelijk gekozen, zodat deze slechts één keer berekend dient te worden.

Het probleem is nu gereduceerd tot het vinden van de ruimtehoek die wordt opgespannen door een driehoek. Als deze driehoek wordt geprojecteerd op een bol met straal 1 en met middelpunt r_0 , bekomen we een boldriehoek, die dezelfde ruimtehoek opspant als de vlakke driehoek, zoals getoond in figuur 6.10. De hoeken van de boldriehoek noemen we α , β en γ . De ruimtehoek ω van een boldriehoek met hoeken α , β en γ wordt gegeven door de eenvoudige formule:

$$\omega = \alpha + \beta + \gamma - \pi. \quad (6.1)$$

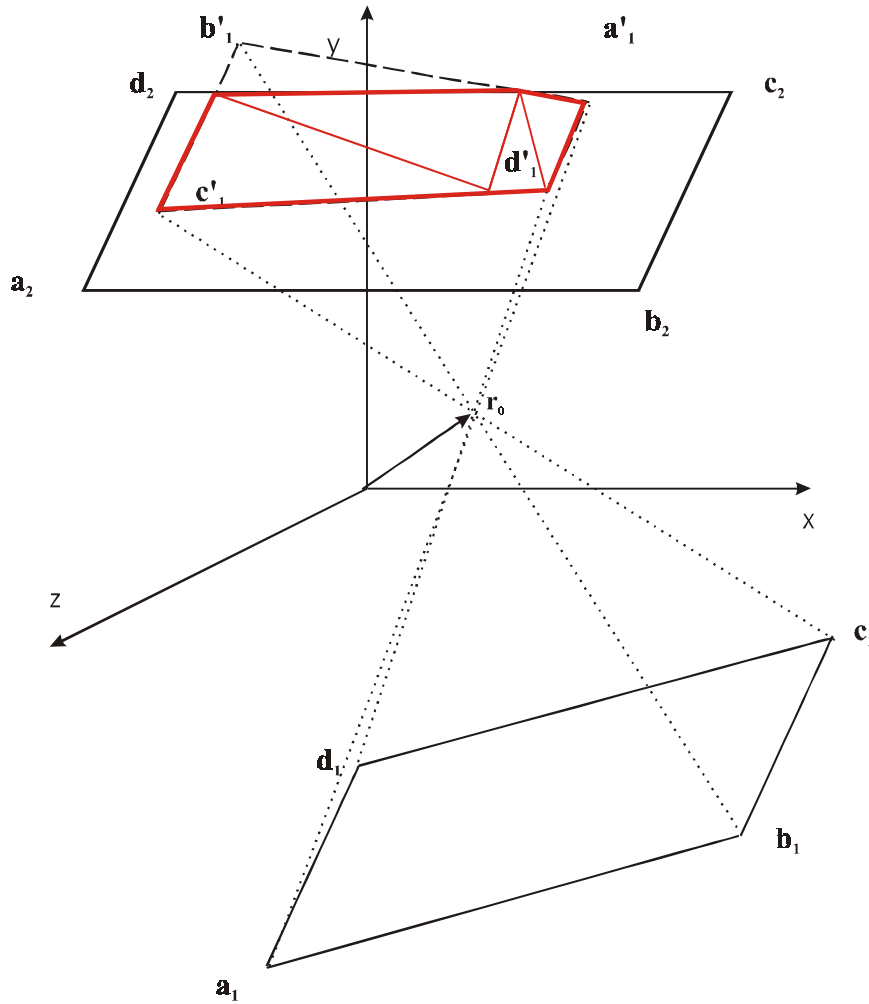
Op deze manier worden de ruimtehoeken voor elke driehoek berekend, en de uiteindelijke geometrische sensitiviteit wordt dan gegeven door de som van al deze ruimtehoeken.

Voor de bepaling van de hoeken α , β en γ maken we gebruik van het feit dat dit eveneens de hoeken zijn tussen de normalen aan de drie vlakken door r_0 en telkens twee van de drie punten van de driehoek.

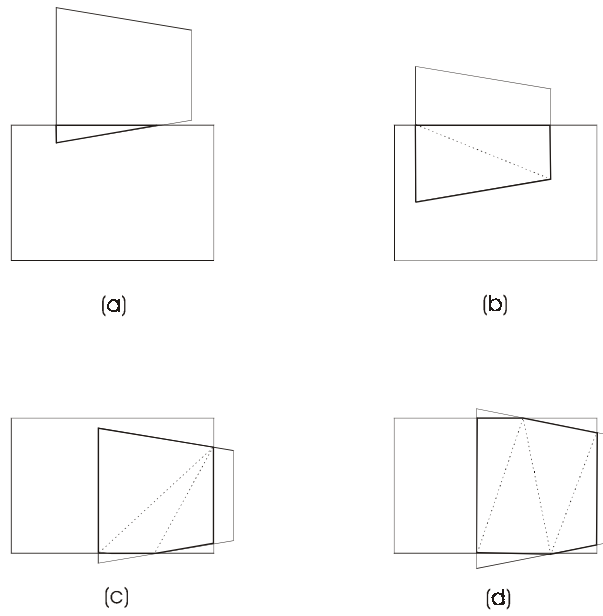
We merken hierbij op dat een andere strategie kan gevolgd worden voor de berekening van de ruimtehoek eens de doorsnede van de projectie van detector 1 met detector 2 bepaald is. Men kan immers ook gebruik maken van de formule

$$\omega = \iint_S \frac{\cos(\theta)}{r^2} dS. \quad (6.2)$$

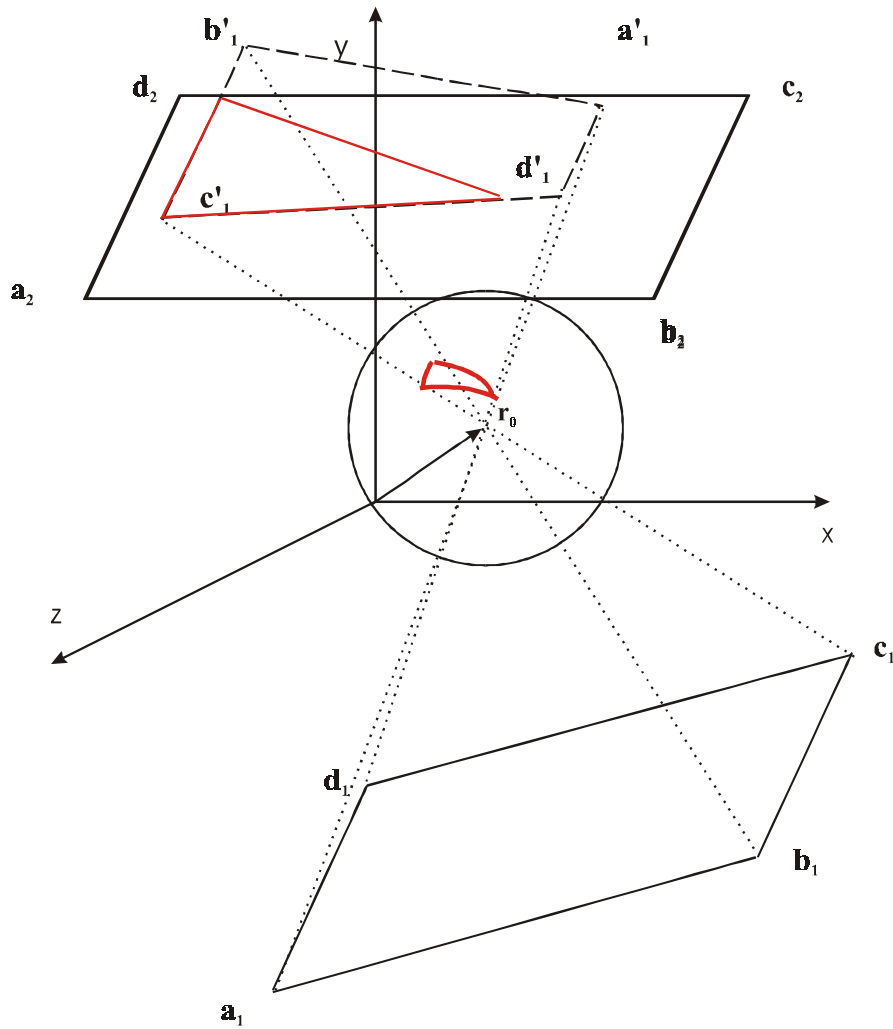
Dit is de algemene formule voor de ruimtehoek opgespannen door een oppervlak S , waarbij de oppervlakte-integraal over het oppervlak S wordt berekend, en waarbij r de afstand is van de oorsprong tot het punt op het oppervlak



Figuur 6.8: Opdeling van de doorsnede in driehoeken bij de 3D sensitiviteitsberekening voor een stationaire camera.



Figuur 6.9: Mogelijke doorsneden: (a) driehoek, (b) vierhoek, (c) vijfhoek, en (d) zeshoek. In streepjeslijn staat een mogelijke verdeling in driehoeken aangegeven.



Figuur 6.10: Berekening van de ruimtehoek van een driehoek in de 3D sensitiviteitsberekening voor een stationaire camera.

S en θ de hoek is tussen de normaal aan het oppervlak in dit punt en de verbindinglijn tussen de oorsprong en het punt.

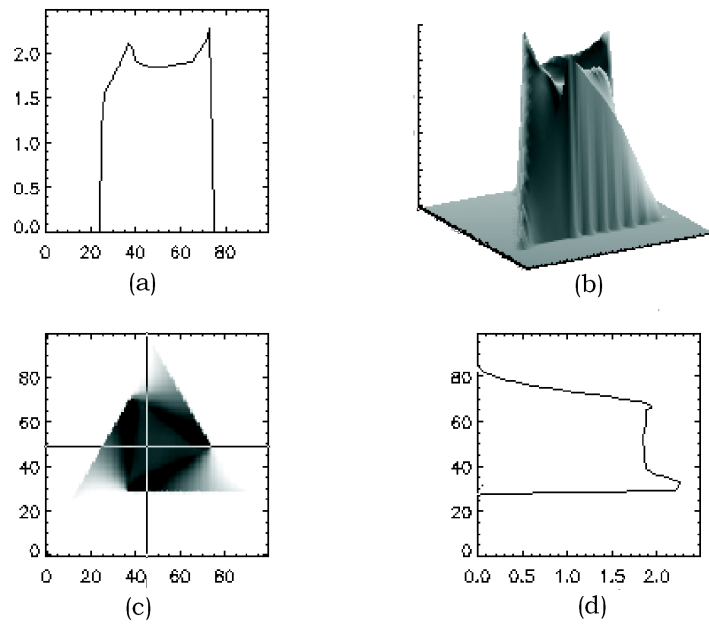
Door de numerieke integratie is deze techniek trager dan de hierboven voorgestelde berekeningswijze. Voordeel van de laatste techniek is echter dat in de berekening ook de padlengte door het kristal kan geïncorporeerd worden, waardoor niet meer de zuiver geometrische sensitiviteit bekomen wordt, maar een grootte die dichterbij de fysieke sensitiviteit van de camera ligt. Deze berekening werd binnen onze onderzoeksgroep onderzocht, maar valt buiten het kader van dit doctoraatswerk [90]. De hier voorgestelde resultaten zijn bekomen door middel van de berekeningswijze aan de hand van de opdeling in driehoeken.

6.4.3 Resultaten

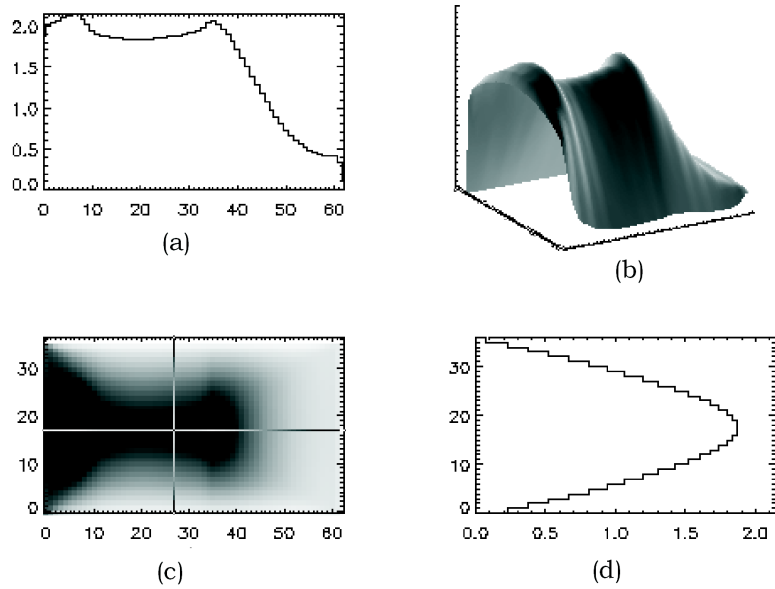
We hebben de berekeningsmethode beschreven in de vorige paragraaf toegepast op de realistische IRIX-configuratie die getekend is in figuur 6.4.

Figuur 6.11 toont een doorsnede door het sensitiviteitsverloop in transaxiale richting, voor de configuratie getoond in figuur 6.4. De donkere delen in deel (c) van de figuur geven aan waar de sensitiviteit het grootst wordt. De doorsnede is genomen in het middelste axiale vlak van de FOV. Deel (a) en deel (d) van de figuur geven doorsneden weer door deel (c) op de in (c) aangegeven plaats. De hoogte van de grafiek geeft de geometrische sensitiviteit aan. Deel (d) tenslotte geeft een driedimensionale weergave van de sensitiviteit, waarbij de hoogte weer de sensitiviteit voorstelt. In de volgende gelijkaardige figuren hebben de assen dezelfde betekenis. Op deze figuur is duidelijk te zien dat de sensitiviteit een lokaal minimum bereikt in het centrum van de FOV. Dit is uiteraard te wijten aan de spleten tussen de detectoren. Hetzelfde effect werd trouwens opgemerkt bij de berekening van de sensitiviteit voor een roterende camera, zowel in 2D als in 3D. Ook in de figuur zichtbaar zijn 3 richtingen waarin de sensitiviteit verlaagd is, alweer te wijten aan de aanwezigheid van spleten tussen de detectoren. De drievoudige symmetrie van de opstelling kan teruggevonden worden in het sensitiviteitsverloop.

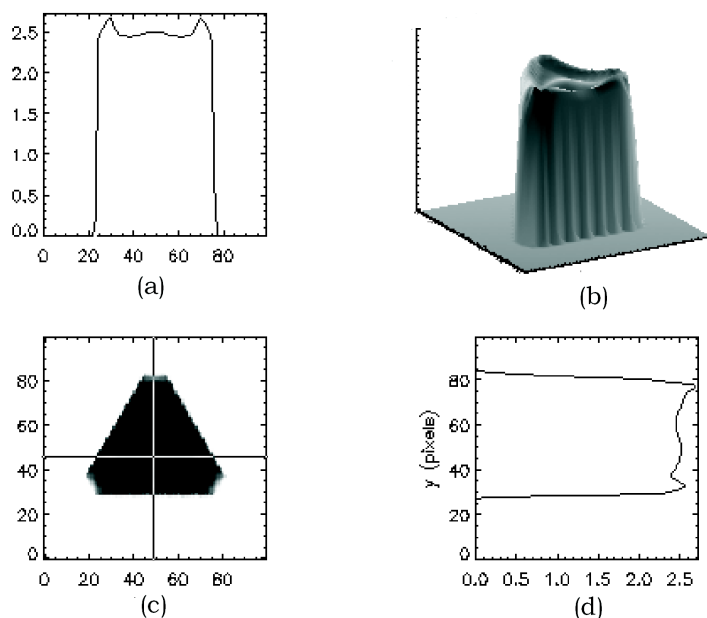
Figuur 6.12 toont, voor dezelfde configuratie, een axiale doorsnede door het sensitiviteitsverloop. De axiale doorsnede is genomen in het vlak $x = 0$ volgens figuur 6.4. We merken hier een verlaging van de sensitiviteit op naarmate we dichterbij de axiale rand van de detector komen. Dit is een effect dat eveneens geobserveerd werd bij de 3D sensitiviteitsberekening voor een roterende camera, en hangt samen met het feit dat de maximaal mogelijke axiale invalshoek maximaal is in het midden van de FOV, en afneemt met de axiale afstand tot dat midden.



Figuur 6.11: Verloop van de sensitiviteit voor de stationaire IRIX-camera in het transaxiale vlak. (a) horizontale doorsnede, (b) 3D weergave, (c) beeld, (d) verticale doorsnede.



Figuur 6.12: Verloop van de sensitiviteit voor de stationaire IRIX-camera in het axiale vlak. (a) horizontale doorsnede, (b) 3D weergave, (c) beeld, (d) verticale doorsnede.

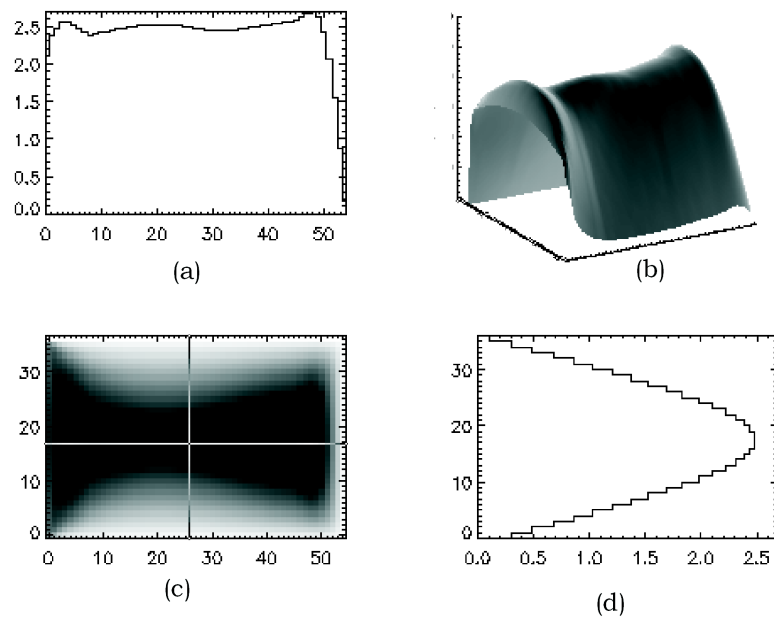


Figuur 6.13: Verloop van de sensitiviteit voor de stationaire IRIX-camera zonder tangentiële verschuiving in het transaxiale vlak. (a) horizontale doorsnede, (b) 3D weergave, (c) beeld, (d) verticale doorsnede.

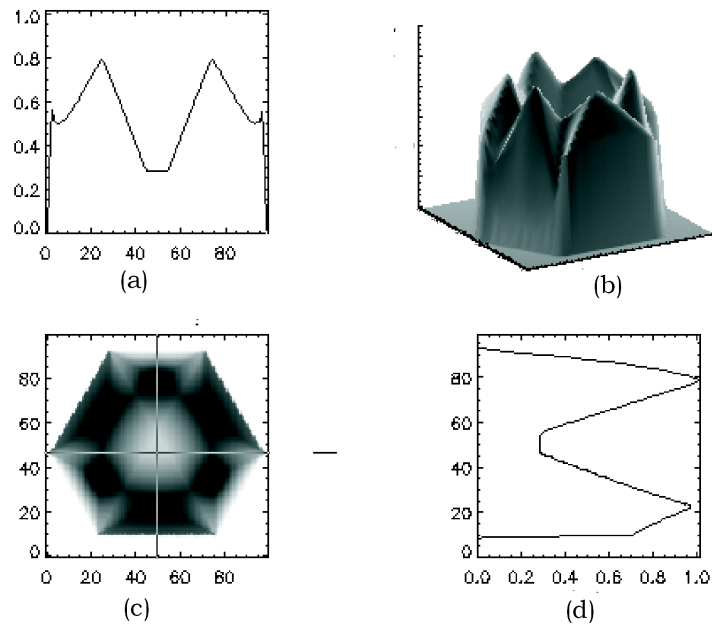
Zoals reeds vermeld zorgt de afscherming van de camera ervoor dat de spleten tussen de detectorkoppen relatief groot zijn. Bij een dunnere afscherming zouden de detectorkoppen veel dichterbij elkaar kunnen staan. Dit zou bijvoorbeeld kunnen resulteren in dezelfde opstelling als in figuur 6.4, maar dan zonder de tangentiële verschuiving van de detectorkoppen. We hebben ook de sensitiviteit berekend voor een stationaire camera met deze configuratie. De transaxiale en axiale doorsneden van dit sensitiviteitsverloop, genomen op dezelfde plaatsen als in het vorige geval, worden getoond in figuren 6.13 en 6.14. We zien duidelijk dat de sensitiviteit in de transaxiale richting een veel vlakker verloop vertoont, en dat de sensitiviteit hoger ligt dan het geval was bij een tangentiële verschuiving.

Ter illustratie geven we in figuur 6.15 tenslotte nog de transaxiale sensitiviteit van een stationaire IRIX-camera met de detectoren op een radius van 40.0 cm.

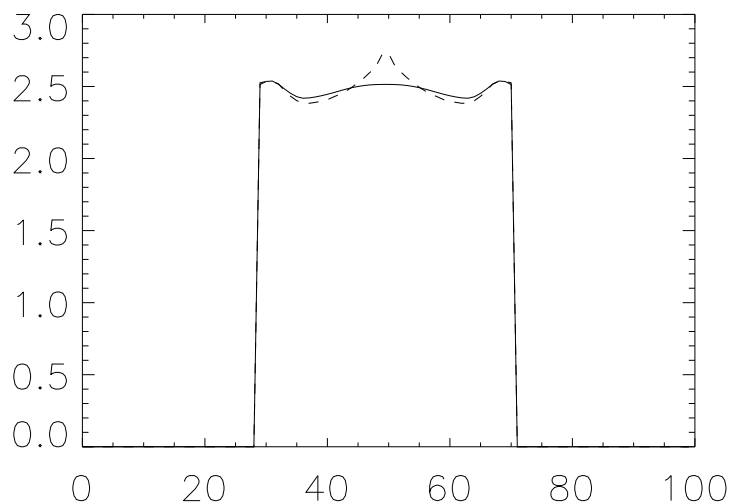
Deze methode om de sensitiviteit te berekenen voor een stationaire gammacamera kan ook gebruikt worden als basis om de sensitiviteit te berekenen



Figuur 6.14: Verloop van de sensitiviteit voor de stationaire IRIX-camera zonder tangentiële verschuiving in het axiale vlak. (a) horizontale doorsnede, (b) 3D weergave, (c) beeld, (d) verticale doorsnede.



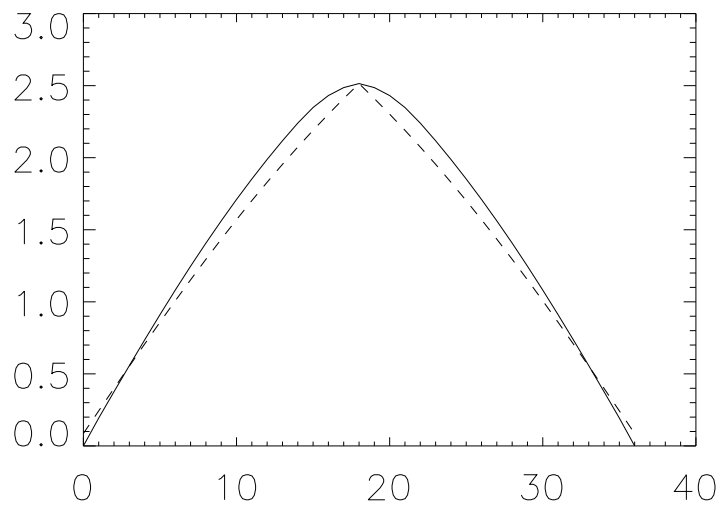
Figuur 6.15: Verloop van de transaxiale sensitiviteit voor de stationaire IRIX-camera met een detectorradius van 40.0 cm. (a) horizontale doorsnede, (b) 3D weergave, (c) beeld, (d) verticale doorsnede.



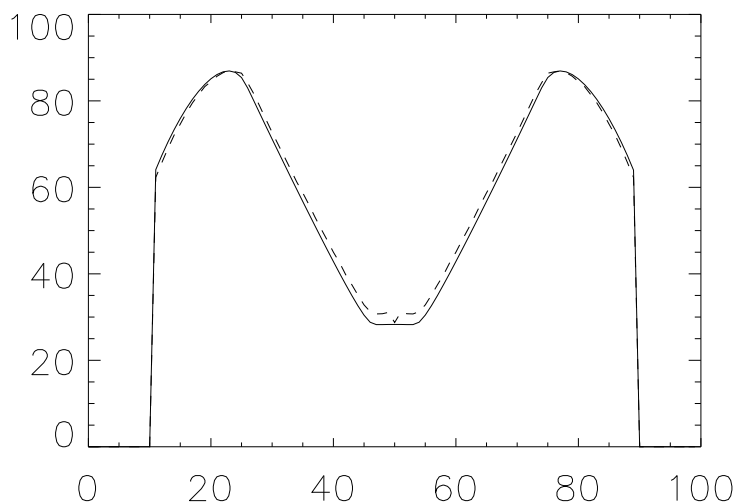
Figuur 6.16: De transaxiale sensitiviteit in het centrale axiale vlak voor de stationaire IRIX-camera met een detectorradius van 21.0 cm. De volle lijn geeft de berekening aan de hand van de ruimtehoek, de streepjeslijn geeft de berekening uit het vorige hoofdstuk.

voor een roterende gammacamera. We moeten dan de bekomen sensitiviteit integreren over alle posities die de camera inneemt tijdens de rotatie. Op deze manier bekomen we een alternatieve berekeningswijze voor de geometrische sensitiviteit van een roterende gammacamera. In figuur 6.16 wordt het transaxiale profiel door de axiaal centrale snede getoond, zowel berekend met de hiervoor beschreven methode als berekend met de methode uit het vorige hoofdstuk. Figuur 6.17 toont het axiaal profiel van de sensitiviteit ter hoogte van de centrale as van de FOV voor de twee methoden. Beide figuren gaan uit van een configuratie zoals getoond in figuur 6.4, dus met de detectorkoppen zo dicht mogelijk bij elkaar geplaatst.

Zoals uit de figuur blijkt bestaan er relatief grote afwijkingen tussen de twee methoden naar het midden van de FOV toe. Dit ligt aan de benadering die in het vorige hoofdstuk werd ingevoerd, waarbij de randen van de detectoren in het transaxiale vlak cilindrisch in plaats van vlak worden verondersteld. Deze benadering gaat echter niet meer op zodra de detectoren heel dicht bij



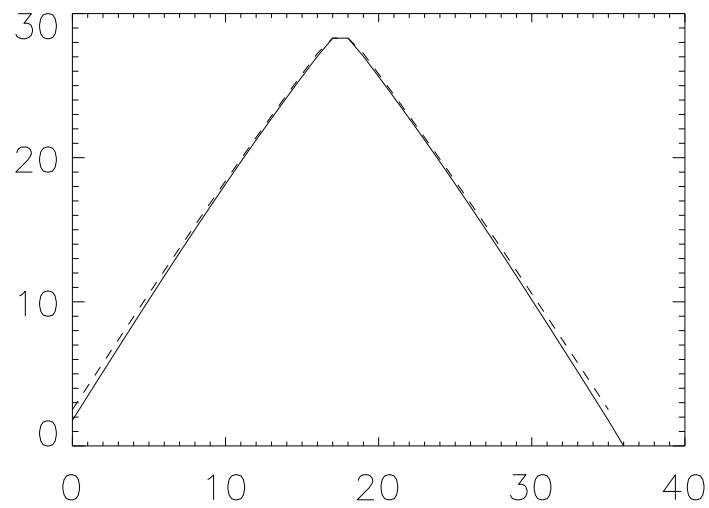
Figuur 6.17: De axiale sensitiviteit in het transaxiale centrum van de FOV voor de stationaire IRIX-camera met een detectorradius van 21.0 cm. De volle lijn geeft de berekening aan de hand van de ruimtehoek, de streepjeslijn geeft de berekening uit het vorige hoofdstuk.



Figuur 6.18: De transaxiale sensitiviteit in het centrale axiale vlak voor de stationaire IRIX-camera met een detectorradius van 40.0 cm. De volle lijn geeft de berekening aan de hand van de ruimtehoek, de streepjeslijn geeft de berekening uit het vorige hoofdstuk.

elkaar geplaatst worden, zoals hier het geval is. Figuren 6.18 en 6.19 tonen dezelfde data, maar nu berekend voor een meer courante configuratie, waarbij de detectoren op een radius van 40.0 cm geplaatst zijn. De overeenkomst tussen de twee berekeningsmethoden is hier veel beter.

Om het verschil tussen de verschillende aanpakken meer kwantitatief te bekijken hebben we de sensitiviteit voor een tweekopsconfiguratie voor verschillende detectorradii berekend in het centrale punt van de FOV. De resultaten van deze berekening zijn te zien op figuur 6.20. We voerden enerzijds de berekening uit aan de hand van de vlakke benadering uit het vorige hoofdstuk, en anderzijds de berekening aan de hand van de formule uit de literatuur, waarvan onze methode een uitbreiding is voor meerkopsconfiguraties [66] en die enkel werkt voor een tweekopsconfiguratie. Bovendien werd de berekening uitgevoerd met de in dit hoofdstuk beschreven methode en aan de hand van een Monte-Carlosimulatie met het GEANT-pakket. Uit de figuur blijkt dat alle berekeningen goed overeenstemmen voor radii van ongeveer 250 mm en



Figuur 6.19: De axiale sensitiviteit in het transaxiale centrum van de FOV voor de stationaire IRIX-camera met een detectorradius van 40.0 cm. De volle lijn geeft de berekening aan de hand van de ruimtehoek, de streepjeslijn geeft de berekening uit het vorige hoofdstuk.

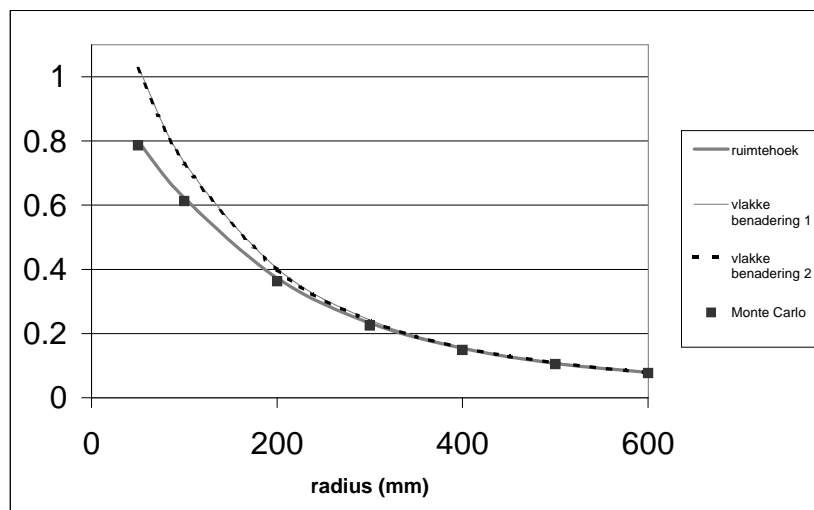
meer. Voor kleinere radii blijkt de fout gemaakt door de vlakke benadering echter toe te nemen: de sensitiviteit wordt overschat. Beide vlakke benaderingen geven, zoals te verwachten was, dezelfde resultaten. De in dit hoofdstuk beschreven methode aan de hand van de ruimtehoekberekening blijft ook voor kleine radii goed overeenstemmen met de Monte-Carlosimulaties.

De bekomen resultaten werden niet vergeleken met metingen, noch voor wat betreft de hier besproken methode, noch de methoden behandeld in de twee voorgaande hoofdstukken. We hebben ervoor geopteerd de resultaten pas met metingen te vergelijken na de inclusie van een ander belangrijk effect, namelijk de variatie van de effectief door het foton doorlopen kristaldikte met de invalshoek van de beschouwde LOR [90]. We verwachten immers dat deze inclusie de overeenstemming met het experiment zal verbeteren. Dit vormt echter stof van een ander doctoraatsproject. Anderzijds zijn we in dit werk niet nader ingegaan op de manier waarop de ontwikkelde sensitiviteitscorrectie dient geïncorporeerd te worden in het uiteindelijke reconstructiealgoritme. Ook hier verwijzen we naar dit ander doctoraatsproject [46], waarin de inclusie van de sensitiviteit, rekening houdend met de kristaldikte, in een lijstmode-reconstructiealgoritme zal worden besproken.

Aangezien de in dit hoofdstuk beschreven methode nauwkeuriger is dan de methode beschreven in het vorige hoofdstuk, en bovendien vergelijkbaar wat betreft snelheid van berekening, zal in het verdere onderzoek dat we zullen uitvoeren gekozen worden voor deze methode, ook voor wat betreft een roterende camera. We zullen hierbij, zoals hierboven besproken, het effect van de kristaldikte op de sensitiviteit includeren, zodat de methode zal worden gekozen van de oppervlakteintegratie, in plaats van met de opdeling in driehoeken te werken voor het berekenen van de ruimtehoek. Voor deze methode is het berekenen van de effectieve kristaldikte voor elke LOR, en het wegen van de sensitiviteit aan de hand van deze kristaldikte, immers een relatief eenvoudige zaak [90].

6.5 Besluit en originele bijdragen

In dit hoofdstuk wordt de mogelijkheid onderzocht van PET-opnames met een stationaire driekopsgammacamera. Bij het ontwikkelen van deze camera werd met deze mogelijkheid geen rekening gehouden, zodat bijvoorbeeld de afscherming van de detectorkoppen wellicht te dik is om toe te laten dat de koppens van de gammacamera voldoende dicht bij elkaar zouden kunnen geplaatst worden. Dit valt echter eenvoudig op te lossen, door de afscherming van de detectorkoppen veel dunner te maken en de activiteit buiten de FOV bijvoorbeeld met een loodplaat los van de cameraopstelling af te schermen. In



Figuur 6.20: Vergelijking van de sensitiviteit in het centrale punt van de FOV voor een tweekopsconfiguratie als functie van de detectorradius. Vlakke benadering 1 is de methode beschreven in het vorige hoofdstuk, vlakke benadering 2 is de methode van Reader, ruimtehoek staat voor de in dit hoofdstuk beschreven methode en Monte-Carlo tenslotte staat voor de simulaties met het GEANT-pakket.

dat geval wordt de stationaire opname mogelijk. Dit opent perspectieven naar dynamische PET-opnames.

We hebben de voorwaarde voor compleetheid van data besproken en aangetoond dat met een stationaire gammacamera in driehoeksopstelling geen complete data worden opgenomen. Er bestaan echter tal van technieken die voor het ontbreken van deze data kunnen compenseren. Van deze technieken werd hier een overzicht gegeven.

De originele bijdrage in dit hoofdstuk bestaat uit een afleiding van de geometrische sensitiviteit voor een stationaire camera. Deze afleiding is gebaseerd op de berekening van de ruimtehoek waaronder een bepaalde voxel de detectoren ziet. Deze berekeningstechniek werd voorgesteld op verscheidene internationale conferenties [91, 92].

Er werd in de vorige paragrafen een methode uitgewerkt voor de berekening van de sensitiviteit aan de hand van de ruimtehoek. Zeer recent werd een andere techniek gepubliceerd voor de berekening van de sensitiviteit op basis van de ruimtehoek [93]. Deze techniek werd gepubliceerd na de publicatie van de hier besproken methode. Dit werk bevat referenties naar een aantal van onze publicaties.

Hoofdstuk 7

Besluit

In dit hoofdstuk wordt tot slot een kort overzicht gegeven van wat in de vorige hoofdstukken behandeld werd. Bovendien zullen we nog eens de belangrijkste eigen bijdragen in het domein belichten. Tenslotte geven we een korte bespreking van verdere richtingen waarin het onderzoek kan worden voortgezet.

Na een kort overzicht van dit doctoraatswerk in het eerste hoofdstuk worden in het tweede hoofdstuk een aantal basisbegrippen geïntroduceerd die onontbeerlijk zijn voor een goed begrip van de rest van dit werk. Het domein van de nuclaire geneeskunde wordt geschetst, met als belangrijkste technieken PET en SPECT. Verder wordt de werking van de gammacamera besproken en wordt dieper ingegaan op het gebruik van deze gammacamera in coïncidentiemode, de techniek waarover dit doctoraatswerk handelt. De aanpassingen, nodig om een gammacamera in coïncidentiemode te laten werken, worden overlopen, en de beperkingen van de techniek ten opzichte van het gebruik van een PET-camera met een volle detectorring worden belicht. Enkele technieken worden besproken die een oplossing bieden voor een deel van deze beperkingen.

In het derde hoofdstuk komen een aantal metingen aan bod die op de IRIX-gammacamera in het UZ Gent zijn uitgevoerd. We bespreken eerst kort de nieuwe NEMA-standaard die geldt voor performantiemetingen op een PET-camera, alvorens een bespreking aan te vatten van de zelf uitgevoerde metingen. Als originele bijdragen vermelden we hier de uitgebreide studie die werd gemaakt van de telkadans karakteristieken van de IRIX-gammacamera, en de studie van de resolutie-eigenschappen voor een driekopsconfiguratie. We merken hierbij op dat de telkadansmetingen werden uitgevoerd zowel met als zonder activiteit buiten de FOV, zoals later in de nieuwe NEMA-karakteristieken zou gespecificeerd worden. Uit de experimenten bleek dat voor een totale lichaamsopname de invloed van activiteit buiten de FOV van groot belang is voor wat betreft de telkadans, hetgeen een bevestiging vormt voor de re-

cente inclusie van dit soort experimenten in de NEMA-standaard. Wat betreft de resolutiemetingen moet opgemerkt worden dat het hier gaat om de eerste metingen die werden uitgevoerd op een driekopssysteem. De invloed van de verschillende mogelijke cameraconfiguraties op de resolutie werd onderzocht. We konden besluiten dat vanuit het oogpunt van resolutie de U-vorm betere resultaten geeft dan de driehoeksopstelling. Het zou in dit verband interessant zijn om aan de hand van Monte-Carlosimulaties de verschillende factoren die een rol spelen proberen te scheiden, zodat van elke factor het relatief belang kan worden ingeschat, hetgeen met metingen uiteraard niet mogelijk is.

In hoofdstuk 4 bespreken we een methode voor de berekening van de 2D geometrische sensitiviteit. We gaan hierbij uit van het rotationeel gewicht van een LOR. In de literatuur was reeds een uitdrukking bekend voor het rotationeel gewicht van een LOR in het geval van een tweekopcamera. Wij breidden deze formule uit tot een uitdrukking die geldig is voor een arbitraire configuratie. Hoewel de methode ontwikkeld werd om toe te passen op het geval van de IRIX-driekopcamera is het eigenlijke toepassingsgebied dus ruimer: de resultaten gelden voor elke denkbare PET-camera met vlakke detectoren in 2D werking. De gevonden uitdrukking werd op de IRIX-camera toegepast en aldus werd bepaald welke configuratie aangewezen is voor een bepaalde klinische beeldvormingssituatie. De in dit hoofdstuk voorgestelde methode en het onderzoek van het verloop van de sensitiviteit voor verschillende configuraties is volledig origineel werk. Aangezien we tijdens de duur van dit doctoraatsproject een nauwe samenwerking hebben gehad met de firma Marconi, de constructeur van de IRIX-camera, werd dit werk ook aan de onderzoeksgroep van deze firma voorgesteld.

Hoofdstuk 5 behandelt de uitbreiding van de in hoofdstuk 4 bekomen resultaten naar drie dimensies. Als basis van de berekening van de 3D geometrische sensitiviteit van een meerkopsgammacamera werden de in hoofdstuk 4 bekomen rotationele gewichten van LOR's gebruikt. In de literatuur was reeds een methode beschreven om aan de hand van deze rotationele gewichten de 3D sensitiviteit te berekenen voor het geval van een tweekopsgammacamera. Wij hebben deze methode uitgebreid naar het geval van een meerkopcamera. Zoals in het voorgaande hoofdstuk hebben we ons dus ook hier niet beperkt tot de berekening voor het IRIX-systeem, en is de gevonden uitdrukking toepasbaar op elk PET-systeem met vlakke detectoren. De bekomen resultaten werden vergeleken met de op dat moment voor handen zijnde methode, en gevalideerd aan de hand van Monte-Carlosimulaties. De hier uitgewerkte methode is volledig origineel werk. Ook wat betreft deze methode werden de resultaten besproken met de onderzoeksgroep van Marconi.

In hoofdstuk 6 tenslotte werd een preliminaire studie gemaakt van het ge-

bruik van de gammacamera in een driehoeksconfiguratie in stationaire werking, dus zonder dat de detectorkoppen roteren. We bespraken eerst welke invloed dit heeft op de volledigheid van de data, en hoe een reconstructie-algoritme kan compenseren voor de resulterende ontbrekende data. Om de data opgenomen met een niet-roterende gammacamera te kunnen reconstrueren hebben we nood aan een berekening van de sensitiviteit. We kunnen in dit geval niet de in het vorige hoofdstuk besproken methode gebruiken aangezien deze uitgaat van rotationele gewichten. We hebben daarom een alternatieve methode ontwikkeld op basis van de ruimtehoek waaronder een bepaalde voxel de detectorkoppen ziet. Deze methode kan trouwens eveneens gebruikt worden voor een roterende camera, door het bekomen resultaat te integreren over alle rotatiehoeken van de roterende gammacamera. Het gaat hier om een volledig nieuwe aanpak van de sensitiviteitsberekening, en in dat opzicht is het hier voorgestelde werk volledig origineel.

In dit werk wordt enkel de berekening besproken van de geometrische sensitiviteit. Andere factoren kunnen echter ook een rol spelen in de sensitiviteit van een camera. Belangrijk is bijvoorbeeld de invalshoek waaronder een foton op de camera invalt. Naarmate het foton schuiner invalt stijgt immers de padlengte van het foton door het scintillatiekristal, en daarmee ook de kans op detectie. Alhoewel dit effect in dit werk niet besproken wordt werd hierop binnen onze onderzoeksgroep wel onderzoek uitgevoerd. Dit werk maakt echter deel uit van een ander doctoraatsproject [90].

Het berekenen van de sensitiviteitsprofielen voor de gammacamera vormt de basis van elk iteratief reconstructiealgoritme. De manier waarop deze sensitiviteit in het reconstructiealgoritme wordt ingebouwd maakt tevens deel uit van onderzoek dat binnen onze groep werd uitgevoerd, en dat geïncorporeerd is in een ander doctoraatsproject [46]. Het gaat hier meer in het bijzonder over een lijstmodereconstructiemethode, die als voornaamste voordeel heeft dat de resolutie van de lijstmode-opnames, gemaakt met de IRIX-camera, volledig behouden blijft in het uiteindelijke beeld. De lijstmodereconstructietechniek die in onze onderzoeksgroep werd geïmplementeerd is nog relatief nieuw, en er is dus nog veel ruimte voor verder onderzoek wat dit aspect betreft. Zo treedt bij dit algoritme, zoals bij elk iteratief reconstructiealgoritme, na een aantal iteraties ruisdeterioratie op. Het zal dus nodig blijken een regularisatie in het algoritme in te bouwen. In verband met dit aspect van de reconstructie werd onlangs in onze onderzoeksgroep een doctoraatsproject opgestart.

Het laatste hoofdstuk van dit werk handelt over de acquisitie van beelden met een stationaire gammacamera. Deze methode van beelden opnemen kan toepassingen vinden in de dynamische beeldvorming, waarbij het verloop in de tijd van de ruimtelijke verdeling van een bepaalde speurstof onderzocht wordt.

We gaven een overzicht van de mogelijke reconstructiemethoden voor dit soort opnames. Verder onderzoek kan leiden naar een reconstructiealgoritme op basis van de reeds ontwikkelde lijstmodereconstructie dat compenseert voor de ontbrekende data. Dit algoritme kan dan vergeleken worden met de bestaande methoden. Een andere mogelijkheid is alsnog te trachten complete data te bekomen, bijvoorbeeld door de camera tijdens de acquisitie slechts over een heel beperkte hoek te laten roteren. Onderzoek zal moeten uitwijzen hoeveel verschillende camerapositions nodig zijn om complete data te bekomen, en of deze beperkte rotatie haalbaar is voor toepassing bij dynamische beeldvorming.

We besluiten met enkele bedenkingen bij het gebruik van gammacamera's in PET-werking. Zoals reeds uiteengezet is deze techniek een goedkoper middel om PET-beelden op te nemen dan meten met een PET-camera met een volle-ringdetector. Door het sterk toenemende klinische belang van de beeldvorming van positronemitters en de relatief beperkte beschikbaarheid van de PET-techniek lijkt er een plaats in de markt te bestaan voor deze goedkopere techniek. In België kan aan het bestaan van deze markt getwijfeld worden, gezien de uitzonderlijk hoge dichtheid aan PET-camera's in ons land. Op andere plaatsen echter, die minder dicht bevolkt zijn en waar veel minder PET-camera's voorhanden zijn, kan deze techniek wellicht zijn plaats opeisen. Hierbij mag niet vergeten worden dat de gammacamera ook routine SPECT-onderzoeken of planaire opnames kan uitvoeren, zodat de coïncidentieoptie interessant wordt voor kleinere ziekenhuizen, die geen volledig PET-programma kunnen vullen, waardoor de aankoop van een PET-camera economisch niet haalbaar is.

De bekomen beeldkwaliteit van deze acquisities ligt echter lager dan de beeldkwaliteit die kan bekomen worden met een dure PET-camera. Hoewel de beeldkwaliteit verbetert naarmate nieuwe technologische oplossingen worden gevonden voor de beperkingen die de gammacamera-PET met zich meebrengt, staat de evolutie van PET-camera's natuurlijk ook niet stil: ook in dat domein blijft de beeldkwaliteit verbeteren. Toch moet erop gewezen worden dat, met het gebruik van drie detectorkoppen, een grote stap voorwaarts is gezet in de bruikbaarheid van de gammacamera voor PET-opnames, en dit vooral in de oncologie, waar een hoge sensitiviteit doorheen de hele FOV gewenst is. Als we de verschillende bestaande PET-camera's op een as zouden uitzetten naar verbeterende beeldkwaliteit, dan zou er tussen de laagste kwaliteit in PET-camera's met volle-ringdetectoren en de tweekops-gammacamera nog een grote kloof gapen. We mogen aannemen dat deze kloof deels gevuld wordt met de invoering van de driekopscoïncidentiebeeldvorming.

De mindere kwaliteit van de bekomen beelden is er de oorzaak van dat vele artsen nog terughoudend zijn wat betreft het gebruik van deze techniek. Uit-

gebreed klinisch onderzoek is nodig om uit te wijzen voor welke indicaties de beelden bekomen met een gammacamera voldoende zijn om een betrouwbare diagnose te kunnen stellen, en in welke gevallen moet worden overgegaan op het gebruik van een PET-camera met volle-ringdetectoren. Enkel na zulk onderzoek zullen clinici meer vertrouwen krijgen in de resultaten geleverd door een coïncidentiegammacamera. Men kan dan denken aan een strategie waarbij waar mogelijk de patiënt het onderzoek ondergaat op een gammacamera in een plaatselijk ziekenhuis, terwijl de patiënt indien nodig wordt doorverwezen naar een PET-centrum in een groter (meestal universitair) ziekenhuis dat beschikt over een moderne PET-camera van de hoogste kwaliteit.

Bijlage A

Publicaties

In deze bijlage wordt een overzicht gegeven van de publicaties van de auteur van dit proefschrift.

A.1 Artikels in internationale tijdschriften

1. L Bouwens, R Van de Walle, J Nuyts, M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Image-correction techniques in SPECT," *Computerized Medical Imaging and Graphics*, vol. 25, pp. 117-126, March-April 2001.
2. Y D'Asseler, M Koole, I Lemahieu, E Achten, P Boon, PP De Deyn, en R A Dierckx, "Recent and future evolutions in NeuroSPECT with particular emphasis on the synergistic use and fusion of imaging modalities," *Acta neurologica belgica*, vol. 97, pp. 154-162, 1997.
3. Y D'Asseler, M Koole, K Van Laere, S Vandenberghe, L Bouwens, R Van de Walle, C Van de Wiele, I Lemahieu, en R A Dierckx, "PACS and multimodality in medical imaging," *Technology and Health Care*, vol. 8, pp. 35-52, 2000.
4. Y D'Asseler, S Vandenberghe, F De Winter, R Van de Walle, M Koole, L Bouwens, I Lemahieu, en R A Dierckx, "PET imaging using gamma cameras," *Computerized Medical Imaging and Graphics*, vol. 25, pp. 87-96, 2001.
5. Y D'Asseler, S Vandenberghe, C G Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Three-Dimensional Geometric Sensitivity Calculation For Three-Headed Coincidence Imaging," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, pp. 1446-1451, August 2001.

6. M Koole, Y D'Asseler, K Van Laere, R Van de Walle, C Van de Wiele, I Lemahieu, en R A Dierckx, "MRI-SPET and SPET-SPET brain co-registration: Evaluation of the performance of eight different algorithms," *Nuclear Medicine Communications*, vol. 20, pp. 659-669, 1999.
7. K Van Laere, M Koole, Y D'Asseler, J Versijpt, K Audenaert, F Dumont, en R A Dierckx, "Automated Stereotactic Standardization of Brain SPECT Receptor Data Using Single-Photon Transmission Images," *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 42, pp. 361-375, 2001.
8. K Van Laere, M Koole, J Versijpt, S Vandenberghe, B Brans, Y D'Asseler, O De Winter, A Kalmar, en R A Dierckx, "Transfer of normal ^{99m}Tc -ECD brain SPET databases between different gamma cameras," *European Journal of Nuclear Medicine*, vol. 28, pp. 435- 449, April 2001.
9. J De Sutter, F De Winter, C Van de Wiele, P De Bondt, Y D'Asseler, en R A Dierckx, "Cardiac fluorine-18 fluorodeoxyglucose imaging using a dual-head gamma camera with coincidence detection: a clinical pilot study," *European Journal of Nuclear Medicine*, vol. 6, pp. 676-685, June 2000.
10. J De Sutter, C Van de Wiele, Y D'Asseler, P De Bondt, G De Backer, P Rigo, en R A Dierckx, "Automatic quantification of defect size using normal templates: a comparative clinical study of three commercially available algorithms," *European Journal of Nuclear Medicine*, vol. 27, pp. 1827-1834, December 2000.
11. S Vandenberghe, Y D'Asseler, R Van de Walle, T Kaupinnen, M Koole, L Bouwens, K Van Laere, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Iterative reconstruction algorithms in nuclear medicine," *Computerized Medical Imaging and Graphics*, vol. 25, pp. 105-111, 2001.
12. S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Physical evaluation of 511 keV coincidence imaging with a gamma camera," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, pp. 98-105, Februari 2001.
13. S Vandenberghe, Y D'Asseler, C G Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Influence of Detector Thickness on Resolution in Three- Headed Gamma Camera PET ," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Accepted for publication, 2002.

14. S Vandenberghe, Y D'Asseler, J Kolthammer, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Influence of the angle of incidence on the sensitivity of gamma camera based PET," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 47, pp. 289-303, 2002.
15. J Versijpt, D Decoo, K Van Laere, E Achten, K Audenaert, Y D'Asseler, G Slegers, R A Dierckx, en J Korf, "⁵⁷Co SPECT, ^{99m}Tc-ECD SPECT, MRI and neuropsychological testing in senile dementia of the Alzheimer type," *Nuclear Medicine Communications*, vol. 22, pp. 713-719, 2001.
16. C Van de Wiele, C De Sadeleer, M Koole, Y D'Asseler, K Everaert, en R A Dierckx, "Optimizing background correction when calculating differential renal function in the presence of hydronephrosis using ^{99m}TcM-DTPA," *Nuclear Medicine Communications*, vol. 19, pp. 251-255, 1998.
17. C Van de Wiele, J Versijpt, R A Dierckx, M Moerman, M Lemmerling, Y D'Asseler, en H Vermeersch, "^{99m}Tc labelled HL91 versus computed tomography and biopsy for the visualization of tumour recurrence of squamous head and neck carcinoma," *Nuclear Medicine Communications*, vol. 22, pp. 269-275, 2001.
18. F De Winter, C Van de Wiele, S Vandenberghe, P De Bondt, D de Clercq, Y D'Asseler, en R A Dierckx, "Coincidence Camera FDG Imaging for the Diagnosis of Chronic Orthopedic Infections: A Feasibility Study," *Journal of Computer Assisted Tomography*, vol. 25, pp. 184-189, 2001.

A.2 Conferentiebijdragen

1. L Bouwens, M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'List-Mode iterative reconstruction for SPECT', in *Proceedings of the RUG FTW 1st PhD Symposium*, Ghent, Belgium, 2000.
2. L Bouwens, M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, en I Lemahieu, 'List-mode iterative reconstruction for SPECT', in *Proceedings of ESEM*, in: *Technology and Health Care*, Belfast, Ireland, 2001, vol. 9, pp. 128-131.
3. L Bouwens, R Van de Walle, M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'SPECT Reconstruction from list mode

- acquired data', in Proceedings of the Xth symposium SBMN-BGNG in: Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde 2001; 23(4): pp 155, Knokke, Belgium, 2001.
4. L Bouwens, R Van de Walle, M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R A Dierckx, en I Lemahieu, 'SPECT Reconstruction from List-Mode Acquired Data', in Proceedings of the EANM Meeting in European Journal of Nuclear Medicine 28: (8), Naples, Italy, 2001, p. 969.
 5. Y D'Asseler, M Koole, K Van Laere, R Van de Walle, R A Dierckx, en I Lemahieu, 'Evaluation and clinical implementation of SPECT-SPECT coregistration', in Proceedings of the IEEE SPS, Leuven, Belgium, 1998, pp. 55-57.
 6. Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, R A Dierckx, en I Lemahieu, 'Geometric sensitivity calculation of three-headed gamma camera-based coincidence detection', in Proceedings of the SPIE Medical Imaging, San Diego, USA, 2000, vol. 3977, pp. 58-67.
 7. Y D'Asseler, S Vandenberghe, C Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Three-dimensional geometric sensitivity calculation for three-headed coincidence imaging', in Proceedings of the IEEE MIC (CD-ROM), Lyon, France, 2000, pp. 16.24-16.27.
 8. Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, en L Bouwens, 'Threedimensional geometric sensitivity calculation for three-headed coincidence imaging', in Proceedings of the RUG FTW 1st PhD Symposium, Ghent, Belgium, 2000.
 9. Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Three-dimensional geometric sensitivity correction in triple-headed gamma camera coincidence imaging: separability properties', in Proceedings of ESEM, in: Technology and Health Care, Belfast, Ireland, 2001, vol. 9, pp. 134-136.
 10. Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Three-Dimensional Geometric Sensitivity for Stationary Triple-Headed PET Imaging', in Proceedings of the ITBS, Milos Island, Greece, 2001.
 11. Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Resolution Properties of Triple-Headed

- Coincidence Imaging', in Proceedings of the IEEE MIC, San Diego, USA, 2001.
12. Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Separability of three-dimensional geometric sensitivity correction in triple-headed gamma camera systems', in Proceedings of the SPIE Medical Imaging, San Diego, USA, 2001, vol. 4320, pp. 889-897.
 13. Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Three-dimensional geometric sensitivity for stationary triple-headed PET-imaging', in Proceedings of the RUG FTW 2nd PhD Symposium, Ghent, Belgium, 2001.
 14. Y D'Asseler, M Koole, Y De Deene, C Van de Wiele, R Achten, R A Dierckx, en I Lemahieu, 'Evaluation of the accuracy of MR-SPECT co-registration using 8 different algorithms', in European Journal of Nuclear Medicine, Glasgow, UK, 1997, p. 887.
 15. Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Configuratie van een mini-PACS op een dienst Nucleaire Geneeskunde', in 9e driejaarlijks symposium voor nucleaire geneeskunde, in : Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde, Knokke, Belgium, 1999, p. 28.
 16. Y D'Asseler en M Koole, 'Multi-modality image fusion', in European symposium on clinical imaging and networking, Mortsels, Belgium, 1998, p. 16.
 17. Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, F De Winter, P De Bondt, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Evaluation of 511 keV imaging with gamma camera and PET', in Symposium on the Frontiers in Nuclear Medicine Technology, in: Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde, Mol, Belgium, 1999, p. 108.
 18. Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Geometric sensitivity for triple head gamma camera based coincidence imaging', in EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8, Paris, France, 2000, p. 955.
 19. Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'A Method for the Calculation of the Geometric Sensitivity for Stationary 3D PET using a Triple-Headed Gamma

- Camera', in Proceedings of the EANM Meeting in European Journal of Nuclear Medicine 28: (8), Naples, Italy, 2001, p. 1007.
20. P De Bondt, F De Winter, C Van de Wiele, B Brans, Y D'Asseler, en R A Dierckx, 'Verhoogde uteriene FDG opname tijdens het puerperium', in Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde, 1999, p. 131.
 21. J De Sutter, C Van de Wiele, Y D'Asseler, M Koole, L Bouwens, C De Sadeleer, E De Backer, en R A Dierckx, 'Automatic infarct size determination with quantitative 201Thallium perfusion imaging after primary angioplasty', in Proceedings of the annual meeting of the Belgian Society of Cardiology, in acta cardiologica, 1997, pp. 571-572.
 22. J De Sutter, C Van De Wiele, Y D'Asseler, M Koole, L Bouwens, G De Backer, en R A Dierckx, 'Three dimensional quantitative analysis of 201-Thallium images for the determination of infarct size after primary angioplasty', in Proceedings of the annual meeting of the European Society of Cardiology, Vienna, Austria, 1998.
 23. J De Sutter, C Van De Wiele, Y D'Asseler, M Koole, L Bouwens, G De Backer, en R A Dierckx, 'Quantification of myocardial infarct size with 201-Thallium perfusion imaging after primary percutaneous transluminal coronary angioplasty', in Proceedings of the XIIIth World Congress of Cardiology, Rio de Janeiro, Brasil, 1998.
 24. J De Sutter, C Van de Wiele, Y D'Asseler, M Koole, G De Backer, en R A Dierckx, 'Drie-Dimensionale Quantitatieve Analyse van 201-Thallium SPECT beelden voor de Bepaling van Infarctgrootte na Primaire Angioplastie', in 9e driejaarlijks symposium voor nucleaire geneeskunde, in :Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde, Knokke, Belgium, 1999, p. 17.
 25. J De Sutter, F De Winter, C Van de Wiele, P De Bondt, Y D'Asseler, en R A Dierckx, 'Assessment of myocardial viability using FDG coincidence imaging: a clinical pilot study', in SNM, in: Journal of Nuclear Medicine, Saint Louis, USA, 2000, p. 46p.
 26. F De Winter, C Van de wiele, S Vandenberghe, B Vandebossche, Y D'Asseler, D Huglo, en R A Dierckx, '18F-fluorodeoxyglucose triple headed coincidence imaging in oncology: preliminary results and comparison to dedicated PET', in Proceedings of the Xth symposium SBMN-BGNG, in: Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde 2001; 23(4): pp 152, Knokke, Belgium, 2001.

27. F De Winter, C Van de Wiele, S Vandenberghe, B Vandebossche, Y D'Asseler, D Huglo, en R A Dierckx, 'Triple Headed FDG coincidence Imaging in Oncology: Preliminary results and Comparison with Dedicated PET', in Proceedings of the SNM Meeting in Journal of Nuclear Medicine 42: (5) , Suppl. S May, Toronto, Canada, 2001, p. 1266.
28. F De Winter, C Van de Wiele, S Vandenberghe, P De Bondt, D De Clerq, Y D'Asseler, en R A Dierckx, 'Coincidence Camera F-18-FDG Imaging for the Diagnosis of Chronic Orthopedic Infection: a Feasibility Study', in Proceedings of the SNM Meeting in Journal of Nuclear Medicine 42: (5) , Suppl. S May, Toronto, Canada, 2001, p. 1396.
29. M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, L Bouwens, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'MRI-guided quantification of SPECT images of the basal ganglia: a phantom study', in Proceedings of the World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering, Chicago, USA, 2000.
30. M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, L Bouwens, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Study of the quantification of FBP ECT images with a correction for partial volume effects', in Proceedings of the IEEE MIC, Lyon, France, 2000, pp. 18.47-18.51.
31. M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, en I Lemahieu, 'Study of the quantification of FBP ECT images with a correction for partial volume effects', in Proceedings of the RUG FTW 1st PhD Symposium, Ghent, Belgium, 2000.
32. M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Study of the quantification of FBP ECT images with a correction for partial volume effects', in Proceedings of ESEM, in: Technology and Health Care, Belfast, Ireland, 2001, vol. 9, pp. 142-144.
33. M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, L Bouwens, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Template-based scatter correction in clinical brain perfusion SPECT', in Proceedings of the SPIE Medical Imaging, San Diego, USA, 2001, vol. 4322, pp. 877-887.
34. M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, K Van Laere, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Sensitivity of Fan Beam versus Parallel Beam Collimation in SPECT Imaging', in Proceedings of the ITBS, Milos Island, Greece, 2001.

35. M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Comparison of Sinogram and Reconstruction based Correction for Partial Volume Effects in ECT Imaging', in Proceedings of the 5th WSES International Conference on Circuits, Systems, Communications and Computers (CSCC 2001), Rethymno, Greece, 2001.
36. M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, J Versijpt, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'A recursive Algorithm for Quantification of Brain Perfusion SPECT Imaging', in Proceedings of the IEEE MIC, San Diego, USA, 2001.
37. M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, K Van Laere, J Versijpt, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Modelling of the sensitivity of fan-beam collimation in SPECT imaging', in Proceedings of the 23rd annual international conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, EMBC 2001, 25-28/10/01 (CD-ROM), Istanbul, Turkey, 2001, p. 4.
38. M Koole, Y D'Asseler, K Van Laere, C Van de Wiele, R A Dierckx, en I Lemahieu, 'Evaluatie van de nauwkeurigheid en rekensnelheid van zes algorithmes voor ECD SPECT-SPECT co-registratie', in Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde, 1997, vol. 19, pp. 115-119.
39. M Koole, Y D'Asseler, K Van Laere, K Audenaert, R A Dierckx, en I Lemahieu, 'Evaluation of the accuracy and computing time of MR-SPECT and SPECT-SPECT co-registration using 8 different algorithms', in Proceedings of the 13th annual symposium of the BVZF, Mons, Belgium, 1997.
40. M Koole, Y D'Asseler, L Bouwens, C Van de Wiele, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'A semi-automated method for co-registration of brain perfusion and MIBI/Thallium SPECT images', in Proceedings of the annual meeting of the BVZF, Brugge, Belgium, 1998.
41. M Koole, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Non-uniform energy scaling of SPECT attenuation maps', in EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8, Paris, France, 2000, p. 943.
42. P Lahorte, S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Statistical Parametric Analysis of activation

- foci detection in brain SPECT', in Proceedings of the 20th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, Hong Kong, 1998.
43. P Lahorte, S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Statistical Parametric analysis of activation foci detectability in brain SPECT imaging: image quality versus statistical power', in Joint WFNMB and EANM Congress, in European Journal of Nuclear Medicine, Berlin, Germany, 1998.
 44. P Lahorte, S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Statistische parametrische analyse van activatiefoci-detecteerbaarheid in hersenSPECT beeldvorming', in 9e driejaarlijks symposium voor nucleaire geneeskunde, in : Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde, Knokke, Belgium, 1999, p. 17.
 45. P Lahorte, S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Statistical Parametric analysis of activation foci detectability in brain SPECT imaging: influence of foci characteristics', in 4th International conference on functional mapping of the human brain, in: Journal of Nuclear Medicine, Montreal, Canada, 1998.
 46. C Van de Wiele, R Vanholder, T Verplancke, Y D'Asseler, K Casier, en R A Dierckx, 'Clinical usefulness of TC-99m DTPA Captopril Scintigraphy in patients with a solitary kidney and a suspicion of renal artery stenosis', in Joint WFNMB and EANM Congress, in European Journal of Nuclear Medicine, Berlin, Germany, 1998.
 47. C Van de Wiele, Y D'Asseler, M Koole, J De Sutter, C De Sadeleer, en R A Dierckx, 'Influence of time interval and choice of background on 99mTc DTPA differential renal function using double background correction', in European Journal of Nuclear Medicine, Glasgow, UK, 1997, p. 910.
 48. S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, F Dewinter, P De Bondt, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Physical evaluation of 511 keV imaging with a gamma camera and a PET camera', in ESEM, Barcelona, Spain, 1999, pp. 251-252.
 49. S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, M Monsieurs, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Physical evaluation of 511 keV imaging with a gamma camera', in Proceedings of the IEEE MIC, Seattle, USA, 1999.

50. S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, R A Dierckx, en I Lemahieu, 'Iterative List Mode Reconstruction for Coincidence data of Gamma Camera', in Proceedings of the SPIE Medical Imaging, San Diego, USA, 2000, vol. 3977, pp. 1538-1546.
51. S Vandenberghe, J Kolthammer, Y D'Asseler, C Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Influence of detector thickness on resolution in three-headed gamma camera', in Proceedings of the IEEE MIC (CD-ROM), Lyon, France, 2000, pp. 16.17-16.21.
52. S Vandenberghe, Y D'Asseler, L Bouwens, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'List mode based correction and reconstruction techniques for coincidence data of a gamma camera', in Proceedings of the RUG FTW 1st PhD Symposium, Ghent, Belgium, 2000.
53. S Vandenberghe, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Correction for the varying detection efficiency in gamma camera based coincidence detection', in Proceedings of ESEM, in: Technology and Health Care, Belfast, Ireland, 2001, vol. 9, pp. 136-138.
54. S Vandenberghe, Y D'Asseler, C G Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Evaluation of reconstruction algorithms for triple head coincidence imaging by hot sphere detectability', in Proceedings of the SPIE Medical Imaging, San Diego, USA, 2001, vol. 4322, pp. 836-844.
55. S Vandenberghe, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Detector Efficiency and Geometry Correction in PET Imaging with NaI Crystals', in Proceedings of the ITBS, Milos Island, Greece, 2001.
56. S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Randoms Correction for Gamma Camera Based PET Listmode Reconstruction', in Proceedings of the IEEE MIC, San Diego, USA, 2001.
57. S Vandenberghe, P Lahorte, Y D'Asseler, M Koole, B Brans, K Audenaert, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Statistical Parametric analysis of SPECT neuroactivation studies', in Proceedings of the annual meeting of the BVZF, Brugge, Belgium, 1998.
58. S Vandenberghe, P Lahorte, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Assessment of Lesion Detectability in Brain

- SPECT Imaging', in Proceedings of the 45th annual meeting of the SNM, in Journal of Nuclear Medicine Technology, Toronto, Canada, 1998, p. 130.
59. S Vandenberghe, P Lahorte, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Statistical Parametric analysis of activation foci detectability in brain SPECT imaging: image quality versus statistical power', in Joint WFNMB and EANM Congress, in European Journal of Nuclear Medicine, Berlin, Germany, 1998.
 60. S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Configuration of a mini-PACS in a Nuclear Medicine department', in Eighth biennial congress of the South African Society of Nuclear Medicine, Cape Town, South Africa, 1998, p. 46.
 61. S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Configuration of a mini-PACS in a Nuclear Medicine department', in European symposium on clinical imaging and networking, Mortsels, Belgium, 1998, p. 46.
 62. S Vandenberghe, P Lahorte, K Van Laere, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, R A Dierckx, en I Lemahieu, 'Analysis of activation foci detection in brain SPECT imaging', in Hermes users meeting, Finland, 1999.
 63. S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Influence of the angle of incidence on the sensitivity of dual- and triple head gamma camera coincidence imaging', in EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8, Paris, France, 2000, p. 955.
 64. S Vandenberghe, M Koole, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Iterative 3D list mode reconstruction for coincidence imaging on dual- and triple head gamma cameras', in EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8, Paris, France, 2000, p. 967.
 65. S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, 'Correction for Detection Efficiency, Geometry and Deadtime in Gamma Camera Based PET List Mode Reconstruction', in Proceedings of the EANM Meeting in European Journal of Nuclear Medicine 28: (8), Naples, Italy, 2001, p. 969.

66. K Van Laere, L Bouwens, M Monsieurs, Y D'Asseler, M Koole, S Vandenberghe, en R A Dierckx, 'Non-uniform transmission in brain SPECT using static line sources: dosimetry and differential influence on brain quantification', in 46th annual meeting of the Society of Nuclear Medicine, Los Angeles, USA, 1999.
67. K Van Laere, M Koole, K Audenaert, Y D'Asseler, F Dumont, en R A Dierckx, 'Accurate Automatic fitting of brain receptor data using single-photon transmission images', in 24th International symposium of the Austrian Society of Nuclear Medicine, Bad Gastein, Austria, 2000.
68. K Van Laere, M Koole, Y D'Asseler, K Audenaert, F Dumont, en R A Dierckx, 'Automatic stereotactic standardization of brain receptor data using single-photon transmission images', in SNM, in: Journal of Nuclear Medicine, Saint Louis, USA, 2000, p. 61p.
69. J Versijpt, K Audenaert, J De Sutter, A Van Den Eeckhout, Y D'Asseler, en R A Dierckx, 'Good Clinical Practice and Academic based Nuclear Medicine Research', in Eighth biennial congress of the South African Society of Nuclear Medicine, Cape Town, South Africa, 1998, p. 46.
70. J Versijpt, Y D'Asseler, M Moerman, M Lemmerling, H Vermeersch, en R A Dierckx, '^{99m}Tc labelled HL91, a novel marker of tissue hypoxia: a pilot study', in EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8, Paris, France, 2000, p. 963.

Bibliografie

- [1] M Koole en Y D'Asseler, "Evaluatie en klinische implementatie van commerciële beeldfusiesoftware," M.S. thesis, Universiteit Gent, Faculteit Toegepaste Wetenschappen, 1997.
- [2] Y D'Asseler, M Koole, I Lemahieu, E Achten, P Boon, PP De Deyn, en R A Dierckx, "Recent and future evolutions in NeuroSPECT with particular emphasis on the synergistic use and fusion of imaging modalities," *Acta neurologica belgica*, vol. 97, pp. 154–162, 1997.
- [3] P A van den Elsen, E J Pol, en M A Viergever, "Medical image matching. A review with classification," *IEEE Engineering in Medicine and Biology*, vol. 12, no. 1, pp. 26–38, March 1993.
- [4] M A Wilson, *Textbook of Nuclear Medicine*, Raven Press, 1998.
- [5] I P C. Murray en P J Ell, *Nuclear Medicine in Clinical Diagnosis and Treatment*, Churchill Livingstone Inc., 1998.
- [6] H Anger, "Scintillation camera with multichannel colimator," *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 5, pp. 515, 1964.
- [7] Picker International Inc., *IRIX Imaging System Product Data*, 1997.
- [8] NEMA Standards Publication No NU1-1994, *Performance Measurements of Scintillation Cameras*, 1994.
- [9] M Ljungberg, MA King, GJ Hademenos, en SE Strand, "Comparison of 4 scatter correction methods using monte-carlo simulated source distributions," *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 35(1), pp. 143–151, 1994.
- [10] L Shao, R Freifelder, en J S Karp, "Triple energy window scatter correction technique in PET," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 13, no. 4, pp. 641–648, December 1994.

- [11] I Buvat, M Rodriguezvillafuerte, A Toddpokropek, H Benali, en R Di-paola, “Comparative-assessment of 9 scatter correction methods based on spectral-analysis using monte-carlo simulations,” *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 36(8), pp. 1476–1488, 1995.
- [12] L Bouwens, R Van de Walle, J Nuyts, M Koole, Y D’Asseler, S Van-denbergh, I Lemahieu, en R A Dierckx, “Image-correction techniques in SPECT,” *Computerized Medical Imaging and Graphics*, vol. 25, pp. 117–126, March-April 2001.
- [13] J A Sorenson en M E Phelps, *Physics in Nuclear Medicine*, Grune & Stratton Inc., Orlando, second edition, 1987.
- [14] D F Yu en J A Fessler, “Mean and variance of single photon counting with deadtime,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 45, pp. 2043–2056, 2000.
- [15] R J English en S E Brown, *SPECT Single-Photon Emission Computed Tomography: A Primer*, New York: The Society of Nuclear Medicine, Inc., 1990.
- [16] C L Melcher, “Scintillation Crystals for PET,” *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 41, no. 6, pp. 1051–1055, June 2000.
- [17] B Bendriem, “Les detecteurs de positons: camera PET - camera PET-SPECT,” *Revue de l’ACOMEN*, vol. 4, no. 1, pp. 34–40, 1998.
- [18] J A Sorenson en M E Phelps, *Physics in Nuclear Medicine*, chapter Systems and Devices, pp. 424–451, W.B. Saunders Company, 1987.
- [19] Z-H Cho, J P Jones, en M Singh, *Foundations of Medical Imaging*, chapter Tomographic Nuclear Medical Imaging - Positron Emission Tomography, pp. 201–233, John Wiley and Sons Inc., 1993.
- [20] J A Patton en T G Turkington, “Coincidence Imaging with a Dual-Head Scintillation Camera,” *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 40, no. 3, pp. 432–441, 1999.
- [21] P E Kinahan en J G Rogers, “Analytic 3D image reconstruction using all detected events,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 36, no. 1, pp. 964–968, February 1989.
- [22] J G Colsher, “Fully three-dimensional positron emission tomography,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 25, no. 1, pp. 103–115, 1980.

- [23] Margaret E. Daube-Witherspoon en Gerd Muehllehner, "Treatment of axial data in three-dimensional PET," *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 28, pp. 1717–1724, 1987.
- [24] R M Lewitt, G Muehllehner, en J S Karp, "Three-dimensional reconstruction for PET by multi-slice rebinning and axial image filtering," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 39, pp. 321–340, 1994.
- [25] M Defrise, P E Kinahan, D W Townsend, C Michel, M Sibomana, en D F Newport, "Exact and Approximate Rebinning Algorithms for 3-D PET Data," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 16, no. 2, pp. 145–158, 1997.
- [26] M Defrise en P E Kinahan, *The Theory and Practise of 3D PET*, chapter Data Acquisition and Image Reconstruction in PET, pp. 11–53, Bendriem, B and Townsend, D W eds., Kluwer Academic Publishers, 1998.
- [27] H Anderson en P Price, "What does positron emission tomography offer oncology?," *European Journal of Cancer*, vol. 36, no. 16, pp. 2028–2035, 2000.
- [28] J M Links, "Advances in Nuclear Medicine instrumentation: considerations in the design and selection of an imaging system," *European Journal of Nuclear Medicine*, vol. 25, no. 10, pp. 1453–1466, 1998.
- [29] J J Bax, J A Patton, D Poldermans, A Elhendy, en M P Sandler, "18-Fluorodeoxyglucose imaging with Positron Emission Tomography and Single Photon Emission Computed Tomography: Cardiac Applications," *Seminars in Nuclear Medicine*, vol. 30, no. 4, pp. 281–298, 2000.
- [30] A van Lingen, P C Huijgens, F C Visser, G J Ossenkoppele, O S Hoekstra, H J Martens, H Huitink, K D Herscheid, M V Green, en G J Teule, "Performance characteristics of a 511-keV collimator for imaging positron emitters with a standard gamma camera," *European Journal of Nuclear Medicine*, vol. 19, no. 5, pp. 315–321, 1992.
- [31] D Delbeke en M P Sandler, "The role of Hybrid Cameras in Oncology," *Seminars in Nuclear Medicine*, vol. 30, no. 4, pp. 268–280, 2000.
- [32] J J Bax, J H Cornell, F C Visser, P M Fioretti, A van Lingen, J M Huitink, A Elhendy, D Poldermans, J M Roelandt, en C A Visser, "Comparison

- of fluorine-18 FDG with rest-redistribution thallium-201 SPECT to delineate viable myocardium and predict functional recovery after revascularization,” *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 39, no. 9, pp. 1481–1486, 1998.
- [33] E G DePeuy, M Ghesani, M Schwartz, M Friedman, K Nichols, en H Salsensky, “Comparative performance of gated perfusion wall thickening, SPECT, delayed thallium uptake, and F-18 fluorodeoxyglucose SPECT in detecting myocardial viability,” *Journal of Nuclear Cardiology*, vol. 6, no. 4, pp. 418–428, 1999.
- [34] J A Patton, “Instrumentation for Coincidence Imaging with Multihead Scintillation Cameras,” *Seminars in Nuclear Medicine*, vol. 30, no. 4, pp. 239–254, 2000.
- [35] T K Lewellen, R S Miyaoka, en W L Swan, “PET imaging using dual-headed gamma cameras: an update,” *Nuclear Medicine Communications*, vol. 20, pp. 5–12, January 1999.
- [36] P H Jarritt en P D Acton, “PET imaging using gamma camera systems: a review,” *Nuclear Medicine Communications*, vol. 17, pp. 758–766, 1996.
- [37] Y D’Asseler, S Vandenberghe, F De Winter, R Van de Walle, M Koole, L Bouwens, I Lemahieu, en R A Dierckx, “PET imaging using gamma cameras,” *Computerized Medical Imaging and Graphics*, vol. 25, pp. 87–96, 2001.
- [38] Siemens, *ECAT 951 Data Sheet*, 1999.
- [39] G Muehllehner en Y Hamisch, “Sodium Iodide Positron Detectors: PET/SPECT and Dedicated Systems,” *Revue de l’ACOMEN*, vol. 5, no. 2, pp. 145–151, 1989.
- [40] D A Mankoff, G Muehllehner, en J S Karp, “The high count rate performance of a two-dimensionally position-sensitive detector for positron emission tomography,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 34, pp. 437–456, 1989.
- [41] D A Mankoff, G Muehllehner, en G E Miles, “A local coincidence triggering system for PET tomographs composed of large-area position-sensitive detectors,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 37, no. 2, pp. 730–736, 1990.

- [42] E L Boren, D Delbeke, J A Patton, en M P Sandler, "Comparison of FDG PET and positron coincidence detection imaging using a dual-head gamma camera with 5/8 in. NaI(Tl) crystals in patients with suspected body malignancies," *European Journal of Nuclear Medicine*, vol. 26, no. 4, pp. 379–387, 1999.
- [43] GE Medical Systems, *Positron Emission Tomography Imaging with the Millennium VG*, 1998.
- [44] NEMA Standards Publication No NU2-2001, *Performance Measurements of Positron Emission Tomographs*, 2001.
- [45] NEMA Standards Publication No NU2-1994, *Performance Measurements of Positron Emission Tomographs*, 1994.
- [46] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, R A Dierckx, en I Lemahieu, "Iterative List Mode Reconstruction for Coincidence data of Gamma Camera," in *Proceedings of the SPIE Medical Imaging*, San Diego, USA, 2000, vol. 3977, pp. 1538–1546.
- [47] S C Strother, M E Casey, en E J Hoffman, "Measuring PET Scanner Sensitivity: Relating Count Rates to Image Signal-to-Noise Ratios using Noise Equivalent Counts," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 37, no. 2, pp. 783–788, 1990.
- [48] D L Bailey, T Jones, en T J Spinks, "A method for measuring the absolute sensitivity of positron emission tomography scanners," *European Journal of Nuclear Medicine*, vol. 18, pp. 374–379, 1991.
- [49] Marconi Medical Systems, *Performing NEMA NU2 (1994) tests on an Axis Gamma-camera*, 2000.
- [50] Marconi Medical Systems, *Performing NEMA NU-2 tests on an AXIS gamma camera with gammaPET option: white paper*, 2000.
- [51] E J Hoffman, S C Huang, M E Phelps, en D E Kuhl, "Quantitation in Positron Emission Computed Tomography: 4 Effect of Accidental Coincidences," *Journal of Computer Assisted Tomography*, vol. 5, pp. 391–440, 1981.
- [52] O De Dreuille, D Brasse, B Bendriem, C Corone, O Lamer, J F Gaillard, en A Pecking, "Detection en coincidence sur gamma camera conventionnelle: principes et performances," *Medecine Nucleaire*, vol. 23, no. 2, pp. 81–91, 1999.

- [53] O De Dreuille, D Brasse, C Groseille, B Bendriem, J M Rocchisani, J F Gaillard, en J L Moretti, "Evaluation des performances de la detection des emetteurs de positons au moyen d'une gamma camera," *Medecine Nucleaire*, vol. 24, no. 3, pp. 139–150, 2000.
- [54] W Kunze, M Baehre, en E Richter, "PET with a Dual-Head Coincidence Camera: Spatial Resolution, Scatter Fraction, and Sensitivity," *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 41, pp. 1067–1074, 2000.
- [55] V Sossi, B Pointon, C Boudoux, P Cohen, K Hudkins, S Jivan, K Nitzek, J deRosario, C Stevens, en T J Ruth, "NEMA NU 2-2000 Performance Measurements on an ADAC MCD Camera," in *Proceedings of the IEEE MIC*, Lyon, France, 2000.
- [56] S Vandenberghe, Y D' Asseler, C G Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Influence of Detector Thickness on Resolution in Three- Headed Gamma Camera PET ," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, *Accepted for publication*, 2002.
- [57] W Wang en C G Matthews, "Geometric calibration of a triple head gamma camera PET system," in *Proceedings of the IEEE MIC*, Lyon, France, 2000.
- [58] Y D' Asseler, S Vandenberghe, M Koole, F De Winter, P De Bondt, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Evaluation of 511 keV imaging with gamma camera and PET," in *Symposium on the Frontiers in Nuclear Medicine Technology*, in: *Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde*, Mol, Belgium, 1999, p. 108.
- [59] S Vandenberghe, Y D' Asseler, M Koole, F Dewinter, P De Bondt, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Physical evaluation of 511 keV imaging with a gamma camera and a PET camera," in *ESEM*, Barcelona, Spain, 1999, pp. 251–252.
- [60] S Vandenberghe, Y D' Asseler, M Koole, M Monsieurs, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Physical evaluation of 511 keV imaging with a gamma camera," in *Proceedings of the IEEE MIC*, Seattle, USA, 1999.
- [61] Y D' Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Resolution Properties of Triple-Headed Coincidence Imaging," in *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, USA, 2001.

- [62] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Physical evaluation of 511 keV coincidence imaging with a gamma camera," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, pp. 98–105, Februari 2001.
- [63] C Matthews, "Triple-head coincidence imaging," in *Conference Record of the 1999 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Seattle, Washington, USA, October 1999, vol. 1.
- [64] R Clack, D Townsend, en A Jeavons, "Increased sensitivity and field of view for a rotating positron camera," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 29, no. 11, pp. 1421–1431, 1984.
- [65] J Suckling, M A Flower, en B J Deehan, "Spatial variation of sensitivity in a positron camera with planar detectors," *Physics in Medicine and Biology*, 1992.
- [66] AJ Reader, K Erlandsson, MA Flower, en RJ Ott, "Fast accurate iterative reconstruction for low-statistics positron volume imaging," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 43, pp. 835–846, April 1998.
- [67] W L Swan, "Exact rotational weights for coincidence imaging with a continuously rotating dual-headed gamma camera," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, no. 4, pp. 1421–1431, August 2000.
- [68] M L Ljungberg, S E Strand, en M A King, *Monte Carlo Calculations in Nuclear Medicine, Applications in Diagnostic Imaging*, Institute of Physics Publishing, 1998.
- [69] "http://depts.washington.edu/simset/html/simset_main.html," .
- [70] "<http://wwwinfo.cern.ch/api/>," .
- [71] H Zaidi, "Relevance of accurate Monte Carlo modelling in nuclear medicine imaging," *Medical Physics*, vol. 26, no. 4, pp. 574–608, April 1999.
- [72] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Geometric sensitivity for triple head gamma camera based coincidence imaging," in *EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8*, Paris, France, 2000, p. 955.

- [73] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, R A Dierckx, en I Lemahieu, "Geometric sensitivity calculation of three-headed gamma camera-based coincidence detection," in *Proceedings of the SPIE Medical Imaging*, San Diego, USA, 2000, vol. 3977, pp. 58–67.
- [74] R Z Stodilka en S J Glick, "Evaluation of Geometric Sensitivity for Hybrid PET," *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 42, no. 7, pp. 1116–1120, 2001.
- [75] Y D'Asseler, S Vandenberghe, C Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Three-dimensional geometric sensitivity calculation for three-headed coincidence imaging," in *Proceedings of the IEEE MIC (CD-ROM)*, Lyon, France, 2000, pp. 16.24–16.27.
- [76] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, en L Bouwens, "Three-dimensional geometric sensitivity calculation for three-headed coincidence imaging," in *Proceedings of the RUG FTW 1st PhD Symposium*, Ghent, Belgium, 2000.
- [77] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Three-dimensional geometric sensitivity correction in triple-headed gamma camera coincidence imaging: separability properties," in *Proceedings of ESEM, in: Technology and Health Care*, Belfast, Ireland, 2001, vol. 9, pp. 134–136.
- [78] Y D'Asseler, S Vandenberghe, C G Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Three-Dimensional Geometric Sensitivity Calculation For Three-Headed Coincidence Imaging," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, pp. 1446–1451, August 2001.
- [79] W Wang en J A Kolthammer, "4D Geometric Sensitivity for multiheaded planar Detector PET Systems," in *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, CA, USA, 2001.
- [80] S S Orlov, "Theory of three-dimensional image reconstruction: I Conditions for a complete set of projections," *Soviet Physics Crystallography*, vol. 20, pp. 429–433, 1976.
- [81] S D Metzler, J E Bowsher, en R J Jaszczak, "Computational Determination of Orlov Volumes," in *Proceedings of the Sixth International Meeting on Fully 3D Image Reconstruction, in: Radiology and Nuclear Medicine*, Asilomar, CA, USA, 2001.

- [82] R Buchert, K H Bohuslavizki, J Mester, en M Clausen, "Quality Assurance in PET: Evaluation of the Clinical Relevance of Detector Defects," *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 40, pp. 1657–1665, 1999.
- [83] J S Karp, G Muehlehner, en R M Lewitt, "Constrained Fourier Space Method for Compensation of Missing Data in Emission Computed Tomography," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 7, no. 1, pp. 21–25, 1988.
- [84] I Fujieda, K Heiskanen, en Perez-Mendez V, "Versatility of the CFR Algorithm for Limited Angle Reconstruction," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 37, no. 2, pp. 585–588, 1990.
- [85] W Xia, R M Lewitt, en P R Edholm, "Fourier Correction for Spatially Variant Collimator Blurring in SPECT," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 14, no. 1, pp. 100–115, 1995.
- [86] J M Ollinger, "Iterative Reconstruction-Reprojection and the Expectation-Maximization Algorithm," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 9, no. 1, pp. 94–98, 1990.
- [87] P E Kinahan, J A Fessler, en J S Karp, "Statistical Image Reconstruction Methods in PET with Compensation for Missing Data," in *Proceedings of the IEEE MIC*, Anaheim, CA, USA, 1996.
- [88] H A Andersen, "Algebraic Reconstruction in CT from Limited Views," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 8, no. 1, pp. 50–55, 1989.
- [89] A H Delaney en Y Bresler, "Globally Convergent Edge-Preserving Regularized Reconstruction: An Application to Limited-Angle Tomography," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 7, no. 2, pp. 204–221, 1998.
- [90] S Vandenberghe, Y D'Asseler, J Kolthammer, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Influence of the angle of incidence on the sensitivity of gamma camera based PET," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 47, pp. 289–303, 2002.
- [91] Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Three-Dimensional Geometric Sensitivity for Stationary Triple-Headed PET Imaging," in *Proceedings of the ITBS*, Milos Island, Greece, 2001.
- [92] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "A Method for the Calculation of the Geometric Sensitivity for Stationary 3D PET using a Triple-Headed Gamma

Camera,” in *Proceedings of the EANM Meeting in European Journal of Nuclear Medicine 28: (8)*, Naples, Italy, 2001, p. 1007.

- [93] E J Soares, K Germino, S J Glick, en R Z Stodilka, “Determination of Three-Dimensional Voxel Sensitivity for Two- and Three-Headed Coincidence Imaging,” in *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, CA, USA, 2001.

