



Faculteit Geneeskunde en Gezondheidswetenschappen  
2002

Experimentele dosimetrie  
voor de ondersteuning en verificatie van  
intensiteitsgemoduleerde radiotherapie

Martens Chantal

Proefschrift ingediend tot het behalen van de graad van  
Doctor in de Medische Wetenschappen

Promotors: Prof. Dr. Ir. C. De Wagter en Prof. Dr. W. De Neve



# Dankwoord

Mijn dank gaat in de eerste plaats uit naar Prof. De Wagter voor zijn goede begeleiding en voor de vele boeiende discussies. Zijn wetenschappelijke inzichten hebben mijn werk regelmatig een extra impuls gegeven en zijn kritische opmerkingen waren steeds waardevol. Prof. De Neve ben ik erkentelijk voor de kans die hij mij bood om wetenschappelijk onderzoek te verrichten en voor zijn waardevolle wetenschappelijk inbreng. Werner De Gerssem wil ik bedanken voor de goede samenwerking bij het onderzoek omtrent dynamische IMRT en Geoff Budgell voor de ideeënuitswisselingen omtrent het fast-tuning magnetron. Ilse Claeys ben ik dankbaar voor het geven van vele nuttige tips betreffende radiografische filmdosimetrie. Marc Coghe en Per Nilsson ben ik dankbaar voor het verrichten van de CCC berekeningen en voor de vele boeiende discussies die dit met zich mee bracht. Een welgemeend woord van dank gaat ook uit naar Nick Reynaert zowel voor de goede samenwerking bij het gebruik van de radiochromatische films als voor het verrichten van heel wat Monte Carlo simulaties. Prof. Thierens, Hugo Palmans en Jarno Vandewalle wil ik bedanken voor het verrichten van allerlei simulaties die mijn inzichten verruimden en voor de leerrijke discussies tijdens de Monte Carlo vergaderingen. Zonder de vele fantomen die Albert Ravier voor mij maakte had mijn leven als wetenschapper er heel wat minder fleurig uitgezien en het installeren van het monitor signaal door Robert De Greef heeft mijn benen heel wat kilometers bespaard. Tenslotte wil ik ook alle artsen van de P7 bedanken voor de klinische inzichten die ze mij verschaften, en alle ingenieurs, fysici en informatici wil ik bedanken voor de vele leerrijke gedachtewisselingen en voor hun hulp bij allerlei computerproblemen.



# Inhoudstafel

Samenvatting – Summary – Résumé	5
Hoofdstuk 1: Inleiding	11
Hoofdstuk 2: Detectoren	15
2.1 De diamantdetector	15
2.2 Ionisatiekamers	20
2.3 De LA48 lineaire array	25
2.4 Radiografische film	30
2.5 Radiochromatische film	34
2.6 Rol van de detectoren voor IMRT	40
Hoofdstuk 3: Dosimetrische studie van IM-bundels	51
3.1 Dosimetrie van bundel segmenten	51
3.1.1 Korte MU bundelsegmenten	51
3.1.2 Kleine velden	52
3.1.3 Offset velden	53
3.1.4 Geometrische nauwkeurigheid van de MLC	53
3.2 Dosimetrie van IM-bundels	54
3.2.1 Dosis in afgeschermd kritische structuren voor step-and-shoot IM-bundels	54
3.2.2 Interrupted dynamic sequences	55
3.3 Effecten van luchtcaviteiten	56
Hoofdstuk 4: Publicaties	59
Publicatie 1: The value of the PinPoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy	61
Publicatie 2: The value of the LA48 linear ion chamber array for characterization of intensity-modulated beams	73
Publicatie 3: The value of radiographic film for the characterization of intensity-modulated beams	91
Publicatie 4: Improved delivery efficiency for step and shoot intensity modulated radiotherapy using a fast-tuning magnetron	105

Publicatie 5: Vérification dosimétrique de la modulation d'intensité par accélérateur classique équipé d'un collimateur multilame	114
Publicatie 6: Combining the advantages of step-and-shoot and dynamic delivery of intensity-modulated radiotherapy by interrupted dynamic sequences	126
Publicatie 7: Underdosage of the upper-airway mucosa for small fields as used in IMRT: A comparison between radiochromic film measurements, Monte Carlo simulations, and Collapsed Cone Convolution calculations	136
Hoofdstuk 5: Aanvullingen op de publicaties	145
5.1 Dosimetrische karakteristieken van offset velden	145
5.2 Kalibratie en kwantitatieve geometrische kwaliteitscontrole van een Elekta MLC	150
Hoofdstuk 6: Discussie	155
Lijst met afkortingen	167
Lijst met begrippen	169

# Samenvatting

Bij intensiteitsgemoduleerde radiotherapie (IMRT) zijn de beoogde dosisdistributies vaak complex en maken de commercieel beschikbare systemen voor dosisberekeningen soms aanzienlijke fouten. Bovendien werken de lineaire versnellers voor IMRT op de grens van hun specificaties. Het is daarom belangrijk om de dosisdistributies nauwkeurig experimenteel te kunnen bepalen. Dit proefschrift behandelt de dosimetrische verificatie van intensiteitsgemoduleerde bundels (IM-bundels). De nadruk wordt daarbij vooral gelegd op step-and-shoot IMRT, waarbij elke bundel de som is van een aantal elementaire statische bundelsegmenten (ook 'velden' genoemd).

De aard van de IMRT dosisverdelingen en de wijze waarop IMRT uitgevoerd wordt zorgen er echter voor dat het verrichten van dergelijke dosis metingen geen eenvoudige opdracht is. De scherpe intensiteitspieken die vaak optreden in IM-bundels leiden bij heel wat detectoren tot belangrijke volume effecten en het niet-statisch karakter van de IM-bundels maakt het gebruik van integrerende dosimeters noodzakelijk wanneer men volledige bundels wil analyseren. Daarom hebben we een groot aantal commercieel beschikbare detectoren op hun waarde getest. De diamantdetector (type 60003, PTW - Freiburg) heeft een zeer hoge spatiale resolutie en een energieonafhankelijke respons voor megavoltage fotonenbundels. De respons moet echter steeds gecorrigeerd worden voor dosistempo-afhankelijkheid. Verschillende ionisatiekamers werden bestudeerd: de Farmer-type ionisatiekamer (type 30001, PTW - Freiburg), de  $0.125 \text{ cm}^3$  ionisatiekamer (type 31002, PTW - Freiburg), de PinPoint ionisatiekamer (type 31006, PTW - Freiburg) en de Markus ionisatiekamer (type 23343, PTW - Freiburg). Voor het meten in gebieden met een scherpe dosisgradiënt is de PinPoint kamer, door haar kleine afmetingen, de meest geschikte ionisatiekamer. De overgevoeligheid van deze kamer voor laagenergetische fotonen vormt geen probleem bij kleine velden. Voor het meten van zeer lage dosissen is de Farmer-type kamer uiterst geschikt. Bovenstaande puntdetectoren kunnen echter enkel gebruikt worden voor het opmeten van dosisdistributies in individuele bundelsegmenten en voor het verrichten van puntmetingen in IM-bundels. Met de LA48 lineaire array (PTW - Freiburg) kan men op accurate wijze dosisprofielen meten voor IM-bundels. Ondanks de grote oppervlakte van de ionisatiekamer elementen meet deze detector nauwkeurig in regio's met een scherpe dosisgradiënt, wat verband houdt met de aanwezigheid van metalen elektrodeplaten die de padlengtes van de secundaire elektronen verkorten. Radiografische film is de meest aangewezen detector voor het bekomen van tweedimensionale informatie over IM-bundels. Doordat de velden gebruikt bij IMRT meestal relatief klein zijn, zijn de afwijkingen, te wijten aan de overgevoeligheid van radiografische film voor laagenergetische fotonen, klein. In de afgeschermd kritische structuren, waar een belangrijk deel van de dosis afkomstig is van laagenergetische Compton verstrooiing, wordt de overrespons tegengewerkt door de afname in respons bij afnemend dosistempo.

Radiochromatische film zou principieel ook een zeer geschikte dosimeter zijn voor het analyseren van IM-bundels, maar deze films zijn te klein en te duur, en hun gebruik is zeer arbeidsintensief. Radiochromatische films gebruiken wij daarom enkel voor speciale toepassingen zoals het meten aan interfaces.

De op punt gestelde methodologie werd uiteindelijk gebruikt voor het analyseren van IM-bundels. We vonden dat de fouten, tengevolge van het gebruik van bundelsegmenten met een klein aantal monitor eenheden, verwaarloosbaar zijn. Wanneer een belangrijk deel van de dosis afkomstig is van kleine velden en offset velden is het echter belangrijk dat het planningssysteem de eigenschappen van deze velden nauwkeurig kan modelleren. Voor kleine velden neemt de outputfactor (OF) immers snel af met kleiner wordende veldbreedte en voor offset velden neemt de outputfactor toe met toenemende offset en zijn de profielen asymmetrisch. Bij het opmeten van profielen voor IM-bundels, vonden we dat de dosis in afgeschermd kritische structuren onderschat wordt door het planningssysteem GRATIS dat wij gebruiken. Daarnaast bespreken we ook bundels die een aantal dosimetrische overgangen bevatten, en bestuderen we de dosis rebuild-up na luchtcaviteiten, die kan leiden tot een onderdosage van de mucosa in de bovenste luchtwegen.



# Summary

In intensity modulated radiation therapy (IMRT) the envisaged dose distributions are often complex and commercially available dose computation systems are not always able to predict the dose accurately at all positions. In addition, IMRT relies on machine characteristics that are rarely rigorously specified. Thus, it is important that the dose distributions can be assessed experimentally in an accurate way. In this thesis we discuss the dosimetric verification of intensity modulated beams (IM-beams). We focus on step-and-shoot IMRT, where each beam is the sum of a number of elementary static beam segments (also called 'fields').

The character of IMRT dose distributions and IMRT delivery make the measurements not straightforward. The sharp intensity peaks that often occur in IM-beams lead to important volume effects for many detectors, and the non-static character of IM-beams makes the use of integrating dosimeters necessary when complete IM-beams must be analysed. Therefore, the characteristics of quite a few commercially available detectors and their value for evaluating IM-beams have been investigated.

The diamond detector (type 60003, PTW-Freiburg) has an excellent spatial resolution and an energy independent response for megavoltage photon beams, but a correction for the dose rate dependence of the response must be performed.

Several ion chambers were considered: the Farmer-type ionisation chamber (type 30001, PTW-Freiburg), the 0.125 cm<sup>3</sup> ionisation chamber (type 31002, PTW-Freiburg), the PinPoint ionisation chamber (type 31006, PTW-Freiburg) and the Markus ionisation chamber (type 23343, PTW-Freiburg). For measurements in regions of high dose gradient, the PinPoint chamber is the most suitable chamber due to its small dimensions. The overresponse of this chamber to low energy photons is not important for small fields. The Farmer-type chamber is the best detector for measuring low doses.

However, all the above point detectors can be used only for measuring dose distributions of individual beam segments and for conducting point measurements in IM-beams. Using the LA48 linear array (PTW-Freiburg), dose profiles for IM-beams can be measured accurately. Despite the relatively large area of the ion chamber elements, the detector measures accurately in regions of sharp dose gradient. This is related to the presence of metal electrode plates that shorten the path lengths of the secondary electrons.

When we want to obtain two-dimensional information of IM-beams, radiographic film is the detector of choice. Because the field sizes used in IMRT are normally relatively small, deviations due to the overresponse of radiographic film to low energy photons are small. In shielded organs at risk an important part of the dose comes from low energy Compton scattered photons, what makes the film overresponding at these positions. However, this overresponse is counteracted by the decrease in response with decreasing dose rate.

In theory, also radiochromic films could be used to obtain two-dimensional information on IM-beams. However, these films are too small, too expensive, and

their use is time consuming and labour-intensive. Therefore, we adhere to radiochromic film only for special applications like measurements near interfaces.

Finally, the optimised methodology was used to analyse IM-beams. We found that the deviations due to the use of beam segments with a small number of monitor units are negligible. When an important part of the dose originates from small fields or offset fields it is important that the treatment planning system is able to model the characteristics of these fields accurately. For small fields the output factor (OF) decreases rapidly with diminishing field size and for offset fields the OF increases with offset and the profiles become asymmetric. For IM-beams, we found that the dose in shielded organs at risk is underestimated by the treatment planning system GRATIS that we use. We assessed also beams that contain dynamic transitions, and we studied the dose rebuild-up downstream of air cavities, which may lead to an underdosage of the mucosa in the upper air ways.

# Résumé

La distribution des doses en radiothérapie à modulation d'intensité (IMRT) est souvent complexe et les systèmes de calcul de dose, disponibles sur le marché, ne sont pas toujours capables de prédire la dose d'une façon précise. Au surplus, l'IMRT compte sur des caractéristiques des accélérateurs rarement définies rigoureusement. Il est donc important de pouvoir déterminer expérimentalement les distributions de dose avec précision. La vérification dosimétrique des faisceaux modulés en intensité (faisceaux-IM) est traitée dans cette thèse. Nous mettons l'accent sur step-and-shoot IMRT, où chaque faisceau est la somme d'un nombre de segments statiques élémentaires (appelés aussi 'champs').

Le caractère spécifique des distributions de dose et les méthodes de délivrance d'IMRT sont telles que la dosimétrie expérimentale n'est pas évidente. Les pics d'intensité qui apparaissent souvent dans des faisceaux-IM mènent à d'importants effets volumétriques pour la plupart des détecteurs, et le caractère non-statique des faisceaux-IM nécessite l'emploi de dosimètres intégrant lorsqu'on veut analyser des faisceaux-IM complets. Ainsi nous avons évalué les caractéristiques et la valeur d'un nombre de détecteurs disponibles sur le marché.

Le détecteur diamant (type 60003, PTW-Freiburg) a une excellente résolution spatiale et une réponse indépendante de l'énergie pour des photons mégavoltage, mais une correction pour la dépendance du réponse au débit de dose doit être exécutée.

Plusieurs chambres d'ionisation ont été considérées: la chambre d'ionisation de type Farmer (type 30001, PTW-Freiburg), la chambre d'ionisation 0125 cm<sup>3</sup> (type 31002, PTW-Freiburg), la chambre d'ionisation PinPoint (type 31006, PTW-Freiburg) et la chambre d'ionisation de Markus (type 23343, PTW-Freiburg). Pour les mesures dans des régions de haute pente de dose, la chambre PinPoint est la plus convenable grâce à ses petites dimensions. La surréponse de cette chambre à photons de basse énergie n'est pas importante pour les petits champs. La chambre de type Farmer est le meilleur détecteur pour mesurer les doses basses.

Cependant, tous les détecteurs mentionnés ci-dessus peuvent être utilisés seulement pour mesurer des distributions de dose des champs statiques et pour faire des mesures de point dans les faisceaux-IM. Avec la barrette de chambres d'ionisation LA48 (PTW-Freiburg), des profils de dose pour des faisceaux-IM peuvent être mesurés avec précision. Malgré la surface assez large des éléments de chambre d'ionisation, le détecteur mesure précisément dans les régions de haute pente de dose. Ceci est dû à la présence des plaques électrodes de métal dans l'ensemble, ce qui raccourcit les trajectoires des électrons secondaires.

Quand nous voulons une dosimétrie bidimensionnelle des faisceaux-IM, nous utilisons le film radiographique. Comme les champs utilisés en IMRT sont normalement relativement petits, les déviations dues à la surréponse par les photons de basse énergie sont petites. Dans les organes critiques masquées, une partie importante de la dose vient des photons de basse énergie créés dans des interactions de Compton, ce qui fait augmenter la réponse du film dans ces régions. Cependant, cette augmentation

de la réponse est neutralisée par la diminution de la réponse quand le débit de dose diminue.

En théorie, aussi les films radiochromiques peuvent être utilisés pour obtenir d'information bidimensionnelle sur les faisceaux-IM. Mais, ces films sont trop petits, trop chers, et leur usage est trop intensif en main-d'œuvre. Donc, nous utilisons les films radiochromiques seulement pour les applications spéciales comme les mesures près des interfaces.

Finalement, les méthodes optimisées ont été utilisées pour l'analyse des faisceaux-IM. L'étude révèle que les déviations dosimétriques dues à l'usage de segments d'un petit nombre d'unités moniteurs sont négligeables. Quand une partie importante de la dose provient des petits champs ou des champs décalés, il est important que le système de planification modèle les caractéristiques de ces champs avec précision. Pour les petits champs, le facteur de sortie diminue rapidement quand leur largeur rapetisse. Pour les champs décalés, le facteur de sortie augmente avec le décalage et les profils deviennent asymétriques. Pour les faisceaux-IM, l'analyse démontre que la dose dans les organes masquées est sous-estimée par le système de planification GRATIS que nous utilisons. Nous avons également évalué des faisceaux qui contiennent des transitions dynamiques, et nous avons étudié la dose rebuild-up par des cavités d'air, ce qui peut causer une sous-dosage dans la couche de mucus des voies aériennes supérieures.

---

## Hoofdstuk 1:

# Inleiding

---

Gebruik makende van intensiteitsgemoduleerde radiotherapie (IMRT) kunnen hoge dosissen en homogene dosisverdelingen toegediend worden aan doelvolumes met een complexe geometrie, terwijl de dosis in de omliggende kritische organen beperkt blijft (Webb 1997). Op die manier wordt de therapeutische werking verhoogd, terwijl de kans op mogelijke bijwerkingen gereduceerd wordt. Om tot zo een complexe, vaak concave, dosisdistributie te komen laat men verschillende, al dan niet coplanaire, bundels op de patiënt invallen. Terwijl bij een conventionele behandeling de intensiteit van deze bundels in de regel vlak is, wordt bij IMRT naast de geometrie ook de intensiteit van de bundels geoptimaliseerd. We spreken hier dan ook van intensiteitsgemoduleerde bundels (IM-bundels).

De gewenste intensiteitsdistributies kunnen met fotonen op verschillende manieren praktisch gerealiseerd worden zoals gebruik makende van compensatoren (Chang *et al* 2000, Carruthers *et al* 1999), een multileaf collimator (MLC) (Chang *et al* 2000), of technieken zoals tomotherapie (Pirzkall *et al* 2000, Mackie *et al* 1999) of scanning beam therapie (Webb 1997). In het UZ-Gent wordt gebruik gemaakt van de standaard Elekta MLC, die bestaat uit twee banken die elk 40 leaves bevatten met een geprojecteerde breedte van 1 cm in het isocentrisch vlak (Jordan en Williams 1994). Bij het toedienen van intensiteitsgemoduleerde behandelingen, gebruik makende van een MLC, kunnen verschillende methodes onderscheiden worden. In step-and-shoot IMRT wordt de intensiteitsmodulatie van elke bundel gerealiseerd via de superpositie van een aantal statische elementaire bundelsegmenten (ook velden genoemd), terwijl in dynamische IMRT de leaves bewogen worden tijdens de bestraling zelf. Wanneer de behandeling niet bestaat uit een aantal discrete bundelincidenties maar de gantry bewogen wordt tijdens het stralen spreken we van intensiteitsgemoduleerde rotatietherapie (IMAT) (Yu 1995), een techniek waarvoor momenteel planningssoftware ontwikkeld wordt binnen de onderzoeksgroep. In dit proefschrift focussen we op IMRT behandelingen met discrete gantryhoeken.

De dosisdistributies van IMRT behandelingen zijn meestal complex en commerciële planningsystemen maken soms aanzienlijke fouten in de dosisberekeningen. Daarom is een experimentele benadering of verificatie vaak noodzakelijk. Dit is dan ook het hoofdthema van dit proefschrift, waarin een aantal verschillende niveaus onderscheiden worden:

1. In een eerste niveau worden de individuele bundelsegmenten, waaruit een step-and-shoot bundel is samengesteld, bestudeerd. Vaak wordt bij het creëren van scherpe dosisgradiënten gebruik gemaakt van smalle velden, die gekarakteriseerd worden door het ontbreken van lateraal elektronisch evenwicht in het centrum van het veld. Bovendien is de geometrie van de gebruikte MLC hier uitermate belangrijk, zowel voor het dosisverloop in de penumbra als voor de dosis in het centrum van het veld. Ook de off-axis positie en de onregelmatige vorm van de meeste velden bemoeilijken accurate dosisberekeningen. Daarnaast worden frequent korte segmenten gebruikt in step-and-shoot IMRT. Onzekerheden in de dosisdistributie, te wijten aan het servomechanisme dat zorgt voor de stabilisatie van de bundel tijdens het opstarten, kunnen hier mogelijk belangrijk worden (Barish *et al* 1987, Buchgeister en Nüsslin 1998, Hansen *et al* 1998).
2. In een tweede niveau wordt gekeken naar complete IM-bundels. Het is een belangrijke taak om na te gaan of gemeten en berekende dosisdistributies overeenkomen in geometrie en dosisverdeling. Er werd hierbij vooral aandacht besteed aan de dosis in afgeschermd kritische organen. Naast step-and-shoot bundels werden ook IM-bundels bestudeerd die een aantal dynamische overgangen bevatten.
3. Tenslotte werd aandacht besteed aan de effecten van weefselinhomogeniteiten op de dosisdistributies.

Een vierde niveau, dat echter buiten het kader van dit proefschrift valt, bestaat uit de verificatie van volledige IMRT behandelingen. Meestal gebeurt dit met behulp van radiografische films die tussen de transversale sneden van een antropomorf fantoom geplaatst worden (Damen *et al* 2001, Verellen *et al* 1997). De methode impliceert echter dat de films meestal niet onder een loodrechte hoek bestraald worden en vaak zelfs parallel met de bundelas gepositioneerd zijn, iets wat belangrijke fouten kan introduceren. In paragraaf 2.6 wordt nader ingegaan op deze problematiek. Een tweede mogelijke werkwijze voor het verifiëren van volledige behandelingen is om gebruik te maken van een stralingsgevoelige gel, een techniek die bij ons op punt gesteld werd door De Deene (2000a en 2000b).

Een experimentele benadering van de hierboven vermelde topics is echter niet vanzelfsprekend. Veel detectoren hebben een energie- en dosistempo-afhankelijke respons, en ook volume effecten introduceren vaak fouten in de opgemeten dosisdistributies. Een groot aantal detectoren werden daarom op hun waarde getest, en voor elk van deze detectoren werd een toepassingsdomein afgebakend, een methodologie op punt gesteld, en een nauwkeurigheid ingeschat. Men kan een overzicht van deze detectoren en hun eigenschappen terugvinden in hoofdstuk 2.

In hoofdstuk 3 wordt ingegaan op de karakteristieken van IM-bundels en de segmenten waaruit ze bestaan. Ook de effecten van luchtcaviteiten worden er besproken.

De metingen vermeld in dit proefschrift werden uitgevoerd met een Elekta SLiplus lineaire versneller. Twee fotonenbundelkwaliteiten zijn beschikbaar op dit toestel: 6 en 18 MV. De kalibratie van het toestel is zo dat 1 monitor eenheid (MU) overeenkomt met 1 cGy voor een 10x10 cm veld, een bron-detector afstand (SDD) van 100 cm, en een diepte van 5 of 10 cm in water voor respectievelijk 6 en 18 MV.

De kalibratie wordt regelmatig bijgesteld en de afwijkingen op de resulterende dosis voor de referentie configuratie zijn steeds beduidend kleiner dan 1%. Wanneer we de dosis willen kennen voor andere velden, andere dieptes, andere SDDs of voor off-axis posities in het veld kunnen we de verhouding van de te onderzoeken dosis tot de dosis onder referentie omstandigheden bepalen. We spreken dan van relatieve dosimetrie omdat we enkel dosisverhoudingen opmeten. Het is deze relatieve dosimetrie die het onderwerp vormt van dit proefschrift.

Gedurende de periode waarin dit proefschrift werd voorbereid, werden een aantal veranderingen aangebracht aan de versneller en aan het besturingssysteem. Eén daarvan was de vervanging van het Javelin besturingssysteem door het RTD desktop besturingssysteem. Hierdoor kon men bij het klinisch uitvoeren van IMRT behandelingen het nominale dosistempo verhogen van 100 MU/min tot 400 MU/min. Ook voor de metingen werd op dat moment zoveel mogelijk overgeschakeld op het hogere dosistempo.

Een tweede belangrijke wijziging was de vervanging van het oude magnetron door een fast-tuning magnetron, waardoor de opstarttijd gereduceerd werd. De gevolgen hiervan werden uitgebreid besproken in paragraaf 3.1.1.

## Referenties

Barish R J, Fleischman R C, Pipman Y M 1987 Teletherapy beam characteristics: The first second 1987 *Med. Phys.* **14** 657-61

Buchgeister M, Nüsslin F 1998 Startup performance of the travelling wave versus standing wave linear accelerator *Med. Phys.* **25** 493-5

Carruthers L J, Redpath A T, Kunkler I H 1999 The use of compensators to optimise the three dimensional dose distribution in radiotherapy of the intact breast *Radiother. Oncol.* **50** 291-9

Chang S X, Cullip T J, Deschesne K M 2000 Intensity modulation delivery techniques: "Step & shoot" MLC auto-sequence versus the use of a modulator *Med. Phys.* **27** 948-59

Damen E M F, Brugmans M J P, Van Der Horst A, Bos L, Lesbesque J V, Mijnheer B J, McShan D L, Fraass B A, Kessler M L 2001 Planning, computer-optimization, and dosimetric verification of a segmented irradiation technique for prostate cancer *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **49** 1183-95

De Deene Y, De Wagter C, Van Duyse B, Derycke S, Mersseman B, De Gersem W, Voet T, Achten E, De Neve W 2000a Validation of MR-Based Polymer Gel Dosimetry as a Preclinical Three-Dimensional Verification Tool in Conformal Radiotherapy *Magn. Reson. Med.* **43** 116-25

De Deene Y 2000b *Verificatie van de dosisverdeling bij hogeprecisie-radiotherapie met behulp van NMR-gel dosimetrie* (Doctoraatsthesis RUG)

- Hansen V N, Evans P M, Budgell G J, Mott J H L, Williams P C, Brugmans M J P, Wittkämper F W, Mijnheer B J, Brown K 1998 Quality assurance of the dose delivered by small radiation segments *Phys. Med. Biol.* **43** 2665-75
- Jordan T J, Williams P C 1994 The design and performance characteristics of a multileaf collimator *Phys. Med. Biol.* **39** 231-51
- Mackie T R, Balog J, Ruchala K, Shepard D, Aldridge S, Fitchard E, Reckwerdt P, Olivera G, McNutt T, Mehta M 1999 Tomotherapy *Semin. Radiat. Oncol.* **9** 108-17
- Pirzkall A, Carol M, Lohr F, Hoss A, Wannemacher M, Debus J 2000 Comparison of intensity-modulated radiotherapy with conventional conformal radiotherapy for complex-shaped tumors *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **48** 1371-80
- Verellen D, Linthout N, Van den Berge D, Bel A, Storme G 1997 Initial experience with intensity-modulated conformal radiation therapy for treatment of the head and neck region *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **39** 99-114
- Webb S 1997 *The physics of conformal radiotherapy: Advances in technology* (Bristol – Philadelphia: Institute of Physics Publishing)
- Yu C X 1995 Intensity-modulated arc therapy with dynamic multileaf collimation: An alternative to tomotherapy *Phys. Med. Biol.* **40** 1435-49



---

## Hoofdstuk 2:

# Detectoren

---

In dit hoofdstuk worden vooreerst de werking en de eigenschappen van alle door ons gebruikte detectoren beschreven. Er wordt aandacht besteed aan eigenschappen zoals de energieafhankelijkheid, de dosistempo-afhankelijkheid, de hoekafhankelijkheid en de spatiale resolutie van de detectoren. Vervolgens wordt er ingegaan op de rol die de verschillende detectoren kunnen vervullen in IMRT. Positieve en negatieve eigenschappen worden tegenover elkaar geplaatst, en voor elke detector wordt een toepassingsdomein afgebakend. De onzekerheid op de meetresultaten speelt daarbij een belangrijke rol. Bij het analyseren van die onzekerheid maken we een onderscheid tussen random fouten en systematische fouten, en gebruiken we daarvoor de termen ‘precisie’ en ‘nauwkeurigheid’, in analogie met Kron (1999). De precisie beschrijft de reproduceerbaarheid van de meetresultaten onder bepaalde condities en wordt meestal gekwantificeerd gebruik makende van de standaarddeviatie (STD). De nauwkeurigheid omvat afwijkingen die bijv. te wijten zijn aan de beperkte spatiale resolutie of the energieafhankelijkheid van de detector. Herhaalde metingen zullen de precisie van het gemiddelde resultaat verbeteren, maar niet de nauwkeurigheid ervan.

## 2.1 De diamantdetector

### 2.1.1 Dosimetrische werking

Het actief volume van een diamantdetector bestaat uit een dun schijfje diamant waarover een elektrische spanning wordt aangebracht. Het diamantkristal doet dienst als radiosensitieve weerstand. Diamant is onder normale omstandigheden een isolator, maar bij het invallen van ioniserende straling krijgen een deel van de elektronen uit de valentieband voldoende energie om over te gaan naar de conductieband en zich als vrije elektronen doorheen het kristal te bewegen. Ook de hierbij ontstane positieve holtes kunnen zich vrij door het kristal voortbewegen. Het aantal gecreëerde elektron-holte paren is evenredig met het dosistempo. Het diamantkristal wordt dus geleidend

en de geleidbaarheid neemt toe met het dosistempo. De resulterende elektrische stroom kan gemeten worden met een elektrometer.

Het diamantkristal moet een zekere concentratie aan onzuiverheden bevatten om bruikbaar te zijn voor stralingsdosimetrie. Voor een zuiver diamantkristal zou de resulterende elektrische stroom immers slechts proportioneel zijn met de vierkantswortel uit het dosistempo, aangezien geldt dat (Laub *et al* 1999)

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= n_e \cdot e \cdot \mu = f \cdot \tau \cdot e \cdot \mu \\ \tau &= \frac{1}{v \cdot s \cdot n_h} = \frac{1}{v \cdot s \cdot n_e} = \frac{1}{v \cdot s \cdot f \cdot \tau} \Rightarrow \tau = \frac{1}{\sqrt{v \cdot s \cdot f}} \end{aligned} \right\} \sigma = \sqrt{\frac{f}{v \cdot s}} \cdot e \cdot \mu$$

met  $\sigma$  de elektrische geleidbaarheid [ $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ]

$n_e$  het aantal vrije elektronen per eenheid van volume [ $\text{cm}^{-3}$ ]

$e$  de absolute waarde van de lading van een elektron [C]

$\mu$  de elektronenmobiliteit [ $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ]

$f$  het aantal elektron-holte paren dat gecreëerd wordt per tijdseenheid en per eenheid van volume [ $\text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ ]

$\tau$  de gemiddelde leeftijd van een vrij elektron [s]

$v$  de gemiddelde elektronensnelheid [ $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ]

$s$  de vangst werkzame doorsnede van een holte voor een vrij elektron [ $\text{cm}^2$ ]

$n_h$  het aantal vrije holtes per eenheid van volume [ $\text{cm}^{-3}$ ]

waarbij  $f$  evenredig is met het dosistempo.

Voor een kristal dat voldoende onzuiverheden bevat is de elektrische stroom daarentegen nagenoeg evenredig met het dosistempo. Voor het vervaardigen van diamantdetectoren wordt meestal gebruik gemaakt van natuurlijke diamant en in natuurlijke diamant is stikstof de meest prominente onzuiverheid. Door thermische excitatie zal een groot deel van deze onzuiverheden positief geïoniseerd zijn waardoor ze dienst kunnen doen als elektrontraps. Getrapte elektronen zullen voldoende lang geïmmobiliseerd blijven en niet bijdragen tot de gemeten stroom (Knoll 1989). De gemiddelde leeftijd van een vrij elektron wordt in dit geval gegeven door (Laub *et al* 1999)

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{1}{v \cdot s \cdot n_h} = \frac{1}{v \cdot s \cdot (m_e + n_e)} \\ &\approx \frac{1}{v \cdot s \cdot m_e} \quad \text{als } m_e \gg n_e \end{aligned}$$

met  $m_e$  het aantal getrapte elektronen [ $\text{cm}^{-3}$ ]

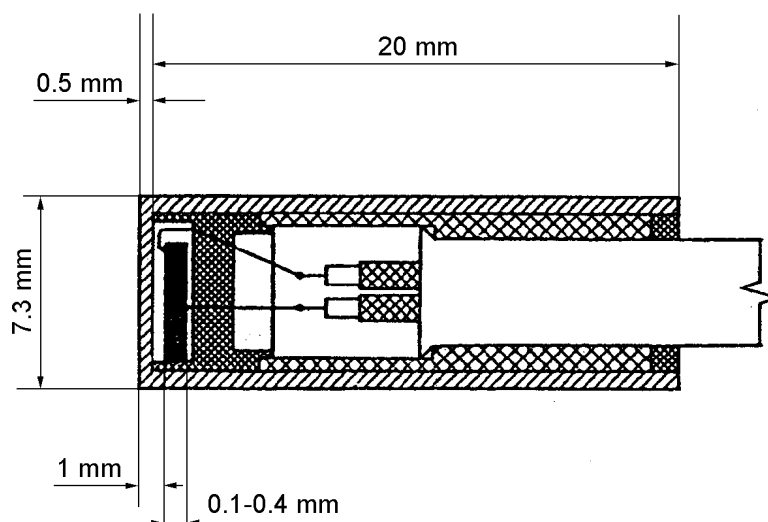
Als er veel stikstofionen aanwezig zijn in het diamantkristal zodat  $m_e \gg n_e$ , en als  $m_e$  slechts traag verandert met  $n_e$ , is  $\tau$  nagenoeg constant en de elektrische geleidbaarheid nagenoeg evenredig met het dosistempo. De gemiddelde leeftijd van de vrije elektronen en dus de elektrische geleidbaarheid worden hier echter gereduceerd met een factor  $m_e/n_e$ , zodat een verhoging van de concentratie aan onzuiverheden de diamantdetector minder gevoelig maakt. Daarnaast gaan de elektronen die zich in de traps bevinden gepaard met een ruimtelading die een elektrisch veld veroorzaakt dat op sommige plaatsen het aangelegde veld tegenwerkt. Dit effect, dat ‘polarisatie’ genoemd wordt en de efficiëntie waarmee de ladingsdragers gecollecteerd worden reduceert, werd uitvoerig beschreven door Kozlov *et al* (1975). De diamantkristallen moeten dus een zekere concentratie aan onzuiverheden bevatten, maar deze

concentratie mag niet te hoog zijn. Geschikte diamantkristallen hebben een concentratie aan onzuiverheden die lager is dan  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (Kozlov *et al* 1997). Deze kristallen zijn transparant voor ultraviolet licht, een eigenschap die kan gebruikt worden bij het selecteren van de kristallen (Kozlov *et al* 1997, Hoban *et al* 1994).

Een andere belangrijke vereiste is dat het diamantschijfje voldoende dun moet zijn opdat de door de invallende straling gecreëerde vrije ladingsdragers zouden kunnen gecollecteerd worden. De leeftijd van de ladingsdragers bedraagt  $10^{-8}$ - $10^{-9}$  s. De driftsnelheid neemt initieel toe met de veldsterkte, maar bereikt een maximum van ca.  $10^7 \text{ cm/s}$  bij ongeveer  $10^6 \text{ V/m}$ . Dit impliceert dat de kristaldikte minder dan 1 mm moet zijn (Kozlov *et al* 1975, Planskoy 1980).

### 2.1.2 Gebruikte diamantdetectoren

Figuur 2.1 geeft een schematische voorstelling van een PTW (type 60003, PTW - Freiburg) diamantdetector. Het actief volume bestaat uit een dun (0.1-0.4 mm) schijfje natuurlijke diamant. Langs beide zijden van het schijfje is een dun laagje goud opgedampt. Deze goudlaagjes doen dienst als elektrische contacten. Via dunne koperdraden wordt een spanning van 100 V aangebracht over het actief volume, wat resulteert in een elektrisch veld van  $2.5 \times 10^5$  à  $10^6 \text{ V/m}$  afhankelijk van de dikte van het diamantkristal. Het geheel is ondergebracht in een polystyreenbehuizing en het diamantschijfje bevindt zich 1 mm onder de top van de behuizing. De detector is waterdicht.



Figuur 2.1: Schematische voorstelling van een PTW diamantdetector.

De precieze afmetingen van het diamantschijfje verschillen van detector tot detector. Voor de metingen verricht in het kader van dit proefschrift werden twee detectoren

van PTW gebruikt. Hun serienummer en de afmetingen van hun diamantkristal kunnen teruggevonden worden in tabel 2.1.

	serienummer	dikte diamantkristal	diameter diamantkristal
diamantdetector A	5-020	0.25 mm	2.7 mm
diamantdetector B	9-0002	0.28 mm	2.7 mm

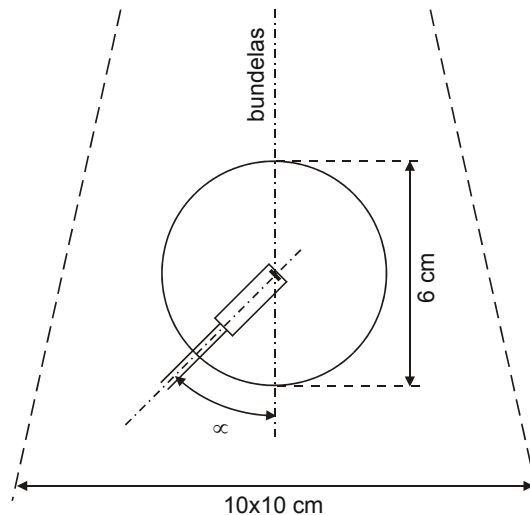
Tabel 2.1: Serienummer en afmetingen van het gevoelig volume voor de gebruikte diamantdetectoren.

### 2.1.3 Eigenschappen

De kleine afmetingen van de diamantkristallen die als actief volume fungeren zorgen er voor dat diamantdetectoren een zeer hoge spatiale resolutie hebben vooral in de axiale richting. Heydarian *et al* (1993), Vatnitsky en Järvinen (1993), El-Khatib *et al* (1995) en Rustgi (1995) vergeleken metingen van o.a. profielen en diepte-dosis-curves verricht met verschillende detectoren. Ze vonden dat de resolutie van diamantdetectoren vergelijkbaar is met die van Si-diodes voor een zelfde oriëntatie. In axiale richting is de resolutie van deze detectoren, voor een realistische dosisgradiënt, ook vergelijkbaar met die van radiografische film.

Een ander groot voordeel van diamantdetectoren is het feit dat hun respons energieonafhankelijk is voor megavoltage fotonenbundels. Het atoomgetal van diamant ( $Z = 6$ ) komt goed overeen met het effectief atoomgetal van water ( $Z_{\text{eff}} = 6$ ), zacht spierweefsel ( $Z_{\text{eff}} = 7.42$ ) en vet ( $Z_{\text{eff}} = 5.92$ ) (Kozlov *et al* 1977, Planskoy 1980, Burgemeister 1980). Mobit en Sandison (1999) voerden Monte Carlo simulaties uit om het effect van de bundelkwaliteit en de meetdiepte op de respons van een PTW diamantdetector te bepalen. Ze beschouwden  $^{60}\text{Co}$ , 6 MV, 10 MV en 25 MV x-stralen en varieerden de diepte tussen 3 en 25 cm. Ze vonden een respons die binnen 1% constant was. Khrunov *et al* (1990) en Laub *et al* (1997) onderzochten de energieafhankelijkheid experimenteel. Khrunov *et al* (1990) concludeerden dat de respons constant is voor fotonen met energie in het bereik 0.09-15 MV. Laub *et al* (1997) vonden geen veranderingen in de respons wanneer de bundelkwaliteit gevarieerd werd tussen 4 en 25 MV. Bovendien bleek de respons onafhankelijk van de diepte in water.

Rustgi (1995) onderzocht in hoeverre de gevoeligheid van een diamantdetector afhankelijk is van de hoek waaronder hij bestraald wordt. Er werd een verhoging gevonden van de respons met 2% wanneer de hoek tussen de detectoras en de bundelas toenam van  $0^\circ$  tot  $135^\circ$ , onafhankelijk van de fotonenbundelkwaliteit. We controleerden of dit ook voor onze twee diamantdetectoren geldt. Hiertoe werden de detectoren bestraald in een mini perspex cilinder ( $\varnothing = 6 \text{ cm}$ ), zoals geïllustreerd in figuur 2.2. Wanneer de hoek  $\alpha$  tussen de twee assen toeneemt van  $0^\circ$  tot  $135^\circ$ , neemt voor detector A de respons af, terwijl de respons van detector B toeneemt. De hoekafhankelijkheid van de respons is echter steeds kleiner dan 1%.



**Figuur 2.2:** Schematische voorstelling van de experimentele opstelling gebruikt bij het analyseren van de hoekafhankelijkheid van de diamantdetector respons.

Diamantdetectoren worden gekenmerkt door een grote gevoeligheid ( $1.26 \cdot 10^{-7}$  C/Gy voor detector A en  $1.29 \cdot 10^{-7}$  C/Gy voor detector B) en een relatief lage lekstroom ( $< 0.5$  pA voor detector A en  $< 0.1$  pA voor detector B). Een ander pluspunt van diamantdetectoren is het feit dat de stralingsschade veel kleiner is dan bij Si-diodes, en dat de totale geïntegreerde dosis die ze mogen ontvangen dus groter is. Plaskoy (1980) vermeldt voor beide detectoren waarden van de geïntegreerde dosis waarna een respons verlies van 15% optreedt: ca. 350-2620 kGy voor diamant detectoren en ca. 10 kGy voor Si-diodes.

Een nadeel van diamantdetectoren is dat hun respons licht dosistempo-afhankelijk is. Dit houdt verband met de concentratie aan onzuiverheden die in de gebruikte diamantkristallen niet voldoende hoog is om  $\tau$  volledig onafhankelijk van  $f$  te maken, waardoor de geleidbaarheid sub-lineair toeneemt met de dosis. Volgens Plaskoy (1980), Hoban *et al* (1994) en Laub *et al* (1997) kan de toename van de detectorstroom met het dosistempo beschreven worden door de empirische formule:

$$i = i_{dark} + R \cdot \dot{D}^{\Delta}$$

met  $i$  de detectorstroom [A]

$i_{dark}$  de detectorlekstroom [A]

$R$  een parameter voor de sensitiviteit van de detector [ $C \cdot Gy^{-1}$ ]

$\dot{D}$  het dosistempo [ $Gy \cdot s^{-1}$ ]

$\Delta$  een parameter voor de sub-lineariteit van de detector ( $0.5 \leq \Delta \leq 1$ )

Gebruik makende van een lineaire versneller kan het dosistempo op twee manieren gevarieerd worden. Bij het opmeten van bijv. profielen of diepte-dosis-curves verandert de dosis per versnellerpuls, maar men kan ook het aantal pulsen per tijdseenheid variëren door het aantal MU/min te veranderen. Volgens Hoban *et al* (1994) hebben beide echter hetzelfde effect op de respons van een diamantdetector.

Volgens Laub *et al* (1999) is  $\Delta$  ook onafhankelijk van de bundelkwaliteit. De waarde van  $\Delta$  varieert echter logischerwijze van detector tot detector. Om de dosistempo-afhankelijkheid te bepalen voor onze detectoren varieerden we het dosistempo tussen 0.08 en 5.35 Gy/min door zowel de afstand van de detector tot de bron als het aantal MU/min te veranderen. De gevolgde methode is identiek aan deze die in *publicatie 2* gedetailleerd beschreven werd voor het bepalen van de dosistempo-afhankelijkheid van de LA48 lineaire array. We vonden voor  $\Delta$  een waarde van 0.9801 en 0.9951 respectievelijk voor detector A en detector B. Dit impliceert correcties van 4.7% en 1.1% wanneer het dosistempo over een factor 10 varieert. Merk op dat voor een diamantkristal zonder onzuiverheden  $\Delta = 0.5$  zou zijn.

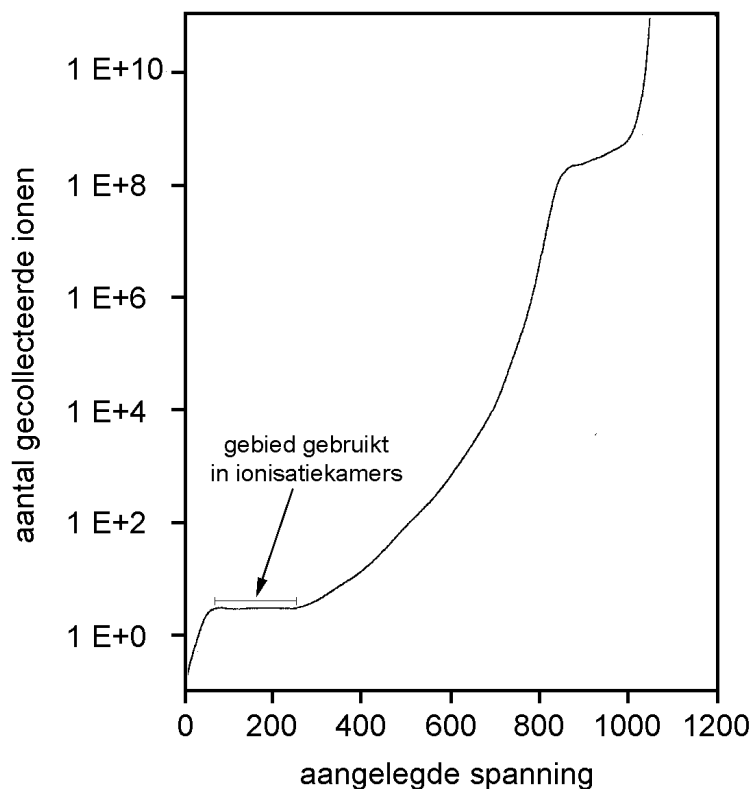
Een laatste belangrijke karakteristiek van diamantdetectoren is dat hun respons initieel afneemt met de geabsorbeerde dosis. Dit houdt verband met het opvullen van de traps, waardoor de recombinatietijd van de elektronen gereduceerd wordt en het polarisatie effect in belang toeneemt (Kozlov *et al* 1975, Hoban *et al* 1994). Het is daarom noodzakelijk om diamantdetectoren steeds voor te bestralen vooraleer ze gebruikt worden. De dosis die PTW hiervoor aanraadt bedraagt 5-10 Gy, maar we vonden dat voor onze beide detectoren een dosis van 0.5 Gy volstaat. Deze voorbestraling moet uitgevoerd worden telkens als de spanning opnieuw aangesloten wordt en na stralingspauzes van meer dan 5 min.

## 2.2 Ionisatiekamers

### 2.2.1 Dosimetrische werking

Het actief volume van een ionisatiekamer bestaat uit een niet-geleidend materiaal (bij al onze ionisatiekamers lucht) dat zich bevindt tussen twee elektrodes waarover een spanning is aangebracht. Bij het invallen van ioniserende straling worden elektronen en ionen gecreëerd in het actief volume. Het aangelegde elektrische veld zorgt voor de collectie van deze ladingsdragers. De resulterende stroom is een maat voor het dosistempo en kan gemeten worden met behulp van een elektrometer. De grootte van de stroom kan echter ook afhangen van de grootte van het elektrische veld, en dus van de aangelegde spanning. Figuur 2.3 toont het aantal ionen dat gecollecteerd wordt als functie van de aangelegde spanning voor een welbepaalde cilindrische ionisatiekamer met een actief volume van  $1 \text{ cm}^3$ . De versnelling van de ladingsdragers is evenredig met het elektrisch veld en dus met de aangelegde spanning zodat de tijd die nodig is voor het collecteren van de ladingsdragers afneemt met toenemende spanning. Wanneer slechts een kleine spanning wordt aangelegd recombineren de meeste ionen en elektronen vooraleer ze de elektrodes bereiken. Tussen ca. 100 V en 300 V bereiken bijna alle geproduceerde ladingsdragers de elektrodes. De gemeten stroom is hier quasi onafhankelijk van de aangelegde spanning. Het is dit gebied dat gebruikt wordt voor de dosimetrie met ionisatiekamers. Bij nog hogere spanningen zouden de ionen voldoende energie krijgen in het elektrisch veld om secundaire ionisaties te veroorzaken, wat aanleiding zou geven tot een vermenigvuldiging van het aantal

ladingsdragers. Merk op dat de waarden van de spanningen die vereist zijn voor bovenstaande effecten afhankelijk zijn van de geometrie, de materialen en het volume van de beschouwde kamer. Een meer gedetailleerde beschrijving van de verschillende werkingsgebieden kan bijv. gevonden worden in Kron (1999).



**Figuur 2.3:** Het aantal ionen dat gecollecteerd wordt als functie van de aangelegde spanning voor een welbepaalde cilindrische ionisatiekamer met een actief volume van  $1 \text{ cm}^3$ . (Gewijzigde figuur 19.9 uit Kron (1999))

In de radiotherapie met megavoltage fotonenbundels worden de meeste ionisatiekamer metingen verricht in een waterfantom onder wat men noemt ‘Bragg-Gray condities’. Dit houdt in dat de ionisatiekamer voldoende klein is zodat geen significante perturbatie van het stralingsveld optreedt. Voor indirect ioniserende straling zoals fotonen veronderstelt men dat alle elektronen die ionisaties veroorzaken in het actief volume afkomstig zijn van fotoneninteracties in het omringende fantoom en dat de elektronenfluentie en de spectrale distributie van de elektronen niet gewijzigd wordt door de aanwezigheid van de caviteit. Er dient dan enkel rekening gehouden te worden met de verhouding van de stoppende vermogens in water en in lucht. De padlengte van de elektronen moet echter voldoende groot zijn. Bijgevolg is de Bragg-Gray caviteitstheorie gewoonlijk enkel toepasbaar op fotonen als hun energie boven 300 keV ligt. De dosis in water kan dan theoretisch bepaald worden als

$$D_w = D_{air} \cdot s_{air}^w \cdot C = \frac{W}{e} \cdot \frac{Q}{m} \cdot s_{air}^w \cdot C$$

$$= \frac{W}{e} \cdot \frac{Q}{\rho \cdot V} \cdot s_{air}^w \cdot P_{ion} \cdot P_{pol} \cdot P_{wall} \cdot P_d \cdot P_{ce}$$

met	$D_w$	de lokale dosis in water [Gy]
	$D_{air}$	de dosis in de lucht van het actief volume [Gy]
	$s_{air}^w$	de verhouding van het gemiddeld massiek stoppend vermogen in water tot het gemiddeld massiek stoppend vermogen in lucht
	$C$	correctiefactoren
	$W$	de gemiddelde energie nodig voor het produceren van een ionen paar in droge lucht [J]
	$e$	de absolute waarde van de lading van een elektron [C]
	$Q$	de gecollecteerde lading [C]
	$m$	de massa van de lucht in het actief volume [kg]
	$\rho$	de dichtheid van de lucht in het actief volume [ $\text{kg}\cdot\text{cm}^{-3}$ ]
	$V$	het actief volume [ $\text{cm}^3$ ]
	$p_{ion}$	correctie voor ionenrecombinatie
	$p_{pol}$	correctie voor polariteitseffecten
	$p_{wall}$	correctie voor de niet waterequivalentie van de ionisatiekamerwand
	$p_d$	correctie voor de shift van het effectief centrum van de ionisatiekamer
	$p_{ce}$	correctie voor het effect van de centrale elektrode

Een groot aantal correctiefactoren moeten hierbij in rekening gebracht worden. Veel van deze correctiefactoren zijn bovendien energieafhankelijk. Correcties voor de niet-waterequivalentie van de wand, het niet samenvallen van het effectief meetpunt met het midden van de kamer en het materiaal van de centrale elektrode kunnen berekend worden. Correctiefactoren voor de ionenrecombinatie en de polariteit van de kamer worden meestal experimenteel bepaald. Daarnaast moet men ook rekening houden met de druk- en temperatuursafhankelijkheid van de luchtdichtheid.

In de praktijk is het volume van de ionisatiekamers die gebruikt worden in de klinische stralingsfysica echter meestal niet voldoende nauwkeurig gekend. Deze ionisatiekamers worden daarom normaalgezien gekalibreerd in een laboratorium voor standaarddosimetrie. Meestal gebeurt dit gebruik makende van een  $^{60}\text{Co}$ -bundel. Deze kalibratie kan gebeuren in termen van ‘air kerma’ of in termen van ‘dosis in water’. Voor beide opties zijn protocols beschikbaar die de in rekening te brengen correctiefactoren geven en die beschrijven hoe de geabsorbeerde dosis uiteindelijk kan bepaald worden.

Aangezien we ons in dit proefschrift beperken tot relatieve dosimetrie, en aangezien normaalgezien kan verondersteld wordt dat  $s_{air}^w$  en alle correctiefactoren voor klinische fotonenbundels onafhankelijk zijn van de veldgrootte en van de lokatie in het fantoom (Dutreix *et al* 1997, Kron 1999) zullen we hier niet verder op in gaan. Een meer gedetailleerde beschrijving kan bijv. gevonden worden in Khan (1984), Attix (1986) en Kron (1999), en in de verschillende dosimetrieprotocols. Wij stellen steeds de verhouding van de dosissen gelijk aan de verhouding van de ongecorrigeerde ionisatiekamer uitlezingen, bij relatieve dosismetingen voor een bepaalde fotonenbundelkwaliteit. We zullen later zien dat dit voor sommige kamers de omstandigheden waarin ze bruikbaar zijn beperkt.



## 2.2.2 Gebruikte ionisatiekamers

Ionisatiekamers zijn beschikbaar in vele verschillende ontwerpen. In alle door ons gebruikte ionisatiekamers is de caviteit gevuld met lucht maar geometrie, afmetingen en materialen van de wand en de elektrodes zijn variabel. In tabel 2.2 kan een overzicht gevonden worden van de gebruikte ionisatiekamers.

<u>Thimble ionisatiekamers</u>				
	diameter actief volume	lengte actief volume	materiaal centrale elektrode	materiaal wand (2 <sup>o</sup> elektrode)
Farmer-type kamer (400 V)	6.1 mm	23 mm	aluminium	grafiet op PMMA
0.125 cm <sup>3</sup> kamer (400 V)	5.5 mm	6.5 mm	aluminium	grafiet op PMMA
PinPoint kamer (400 V)	2 mm	5 mm	staal	grafiet op PMMA
<u>Parallele platen ionisatiekamer</u>				
	hoogte actief volume	diameter actief volume	materiaal bovenste elektrode	Materiaal onderste elektrode
Markus kamer (300 V)	2 mm	5.4 mm	grafiet op acrylic	grafiet op polyethyleen

Tabel 2.2: Overzicht van de gebruikte ionisatiekamers met de afmetingen van hun actief volume, de materialen van hun elektrodes en de spanningen die aangebracht worden over de elektrodes.

Thimble ionisatiekamers zijn de meest frequent gebruikte detectoren in de medische stralingfysica. De geometrie van deze ionisatiekamers is cilindrisch. Ze bevatten een centrale elektrode en de wand van de kamer doet dienst als tweede elektrode. Wij gebruiken drie verschillende types thimble ionisatiekamers:

- De Farmer-type ionisatiekamer (type 30001, PTW - Freiburg) heeft een vrij groot actief volume (i.e. 0.6 cm<sup>3</sup>). Deze ionisatiekamer wordt door ons o.a. gebruikt voor routine kalibraties van de monitorkamer in de lineaire versneller.
- De waterdichte 0.125 cm<sup>3</sup> ionisatiekamer (type 31002, PTW – Freiburg) is ontworpen voor het verrichten van relatieve dosis metingen in een automatisch waterfantoom.
- De PinPoint ionisatiekamer (type 31006, PTW – Freiburg) is onze kleinste ionisatiekamer. Ze heeft een actief volume van slechts 0.015 cm<sup>3</sup> en een diameter van slechts 2 mm. De kamer is waterdicht. De centrale elektrode bestaat uit staal.

Naast de thimble ionisatiekamers worden ook regelmatig parallelle platen ionisatiekamers gebruikt in de radiotherapie. Deze kamers hebben twee parallelle cirkelvormige elektrodes. De afstand tussen de twee elektrodes is gewoonlijk klein. De parallelle platen ionisatiekamers zijn initieel ontworpen voor laag-energetische x-stralen en elektronenbundels, maar kunnen bijv. ook gebruikt worden voor metingen in de build-up regio bij megavoltage fotonenbundels. Wij maken gebruik van een Markus ionisatiekamer (type 23343, PTW - Freiburg). Deze kamer heeft een actief volume van  $0.055 \text{ cm}^3$  en de hoogte van het actief volume bedragen slechts 2 mm. Aan de bovenzijde wordt het actief volume begrensd door een 0.03 mm dik membraan, bestaande uit acrylic bedekt met grafiet, dat dienst doet als één van de elektrodes. De tweede elektrode bestaat uit een laagje grafiet aangebracht op de polyethyleen onderkant van de kamer. Wanneer de Markus kamer gebruikt wordt met haar build-up kap is ze waterdicht.

### 2.2.3 Eigenschappen

Ionisatiekamers worden over het algemeen gekenmerkt door een hoge precisie. Maar naarmate het actief volume van de kamer kleiner wordt neemt de respons van de kamer af (voor de Farmer-type kamer, de  $0.125 \text{ cm}^3$  kamer, de Markus kamer en de PinPoint kamer bedraagt de respons respectievelijk ca.  $2 \cdot 10^{-8} \text{ C/Gy}$ ,  $3\text{-}4 \cdot 10^{-9} \text{ C/Gy}$ , ca.  $10^{-8} \text{ C/Gy}$  en ca.  $5 \cdot 10^{-10} \text{ C/Gy}$ ) en zal bijgevolg ook de signaal-ruis verhouding afnemen. Voor voldoende grote dosissen vinden we echter geen significant verschil in procentuele STD, voor de vier kamers die hierboven beschreven zijn. Bij een dosis van enkele tientallen cGy wordt voor alle ionisatiekamers een procentuele STD op de metingen bekomen die kleiner is dan 0.1%. Dit omvat zowel fluctuaties te wijten aan de detector en de elektrometer als fluctuaties te wijten aan de versneller. Bij zeer lage dosissen is de STD wel kamerafhankelijk. Voor een dosis van ongeveer 1 cGy vonden we voor de Farmer-type kamer, de  $0.125 \text{ cm}^3$  kamer en de PinPoint kamer respectievelijk STDs van 0.09%, 0.13% en 0.51%, voor metingen waarbij 20 MU toegediend werden en waarbij de kamers buiten het veld geplaatst werden. Tijdens de metingen verricht in het kader van deze thesis was het dosistempo geen bepalende factor. Voor velden met een zeer klein aantal MUs zijn de STDs veel groter wat dan echter te wijten is aan de versneller, zoals uitvoerig beschreven in paragraaf 3.1.1.

Ionisatiekamers hebben normaalgezien een vlakke energie respons voor megavoltage fotonenbundels. Wij vonden echter dat de PinPoint kamer overgevoelig is voor laag-energetische fotonen door foto-elektrische interacties in de centrale staal elektrode. De PinPoint ionisatiekamer is in dat opzicht vergelijkbaar met radiografische film. In *publicatie 1* worden de implicaties besproken van deze energieafhankelijke respons. We vonden een toename van de respons met de veldgrootte en de diepte, die te wijten was aan een toename van de hoeveelheid laag-energetische Compton verstrooide fotonen met de veldgrootte en de diepte. Dit effect nam in grootte af als de bundelkwaliteit toenam. Op een diepte van 5 cm was, voor een 6 MV fotonenbundel, de respons 7.0% hoger voor een  $40 \times 40 \text{ cm}$  veld dan voor een  $5 \times 5 \text{ cm}$  veld. Voor een 18 MV fotonenbundel bedroeg de veldgrootte-afhankelijkheid 5.5% op dezelfde diepte. Analoog was de respons in een  $40 \times 40 \text{ cm}$  veld, voor een 6 en 18 MV fotonenbundel, respectievelijk 12.4% en 6.9% hoger op 30 cm diepte dan op 5 cm

diepte. Voor een 5x5 cm veld was de toename van de respons met de diepte echter verwaarloosbaar. De PinPoint kamer is daarom enkel bruikbaar voor kleine velden. Omdat voor een 10x10 cm veld de overrespons reeds 0.75% bedraagt gebruiken we bij outputfactor (OF) metingen voor kleine velden steeds een 5x5 cm veld als referentie. Voor grote velden is een belangrijk deel van de dosis in de staarten van profielen afkomstig van Compton verstrooide fotonen, wat resulteert in een belangrijke overrespons van de PinPoint kamer. Voor kleine velden is de dosis in de staarten vooral afkomstig van transmissie doorheen de collimatoren, en meet de PinPoint kamer niet verkeerd. Ook bij metingen in offset velden werden nauwkeurige resultaten bekomen.

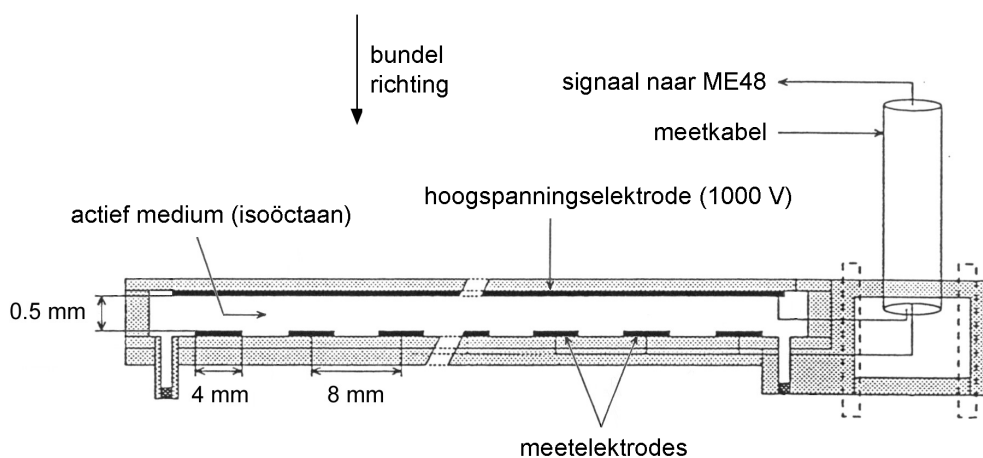
Door hun relatief groot volume zijn de meeste ionisatiekamers niet geschikt voor het verrichten van metingen in zeer smalle velden en in regionen van scherpe dosisgradiënten. Dit houdt verband met volume uitmiddeling en met de niet-waterequivalentie van een lucht ionisatiekamer. De grotere padlengte van elektronen in lucht dan in water resulteert in een extra verbreding van gemeten penumbra's. De combinatie van beide effecten noemen we verder 'volume effect'. We onderzochten in *publicatie 1* in hoeverre de kleine ionisatiekamers, met name de PinPoint kamer en de Markus kamer, wel bruikbaar zijn voor dergelijke metingen. We oriënteerden de kamers meestal zo dat de spatiale resolutie maximaal was in de scanrichting voor profiel metingen en in de richting van de kleinste veldafmeting voor OF metingen. Dit impliceert dat de Markus kamer niet met het ingangsvenster naar boven werd bestraald. Voor de PinPoint kamer zijn twee oriëntaties mogelijk: één met de kameras parallel aan de bundelas (de coaxiale oriëntatie genoemd) en één met de kameras loodrecht op de bundelas (de niet-coaxiale oriëntatie genoemd). De verbreding van de 80%-20% penumbra door de PinPoint kamer is dan steeds minder dan 1 mm, zelfs voor extreem scherpe penumbra's zoals deze gedefinieerd door een cerrobend blok en gemeten op de diepte van maximum dosis build-up ( $d_{max}$ ). Voor de Markus kamer werden verbredingen gevonden die kunnen oplopen tot 1.5 à 2 mm. Ook bij het meten van OFn voor zeer smalle velden is het volume effect van beide kamers belangrijk, wat resulteert in te kleine gemeten OFn. Maar, voor velden met een maximale equivalente oppervlakte van 10x10 cm en een minimale breedte van 1.5 cm kunnen, wanneer een 5x5 cm veld gebruikt wordt als referentie, met beide kamers OFn op een diepte van 5 cm gemeten worden tot op 1% nauwkeurig.

## 2.3 De LA48 lineaire array

### 2.3.1 Dosimetrische werking

De LA48 lineaire array (PTW – Freiburg) bestaat uit 47 ionisatiekamer elementen, met een centrum-tot-centrum afstand van 8 mm, waarin gelijktijdig gemeten wordt. Figuur 2.4 geeft een schematische voorstelling van de detector. De behuizing van de array bestaat uit epoxy. De bovenste epoxyplaat bevat de hoogspanningselektrode die op een spanning van 1000 V gehouden wordt. De onderste epoxyplaat bevat de meet-

en afschermelektrodes. De elektrodes bestaan uit metalen platen van een ongekende samenstelling en ook de precieze afmetingen zijn niet gekend. De ruimte tussen de hoogspanningselektrode en de onderste elektrodes heeft een hoogte van 0.5 mm en is gevuld met een vloeistof zijnde isoöctaan. Door de aanwezigheid van de afschermelektrodes is het elektrische veld in de vloeistof quasi homogeen. Aangezien de meetelektrodes een oppervlakte hebben van 4x4 mm worden ionisatiekamer elementen van 4x4x0.5 mm bekomen met als actief medium isoöctaan. De uitlezing van de 47 ionisatiekamer elementen wordt mogelijk gemaakt door de lineaire array te verbinden met de Multidos met ME48 extender (PTW – Freiburg). De array is waterdicht.



**Figuur 2.4:** Schematische voorstelling van de LA48 lineaire array. (Gewijzigde figuur 4.4 uit Zurheide (1995)).

De LA48 lineaire array is speciaal ontworpen voor de dosimetrie van IM-bundels. Een profiel voor een IM-bundel, met een meetpunt iedere 8 mm, kan zonder meer in één keer opgemeten worden. Hierbij wordt in elk ionisatiekamer element het dosistempo geïntegreerd over de volledig duur van de IM-bundel. Wanneer de lineaire array in een automatisch waterfantoom van PTW geplaatst wordt kan men, met behulp van de controle software, de array zeven keer een longitudinale shift van 1 mm geven. Als men hierbij telkens de IM-bundel opnieuw toedient, bekomt men een profiel voor de IM-bundel met een meetpunt iedere mm.

Het feit dat het actief volume uit een diëlektrische vloeistof bestaat zorgt voor minder perturbatie van het stralingsveld en heeft een belangrijk gunstig effect op de respons van de LA48 lineaire array. Door de hogere densiteit van vloeistoffen dan van lucht, is de respons ongeveer een factor 300 hoger voor een vloeistof-gevulde ionisatiekamer dan voor een lucht-gevulde ionisatiekamer met hetzelfde volume (Wickman en Nyström 1992), waardoor vloeistof-gevulde ionisatiekamers veel kleiner kunnen gemaakt worden. De hogere densiteit impliceert echter ook dat de afstand tussen de ionen geproduceerd door ioniserende deeltjes kleiner is, wat aanleiding geeft tot een hogere recombinatie. Wickman en Nyström (1992) maken

onderscheid tussen drie types recombinitie. Lang het pad van een hoog-energetisch ioniserend deeltje worden vloeistofionen gevormd in clusters die elk één of een aantal ionen paren bevatten. Er is hierbij een significante recombinitie van de ionen in hun oorspronkelijke cluster, die ‘initiële recombinitie’ genoemd wordt. Het aantal ionen dat uit clusters vrijgemaakt wordt per eenheid van geabsorbeerde energie is een materiaalconstante die quasi lineair varieert met de grootte van het elektrisch veld (Wickman en Nyström 1992, Johansson *et al* 1995, Johansson en Wickman 1997) en die hier verder voorgesteld zal worden als  $G_i$ . Vervolgens expanderen de clusters door ionen diffusie en onder invloed van het elektrische veld (Wickman en Nyström 1992, Johansson en Wickman 1997). Als de clusters van een elektronpad elkaar overlappen kunnen ionen afkomstig uit verschillende clusters recombineren. Dit wordt ‘intra-elektronpad recombinitie’ of ‘kolomrecombinitie’ genoemd. De waarschijnlijkheid waarmee dit type recombinitie optreedt is afhankelijk van de ionisatiedichtheid langs het elektronpad en van het elektrisch veld, maar is onafhankelijk van het dosistempo. Wanneer uiteindelijk ook ionen afkomstig van verschillende elektronpaden recombineren spreken we van ‘algemene recombinitie’. De waarschijnlijkheid voor dit type recombinitie hangt af van het elektrisch veld en van het dosistempo. Wanneer zowel bij de kalibratie als bij het uiteindelijk gebruik van de kamer dezelfde spanning wordt aangelegd moet er enkel voor de algemene recombinitie worden gecorrigeerd. Merk ook op dat de afhankelijkheid van de recombinitiewaarschijnlijkheid van het elektrisch veld impliceert dat de aangelegde spanning zeer stabiel moet zijn opdat de respons van een vloeistof ionisatiekamer betrouwbaar zou zijn. Die ideale spanning is daarbij afhankelijk van het dosistempo, aangezien bij een sterker elektrisch veld niet enkel de recombinitiesnelheid afneemt, maar tezelfdertijd ook de lekstroom toeneemt (Johansson *et al* 1995, Wickman *et al* 1998).

Een ander gevolg van de hogere densiteit van vloeistoffen is dat, voor megavoltage fotonenbundels, nu ook elektronen gevormd in de caviteit in belangrijke mate zullen bijdragen tot de ionisaties in de caviteit (Wickman en Nyström 1992). Hierdoor is de Bragg-Gray caviteitstheorie niet meer van toepassing. Het verband tussen de dosis in water en de dosis in de vloeistof van de ionisatiekamer kan nu, voor kamers met een waterequivalente wand, geschreven worden als:

$$D_w = D_{liq} \cdot f = \frac{1}{G_i \cdot C \cdot e} \cdot \frac{Q}{m} \cdot f$$

$$\frac{1}{f} = d \cdot s_w^{liq} + (1-d) \cdot \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w^{liq}$$

met	$D_w$	de lokale dosis in water [Gy]
	$D_{liq}$	de dosis in de vloeistof van het actief volume [Gy]
	$G_i$	het aantal ionen dat uit clusters vrijgemaakt wordt per eenheid van geabsorbeerde energie [ $J^{-1}$ ]
	$C$	een correctie voor kolomrecombinitie en algemene recombinitie
	$e$	de absolute waarde van de lading van een elektron [C]
	$Q$	de gecollecteerde lading [C]
	$m$	de massa van de vloeistof in het actief volume [kg]
	$d$	de fractie van de elektronen in de actieve vloeistof die gegenereerd werden door fotoneninteracties buiten de vloeistof

$s_w^{liq}$  de verhouding van het gewogen gemiddeld massiek stoppend vermogen in de actieve vloeistof tot het gewogen gemiddeld massiek stoppend vermogen in water

$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_w^{liq}$  de verhouding van de gewogen gemiddelde massieke energie absorptie coëfficiënt in de actieve vloeistof tot de gewogen gemiddelde massieke energie absorptie coëfficiënt in water

In de praktijk zijn de wand en de elektrodes van de kamer echter meestal niet perfect waterequivalent, zodat daarvoor moet gecorrigeerd worden. Voor isoöctaan zijn  $s_w^{liq}$ ,

$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_w^{liq}$  en de ionisatiedichtheid langs de elektronenpaden zo goed als energie

onafhankelijk voor  $^{60}\text{Co}$  en alle megavoltage fotonenbundels, zodat de respons van een met deze vloeistof-gevulde ionisatiekamer voor deze bundels normaalgezien weinig energieafhankelijk is (Mattsson *et al* 1990, Wickman en Nyström 1992, Daşu *et al* 1998, Wickman *et al* 1998).

In de praktijk kan men de vloeistof ionisatiekamers net als lucht ionisatiekamers laten kalibreren in een standaard laboratorium voor dosimetrie. Daar we de lineaire array echter enkel gebruiken voor relatieve dosimetrie zal hier niet verder op ingegaan worden. Voor meer informatie omtrent de werkwijze die kan gebruikt worden bij de kalibratie van vloeistofge vulde ionisatiekamers en het uiteindelijke gebruik ervan voor absolute dosimetrie wordt verwezen naar Mattsson *et al* (1990).

Voor de LA48 is de relatieve gevoeligheid van de 47 ionisatiekamer elementen echter wel van groot belang. De kalibratiefactoren van de ionisatiekamer elementen werden geleverd door PTW en worden software-matig in rekening gebracht. We controleerden de relatieve waarde van deze kalibratiefactoren en vonden dat ze nauwkeurig waren tot op 0.3%. Voor details over de hierbij gevolgde methode wordt verwezen naar *publicatie 2*.

### 2.3.2 Eigenschappen

In *publicatie 2* onderzochten we de eigenschappen van de LA48 lineaire array en gingen we na in hoeverre deze detector bruikbaar is voor het verrichten van nauwkeurige profiel metingen in IM-bundels.

We vonden dat, ondanks de grote oppervlakte (4x4 mm) van de ionisatiekamer elementen, de lineaire array in staat is om de penumbra's in klinische bundels nauwkeurig op te meten. Voor een 5x5 cm veld, dat gecollimeerd is door de MLC zonder de back-up jaws, bedraagt de verbreding van de 80%-20% penumbra 0.4 mm voor een 6 MV fotonenbundel geanalyseerd op een diepte van 5 cm. Voor een 18 MV fotonenbundel wordt voor hetzelfde veld geen verbreding van de 80%-20% penumbra waargenomen op een diepte van 10 cm. Voor de 90%-10% penumbra wordt geen verbreding gevonden bij 6 MV, terwijl de lineaire array bij 18 MV een vermindering van de 90%-10% penumbra breedte geeft met 1.0 mm. Het feit dat de afwijkingen in

deze penumbra metingen klein zijn is te wijten aan de bovenste metalen elektrode plaat in de array, die de padlengte van de elektronen verkort. Dit effect geeft aanleiding tot een verscherping van de gemeten penumbra's, wat de volume uitmiddeling tegenwerkt. Voor een meer gedetailleerde analyse van deze fenomenen wordt verwezen naar de publicatie.

Voor smalle velden heeft de reductie van de elektronen padlengte door de bovenste metalen elektrode plaat van de array ook een effect op OF metingen. Voor veldbreedtes kleiner dan 3 of 4 cm, respectievelijk voor 6 en 18 MV, is de OF zoals gemeten door de LA48 te groot. Dit effect is meer uitgesproken bij 18 MV dan bij 6 MV door de grotere elektronen padlengte voor deze bundelkwaliteit. Voor velden smaller dan ongeveer 1.2 cm wordt ook volume uitmiddeling belangrijk, en deze volume uitmiddeling werkt de OF verlaging ten gevolge van de kortere elektronen padlengtes tegen. De resulterende afwijkingen in OF metingen voor kleine velden zijn beperkt tot 0.8% en 1.6% respectievelijk voor 6 en 18 MV.

We onderzochten vervolgens of de elektrode platen ook een effect hebben op de energieafhankelijkheid van de LA48 lineaire array. We verrichtten hiertoe metingen met een Markus ionisatiekamer aan de interfaces tussen een waterequivalent medium en een dunne metaal folie. Boven de metaalfolie vonden we een verhoging van de dosis t.o.v. de homogene situatie. Die verhoging is te wijten aan de terugstrooiing van elektronen door de folie en de extra generatie van elektronen in de folie. Onder de metaalfolie vonden we afhankelijk van de beschouwde bundelkwaliteit, veldgrootte en diepte een versterking of een verzwakking van de dosis. Twee tegenovergestelde effecten zijn hier namelijk van belang: de generatie van elektronen in de folie en de attenuatie door de folie. Aangezien het actief volume van de lineaire array zich tussen twee metaalplaten bevindt, zullen alle hierboven beschreven effecten bijdragen. De resulterende veldgrootte en diepte-afhankelijkheid van de respons is echter kleiner dan 1.6% en 1.1% respectievelijk voor 6 en 18 MV, voor veldgroottes van 5x5 cm tot 40x40 cm en voor dieptes van 5 cm tot 30 cm.

Zoals reeds besproken in paragraaf 2.3.1 kan een belangrijke ionenrecombinatie optreden in vloeistof-gevulde ionisatiekamers, wat dan resulteert in een dosistempo-afhankelijkheid van de respons. Aangezien het dosistempo op een bepaalde plaats in de patiënt of in een fantoom varieert gedurende het verloop van een IM-bundel, en er dus bij het opmeten van IM-bundels niet zondermeer kan gecorrigeerd worden voor de dosistempo-afhankelijkheid van een detector, is dit een zeer belangrijke eigenschap voor de LA48 array. We vonden dat de dosistempo-afhankelijkheid van de array klein is en kan beschreven worden door dezelfde empirische formule als deze die in paragraaf 2.1.3 gebruikt wordt voor de diamantdetector. De waarde van de parameter  $\Delta$  is hier 0.9974. Dit impliceert een afwijking van slechts 0.6% bij een dosistempo verhouding van 10.

De respons van de kamer elementen in de LA48 lineaire array bedraagt ongeveer  $4.3 \cdot 10^{-8}$  C/Gy. De reproduceerbaarheid van metingen met de lineaire array is hoog. De procentuele STD is kleiner dan 0.1% voor een dosis van enkele tientallen cGy. De procentuele STD voor een dosis van ca. 1 cGy bedraagt 0.12%, wanneer ze op dezelfde wijze bepaald wordt als voor de ionisatiekamers (zie paragraaf 2.2.3).

We onderzochten ook de lekstroom van de LA48 lineaire array, en vonden dat deze toeneemt met de bestralingstijd en kan oplopen tot 5 pA. Dit is vermoedelijk te wijten aan chemische interacties van de vloeistof met het metaal van de elektrodes, een proces dat versneld wordt door bestraling (Wickman en Nyström 1992). Voor een

dosistempo van 100 cGy/min komt 5 pA overeen met 0.7% van de detector respons. Er wordt dan ook steeds gecorrigeerd hiervoor.

Uiteindelijk werd de performantie van de lineaire array voor het opmeten van profielen van IM-bundels geanalyseerd aan de hand van twee typische klinische IM-bundels en een dynamische wig. Er werd gevonden dat de resultaten zeer nauwkeurig zijn, zowel in de hoge-dosis gebieden als in de lage-dosis gebieden en de gradiënten.

## 2.4 Radiografische film

### 2.4.1 Dosimetrische werking

Een radiografische film is opgebouwd uit een transparante basis die gecoat is met één of meerdere emulsie lagen. De emulsie bestaat meestal uit stralingsgevoelige zilverbromide microkristallen (ook 'korrels' genoemd) geprecipiteerd in gelatine, maar ook andere zilverhalogenides kunnen gebruikt worden. Wanneer de film blootgesteld wordt aan zichtbaar licht of ioniserende straling kunnen kleine aggregaten zilver gevormd worden in de zilverbromidekorrels. Deze kleine, onzichtbare veranderingen zijn meestal voldoende om de getroffen korrels 'ontwikkelaar' te maken en zo voor een zwarting van de film te zorgen. Men zegt daarom dat een radiografische film na exposie een latent beeld heeft.

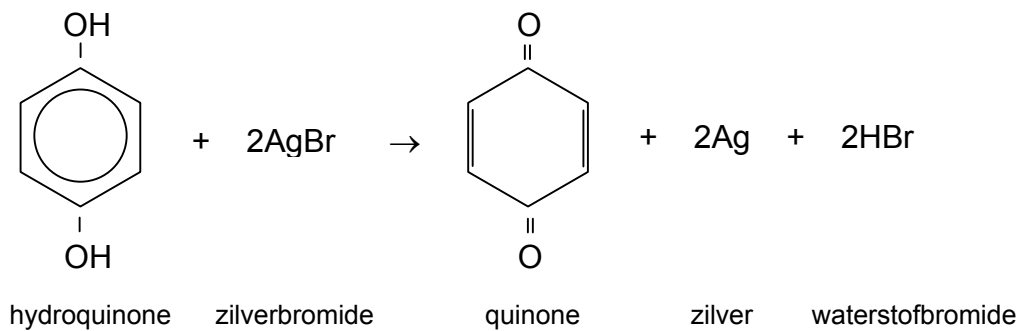
In het geval van ioniserende straling volstaat het vaak dat een zilverbromidekorrel getroffen wordt door één enkel invallend elektron. Een aantal elektronen zal hierdoor van een broomion geïsoleerd worden. Deze elektronen kunnen zich dan vrij doorheen het zilverbromidekristal bewegen. Volgens de Gurney-Mott theorie migreren de vrije elektronen naar een aantal plaatsen in de korrel waar zich minieme hoeveelheden atomair zilver of zilver sulfide bevinden, en daar worden ze getrap. Deze plaatsen krijgen hierdoor een negatieve lading en het elektrostatische veld dat op die manier ontstaat zorgt voor een migratie van mobiele interstitiële zilverionen, die zich reeds in het kristal bevonden voor de exposie, naar deze plaatsen. De zilverionen worden geneutraliseerd door de reeds aanwezige elektronen, en dus worden aggregaten van atomair zilver gevormd. Bij het afscheiden van elektronen van de broomionen ontstaan ook holtes. Daar deze holtes echter geen belangrijke rol spelen bij het proces van zilvervorming zal hier niet verder op ingegaan worden.

Na de bestraling worden een aantal chemische behandelingen op de film toegepast. Eerst wordt de film ontwikkeld. Hierbij wordt hij ondergedompeld in een chemisch mengsel dat de ontwikkelaar genoemd wordt en dat elektronen levert voor de reductie van de zilverionen. Wanneer zilverbromidekorrels in contact komen met dit mengsel, is een volledige reductie tot atomair zilver de thermodynamische evenwichtstoestand, onafhankelijk van de voorhistorie van de korrel. De aanwezigheid van één of meerdere zilveraggregaten in de korrel impliceert echter een belangrijke verlaging van de energiebarrière die moet overwonnen worden bij de overdracht van elektronen van de ontwikkelaar naar de zilverionen van de beschouwde korrel, resulterend in een aanzienlijke verkorting van de gemiddelde reactietijd. Zo zal de kans dat een

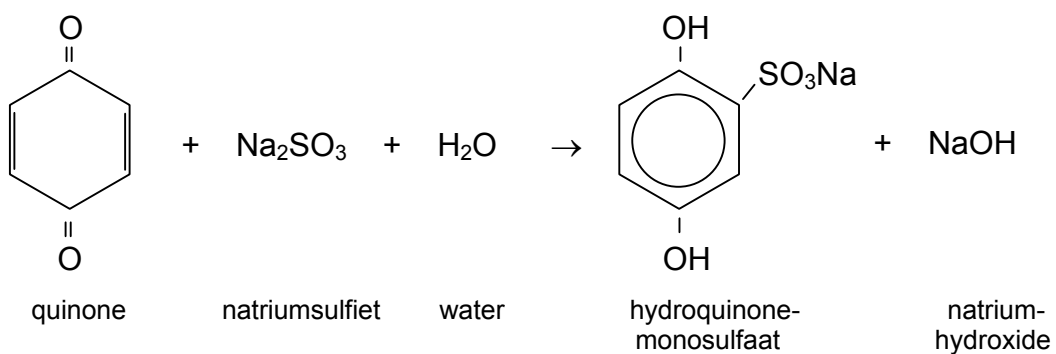
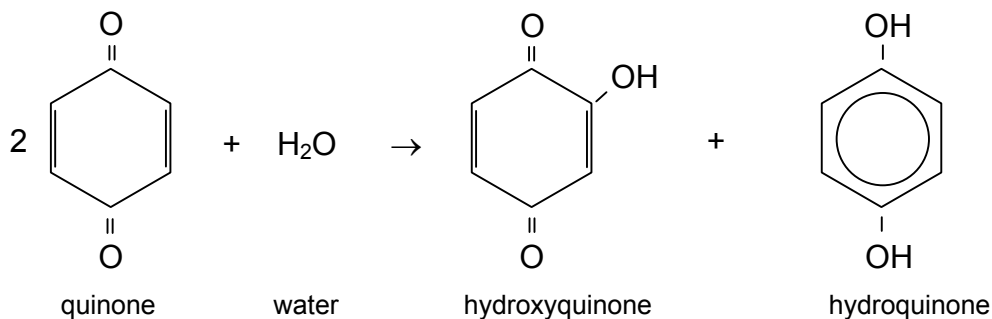


ontwikkelbare korrel in een beperkte periode gereduceerd wordt veel groter zijn dan de kans dat dit gebeurt voor een niet ontwikkelbare korrel. Maar er zullen steeds een aantal niet ontwikkelbare korrels ontwikkelen en vice versa. Gemiddeld gezien is de resulterende zwarting echter een goede maat voor de geabsorbeerde dosis op de beschouwde plaats.

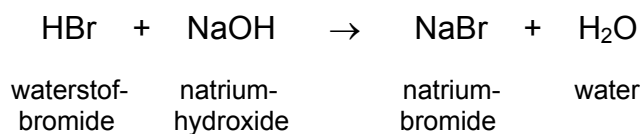
De chemisch samenstelling van de ontwikkelaar kan sterk variëren. Voor de ontwikkelaar die wij gebruiken is de actieve component hydroquinone. Volgens Longmore (1949) wordt de reactie die dan plaatsgrijpt bij de reductie van zilverionen gegeven door:



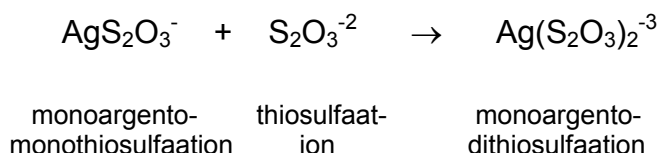
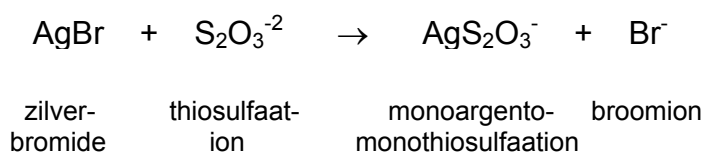
De quinone kan vervolgens interageren met water of met natriumsulfiet:



Uiteindelijk zal er natriumbromide gevormd worden in de reactie:



In het fixatieproces wordt vervolgens het resterende zilverbromide opgelost, om een verdere aanmaak van atomair zilver tegen te gaan. De chemische reacties die daarbij plaatsgrijpen zijn (Mees 1966):



Uiteindelijk wordt de film gespoeld om achtergebleven chemicaliën te verwijderen.

Meer gedetailleerde informatie omtrent de fotochemische reacties die plaatsgrijpen in een bestraalde film kan men vinden in Longmore (1949) en Mees (1966).

De ontstane zwarting van de film kan nu gekwantificeerd worden met behulp van een densitometer. Hierbij laat men een lichtbundel invallen op de film en meet men de intensiteit ( $I$ ) van het licht dat door de film gaat. Hieruit wordt de optische densiteit ( $OD$ ) berekend als

$$OD = \log_{10} \left( \frac{I_0}{I} \right)$$

met  $I_0$  de intensiteit die gemeten wordt wanneer het licht niet geattenuëerd wordt door een film.

#### 2.4.2 Gebruikte films en scanner

Voor de metingen verricht in het kader van dit proefschrift werden steeds KODAK X-Omat V films gebruikt. De films bevatten twee emulsie lagen, aangebracht langs beide zijden van een transparante basis, en zijn verpakt in lichtdichte enveloppen die wij steeds doorprikken in de vier hoeken om de lucht die ze bevatten te kunnen verwijderen. Om OD data te bekomen maken we gebruik van een Vidar VXR-12 digitizer (Vidar Systems Corporation, Virginia, USA) die uitgerust is met een

breedband fluorescente lamp (Philips F17T8/TL841) en een rij CCDs (charge coupled devices). De Scanner kan 12 bit beelden leveren. Voor een gedetailleerde beschrijving van de gevolgde werkwijze wordt verwezen naar *publicatie 3*.

### 2.4.3 Eigenschappen

Door zijn tweedimensionale aard en zijn hoge spatiale resolutie, is radiografische film een aantrekkelijke detector voor de dosimetrische verificatie van IM-bundels. De respons van deze detector is echter afhankelijk van een groot aantal factoren, wat het bekomen van hoge precisie resultaten erg bemoeilijkt.

De respons van een radiografische film neemt slechts sub-lineair toe met de dosis. De reden hiervoor is dat foto-elektronen, geproduceerd door de invallende fotonenbundel, kunnen verloren gaan aan korrels die reeds ontwikkelbaar zijn. Dit is vooral belangrijk voor film types die gekenmerkt worden door een brede range van korrel afmetingen, zoals het geval is voor de door ons gebruikte Kodak X-Omat V films (Cheng en Das 1996, Danciu *et al* 2001). Het niet lineair zijn van de respons van deze films maakt een nauwgezette kalibratie noodzakelijk. Daar zowel emulsie verschillen van batch tot batch als variaties in de processing condities een belangrijk effect hebben op het verloop van de dosis-versus-OD curve, werd er steeds voor gezorgd dat alle films gebruikt bij een bepaald experiment (data- en kalibratie films) van dezelfde batch afkomstig waren en alle films werden na elkaar in random volgorde ontwikkeld.

Naast de hierboven vermelde inter-batch emulsie verschillen, zijn er ook voor films afkomstig uit één en dezelfde batch variaties in de gevoeligheid. Bovendien zijn kleine fluctuaties in de samenstelling en temperatuur van de ontwikkelaar tijdens het ontwikkelen onvermijdelijk, en ook het inscannen van de films introduceert een aantal onzekerheden. Dit alles resulteert in statistische fluctuaties die heel wat groter zijn dan deze die bekomen worden voor klassieke detectoren zoals ionisatiekamers. Voor de door ons gebruikte films, apparatuur en methode, bedraagt de procentuele STD typische 1 à 2% voor een dosis van enkele tientallen cGy.

Een andere belangrijke negatieve eigenschap van radiografische film is de energieafhankelijkheid van de respons. Door het hoge atoom getal van zilver, worden foto-elektrische interacties belangrijk voor fotonen met een energie beneden 200 keV (Williamson *et al* 1981, Muench *et al* 1991). Hierdoor zijn radiografische films overgevoelig voor laagenergetische fotonen wat, net zoals voor de PinPoint kamer, resulteert in een respons die toeneemt met de veldgrootte en de diepte, en in een vervorming van de profielen voor grote velden (Williamson *et al* 1981, Galvin *et al* 1993, Burch *et al* 1997, Sykes *et al* 1999, Danciu *et al* 2001). Het voordeel van IMRT is dat de gebruikte velden relatief klein zijn. Meestal wil men echter ook de dosis in afgeschermd kritische organen met een hoge nauwkeurigheid kunnen bepalen. Deze dosis bestaat voor een belangrijk deel uit laag-energetische fotonen die verstrooid werden in de patiënt. In *publicatie 3* werd het belang van de energieafhankelijkheid bij het opmeten van IM-bundels onderzocht. We vonden dat, wanneer de equivalente veldgrootte kleiner blijft dan 15x15 cm, de afwijkingen in de respons, voor punten gelegen binnen de veldgrenzen, altijd kleiner zijn dan 3%, voor films gepositioneerd in een vlak loodrecht op de bundelas en bestraald op een diepte van 5 of 10 cm

respectievelijk voor 6 en 18 MV. Voor afgeschermdde lage-dosis regionen vonden we echter effecten tot ca. 10%.

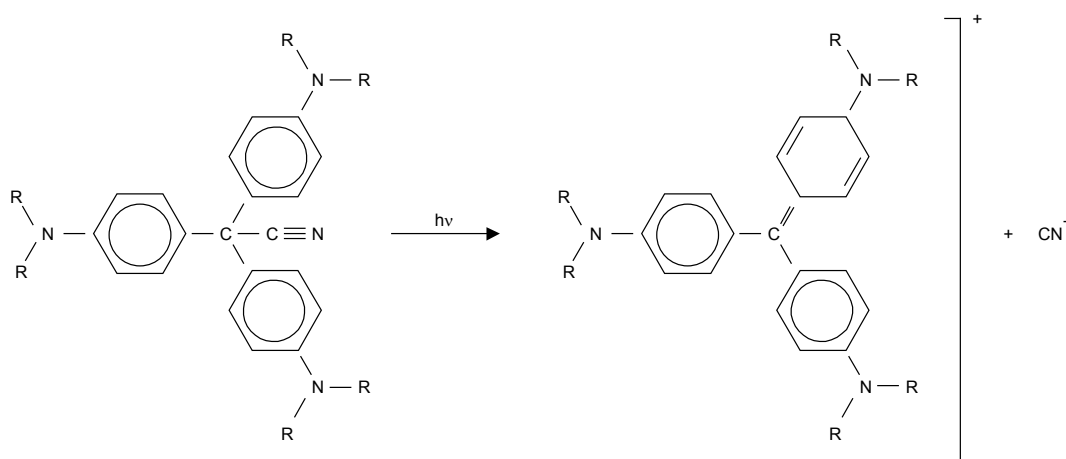
Gezien de interesse voor de dosis in kritisch organen, waar het dosistempo veel lager is dan in de hoge-dosis gebieden, onderzochten we in *publicatie 3* ook of de respons van de films al dan niet dosistempo-afhankelijk is. Een dosistempo-afhankelijke respons zou impliceren dat de fotochemische reacties in de film niet enkel afhankelijk zijn van het product van intensiteit en tijdsduur van de exposie, maar ook van beide factoren apart. Dit fenomeen, dat ‘faling van de reciprociteitswet’ genoemd wordt, is gekend als zijnde belangrijk voor zichtbaar licht. Wanneer men gebruik maakt van zichtbaar licht, zijn verschillende optische fotonen nodig om een korrel ontwikkelbaar te maken, en er treedt vaak verval op van de metastabiele tussentoestanden (Longmore 1949, Mees 1966). Voor fotonen- en elektronenbundels volstaat de energie overgedragen bij één enkele elektronhit normaalgezien voor het ontwikkelbaar maken van een korrel, wat resulteert in een dosistempo-onafhankelijke respons. We vonden echter dat voor megavoltage fotonenbundels dit niet langer waar is voor de X-Omat V films. De zogenaamde single hit theorie gaat voor deze fotonenbundels niet meer op doordat de meest energetische foto-elektronen een zeer lage energie transfer coëfficiënt hebben aan het begin van hun pad. We berekenden dat, bij het opmeten van IM-bundels dit in de afgeschermdde structuren resulteert in een respons die typisch ca. 10% lager is dan in de hoge-dosis gebieden. Dit effect wordt echter tegengewerkt door de grote bijdrage van laag-energetische fotonen die karakteristiek is voor deze gebieden en die resulteert in een overrespons die ongeveer even groot is. Een ander gevolg van het falen van de single hit theorie is dat het fractioneren van een bestraling effect heeft op de zwarting van de film. Voor een klinische IM-bundel is het aantal bundelsegmenten dat een belangrijke bijdrage levert tot de dosis in één bepaald punt meestal vrij beperkt, wat impliceert dat de afwijkingen normaalgezien kleiner zijn dan 3%.

## 2.5 Radiochromatische film

### 2.5.1 Dosimetrische werking

De stralingsgevoelige lagen van een radiochromatische film bevatten kleurloze microkristallen van monomeren die uniform gedispergeerd zijn in een gelatinebinder. Wanneer de film blootgesteld wordt aan ioniserende straling zal een deel van de monomeren een polymerisatiereactie ondergaan, waardoor de film een diepblauwe kleur krijgt die een maat is voor de geabsorbeerde dosis. Het betreft hier hexahydroxyethyl pararosaniline cyanide monomeren. Bij bestraling wordt de CN-groep van deze monomeren afgesplitst, waarna een structurele reorganisatie plaatsgrijpt waarbij één van de benzenoid groepen vervangen wordt door een quinoid structuur (zie figuur 2.5). Het is deze quinoid structuur die resulteert in de waargenomen blauwe kleur (Sayeg en Gregory 1991). Progressieve 1,4-trans addities leiden uiteindelijk tot de vorming van polymeerketens (Niroomand-Rad *et al* 1998).

Het gehele proces vereist geen enkele vorm van chemische, fysische of thermische processing.



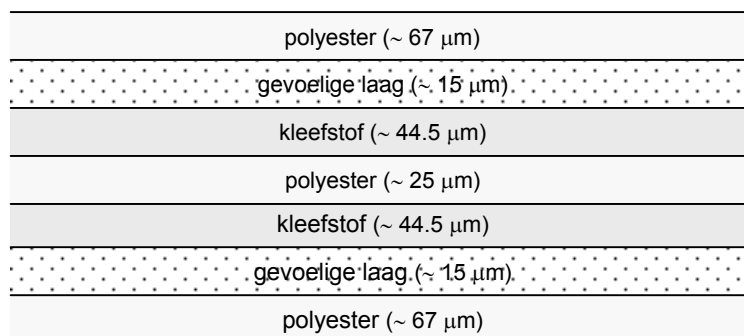
**Figuur 2.5:** Reactie die bij bestraling plaatsgrijpt in radiochromatische film, waarbij R staat voor  $C_2OH_5$ .

Net zoals voor de radiografische films kan ook voor de radiochromatische films de OD gemeten worden met behulp van een densitometer. De blauw gekleurde films zullen hierbij vooral rood licht absorberen. McLaughlin *et al* (1991), Klassen *et al* (1997), Reinstein *et al* (1997b) en Kellermann *et al* (1998) bestudeerden de absorptiespectra van radiochromatische films. Ze vonden twee belangrijke absorptiepieken die voor MD-55-2 films bij een dosis van 30 Gy respectievelijk gecenterd zijn rond ca. 614 nm en ca. 674 nm, en die licht dosisafhankelijk zijn. Het verloop van de OD-versus-dosis curve wordt dan ook sterk beïnvloed door de golflengte van het licht dat gebruikt wordt in de densitometer. In de literatuur worden een groot aantal verschillende lichtbronnen vermeld voor de absorptie metingen. Sommige groepen gebruiken een densitometer of scanner met polychromatisch wit licht (Ramani *et al* 1994, Stevens *et al* 1996, Reinstein *et al* 1997a) eventueel in combinatie met een bandpass filter (Aydarous *et al* 2001). Vaak wordt het monochromatisch licht van een He-Ne laser gebruikt (Farahani *et al* 1991, Sayeg en Gregory 1991, Soares 1991, McLaughlin *et al* 1994, Ramani *et al* 1994, Reinstein *et al* 1997a, Reinstein *et al* 1997b, Zhu *et al* 1997, Reinstein *et al* 1998, Dempsey *et al* 2000). Dit licht heeft een golflengte van 633 nm, wat in het absorptiespectrum gelegen is in het dal tussen de twee absorptiepieken. Lichtbronnen waarvan de golflengte goed overeenkomt met één van de maxima in het absorptiespectrum resulteren in de grootste respons. Voorbeelden hiervan zijn de GaAlAs LED met een golflengte van 670 nm gebruikt door Butson *et al* (1998a, 1998b, 1999, 2000, 2001)

en de laser diode met een golflengte van 675.2 nm gebruikt door Kellermann *et al* (1998).

### 2.5.2 Gebruikte films en scanner

Gedurende de voorbije jaren vond een belangrijke evolutie plaats in de opbouw van de radiochromatische films. Verschillende types zoals HD-810, DM-1260, DM-100, MD-55-1 en MD-55-2 (Gafchromic, Nuclear Associates) werden in de literatuur vermeld. Op het ogenblik dat we onze metingen verricht hebben waren enkel de HD-810 films en de dubbellaagige MD-55 films, waarnaar in de literatuur meestal verwezen wordt als MD-55-2, verkrijgbaar. De range waarbinnen de HD-810 films en de MD-55-2 films kunnen gebruikt worden bedraagt respectievelijk ca. 50-2500 Gy en ca. 3-100 Gy (Niroomand-Rad *et al* 1998). Voor de toepassing vermeld in hoofdstuk 3 van dit proefschrift, maakten we gebruik van MD-55-2 films om de bestralingstijden realistisch te houden. De twee actieve lagen van deze films zijn gecoat op beide zijden van een polyester basis en worden ook bedekt door een laag polyester. Figuur 2.6 toont de samenstelling en de dikte van de verschillende lagen. De films worden verkocht in bladen van 12.5x12.5 cm.



		atoom %
polyester:	koolstof	45
	waterstof	36
	zuurstof	19
gevoelige laag:	koolstof	31
	waterstof	56
	stikstof	5
	zuurstof	8
kleefstof:	koolstof	33
	waterstof	50
	zuurstof	17

**Figuur 2.6:** Samenstelling en dikte van de verschillende lagen in een MD-55-2 radiochromatische film.

Recent verscheen er een nieuw type radiochromatische film op de markt. De Gafchromic HS films bevatten één gevoelige laag die gesandwiched is tussen twee

polyester lagen. Aangezien, volgens de fabrikant, deze films een betere uniformiteit hebben dan en ongeveer dubbel zo gevoelig zijn als de MD-55-2 films, biedt dit type interessante perspectieven voor de toekomst.

Voor het inscannen van de films maakten wij opnieuw gebruik van de Vidar scanner. De standaard breedband witte lamp werd nu echter vervangen door een rode Osram L18W/60 lamp, om op die manier de scanner gevoeliger te maken voor de blauwe kleurschakeringen in de radiochromatische films.

### 2.5.3 Eigenschappen

Radiochromatische film kan net zoals radiografische film gebruikt worden voor het opmeten van tweedimensionale dosis distributies. Een belangrijk voordeel van radiochromatische film is de goede weefsequivalentie en de energieonafhankelijke respons voor megavoltage fotonenbundels. Het effectief atoomgetal ( $Z_{\text{eff}}$ ) van deze films is gelegen tussen 6.0 en 6.5 (Niroomand-Rad *et al* 1998). Berekeningen op basis van de precieze atomaire samenstelling van de verschillende lagen van de films geven aan dat de films sterk gelijken op water en zacht spierweefsel, zowel wat betreft elektron stoppende vermogens als massa energie absorptie coëfficiënten. De elektron stoppende vermogens komen binnen de 3% overeen met die van water voor secundaire elektronen met een energie tussen 10 keV en 100 MeV, en de massa energie absorptie coëfficiënten komen binnen de 8% overeen met die van water voor fotonen met een energie tussen 100 keV en 20 MeV. Voor fotonen met een energie lager dan 100 keV wordt de massa energie absorptie coëfficiënt van de films heel wat kleiner dan die van water (McLaughlin *et al* 1991, Sayeg en Gregory 1991, McLaughlin *et al* 1994). Verschillende onderzoekers bestudeerden de energieafhankelijkheid van de films ook experimenteel. Muench *et al* (1991) onderzochten de energieafhankelijkheid van de HD-810 films. Ze vonden dat de respons afneemt met ongeveer 30% wanneer de effectieve fotonen energie daalt van 1710 keV (4 MV x-stralen) tot 28 keV (60 kV x-stralen met 2 mm Al filter). Deze variatie in respons is ongeveer even groot als, maar tegengesteld aan, die voor LiF TLDs. Voor hetzelfde energiebereik varieert de respons van de Kodak X-Omat V films met 980%. Chiu-Tsao *et al* (1994) hebben de variatie in respons van de MD-55-1 films gemeten voor brachytherapie bronnen. Ze vonden dat de gevoeligheid ongeveer 40% lager is voor  $^{125}\text{I}$  dan voor  $^{60}\text{Co}$ . McLaughlin *et al* (1995) vermelden dat de respons van de MD-55-2 films ongeveer 40% lager is voor fotonen van 20-40 keV dan voor  $^{137}\text{Cs}$  of  $^{60}\text{Co}$  fotonen straling.

Belangrijke positieve eigenschappen van radiochromatische film zijn ook het feit dat de respons quasi onafhankelijk is van het gebruikte dosistempo tot ca.  $10^{13}$  Gy/s (Sayeg *et al* 1991, McLaughlin *et al* 1994) en het feit dat fractioneren van de dosis geen significant effect heeft op de respons (Niroomand-Rad *et al* 1998).

Een ander voordeel van radiochromatische films t.o.v. radiografische films is dat ze ongevoelig zijn voor zichtbaar licht. Hierdoor kunnen allerlei handelingen, zoals bijv. het op de juiste afmetingen knippen van de film strips, gewoon bij dag- of kunstlicht gebeuren. Bovendien hoeven de films niet in een lichtdichte enveloppe verpakt te zijn tijdens het bestralen, wat een nauwkeuriger positionering toelaat. De films zijn echter wel enigszins gevoelig voor ultraviolette straling met een golflengte kleiner dan 400

nm (Reinstein *et al* 1997b, Niroomand-Rad *et al* 1998). Meigooni *et al* (1996) en Butson *et al* (1998a) voerden daarom experimenten uit om het effect van TL-verlichting op de verkleuring van MD-55-2 films na te gaan. Meigooni *et al* (1996) stelden de films gedurende 300 uren bloot aan vier 40 W TL-lampen op een afstand van 2.5 m. Ze vonden een OD toename die overeenkomt met een dosis van ca. 10 Gy. Butson *et al* (1998a) stelden de films gedurende 175 uren bloot aan twee 40 W TL-lampen op een afstand van 1.5 m. Ze vonden een OD toename die overeenkomt met een dosis van ca. 20-30 Gy. Butson *et al* (1998a) stelden ook films bloot aan direct zonlicht. Na een exposie gedurende 175 uren komt de OD toename overeen met een dosis van ca. 50 Gy. Om bovenstaande ongewenste kleurveranderingen zoveel mogelijk te minimaliseren bewaarden we de films steeds in een lichtdichte enveloppe.

Volgens Butson *et al* (1998a) kan ook het licht van de densitometer of scanner, die gebruikt wordt om de OD van de films te bepalen, aanleiding geven tot verkleuringen in de film. We vonden echter voor de MD-55-2 films en onze Vidar scanner uitgerust met de rode lamp geen significant effect.

Het ontbreken van een processing stap bij het ontstaan van de blauwe kleurveranderingen heeft ongetwijfeld een positief effect op de nauwkeurigheid van de resultaten. Maar de radiochromatische films worden gekenmerkt door belangrijke niet-uniformiteiten in de dikte van de stralingsgevoelige lagen. Voor de MD-55-1 en MD-55-2 films werden vergelijkbare fluctuaties in de respons gevonden. In de richting waarin de coating werd aangebracht bedragen deze niet-uniformiteiten maximum ca. 4%. In de richting loodrecht daarop kunnen de niet-uniformiteiten oplopen tot ca. 15% (Meigooni *et al* 1996, Zhu *et al* 1997). Om hiervoor te corrigeren kan gebruik gemaakt worden van de zogenaamde 'double-exposure' techniek (Zhu *et al* 1997, Niroomand-Rad *et al* 1998), waarbij de films homogeen voorbestraald worden en een matrix met correctiefactoren wordt opgesteld. Bij de uiteindelijke bestraling kan de gecorrigeerde netto OD in de pixel met coördinaten (i,j) berekend worden als

$$OD_{netto}^{cor}(i,j) = \frac{OD_2(i,j) - OD_1(i,j)}{f(i,j)}$$

$$f(i,j) = \frac{OD_1(i,j) - OD_0(i,j)}{\langle OD_1(i,j) - OD_0(i,j) \rangle}$$

met	$OD_{netto}^{cor}(i,j)$	de gecorrigeerde netto OD in de pixel met coördinaten (i,j)
	$OD_1(i,j)$	de OD in de pixel met coördinaten (i,j) die bekomen wordt na de homogene voorbestraling
	$OD_2(i,j)$	de OD in de pixel met coördinaten (i,j) die bekomen wordt na de bestraling met de te onderzoeken dosis distributie
	$f(i,j)$	een correctiefactor
	$\langle \rangle$	de gemiddelde waarde
	$OD_0(i,j)$	de fog OD voor de onbestraalde film in de pixel met coördinaten (i,j)

Voor de experimenten beschreven in dit proefschrift, werden alle films (ook de kalibratiefilms) voorbestraald met een dosis van 10 Gy. Het uitvoeren van de correcties voor niet-uniformiteiten in de gevoelige lagen van de films gebeurde m.b.v. een programma geschreven in C. Aangezien we vonden dat



$$\frac{OD_0(i_m, j_m)}{OD_0(i_n, j_n)} \approx \frac{OD_1(i_m, j_m)}{OD_1(i_n, j_n)}$$

voor twee willekeurige pixels met respectievelijk coördinaten  $(i_m, j_m)$  en  $(i_n, j_n)$ , berekenen we de correctiefactoren vereenvoudigd als

$$f(i, j) = \frac{OD_1(i, j)}{\langle OD_1(i, j) \rangle}$$

wat impliceerde dat de films slechts twee keer ingescand moesten worden. De reden waarom we de correctiefactoren niet bepaalden gebruik makende van de onbestraalde films is dat statistische fluctuaties daar groter zijn.

Aangezien de vorming van polymeren steeds blijft doorgaan na bestraling, al is het tegen en steeds verminderende snelheid, is de tijd tussen het bestralen en het inscannen van de films belangrijk (McLaughlin *et al* 1991, Klassen *et al* 1997, Reinstein *et al* 1998). Het precieze verloop van dit tijdseffect is afhankelijk van een groot aantal factoren, zoals de temperatuur en luchtvochtigheid waarbij de films bewaard worden (Niroomand-Rad *et al* 1998), de gebruikte golflengte (McLaughlin *et al* 1997), en ook de geabsorbeerde dosis (McLaughlin *et al* 1991, McLaughlin *et al* 1997, Klassen *et al* 1997). Bij ons neemt de OD, in de periode tussen 40 min en 1 dag na de bestraling, typische toe met ca. 6%. Gedurende de tweede dag na de bestraling neemt de OD verder toe met ca. 1%. In de periode tussen 2 dagen en 7 dagen na de bestraling, neemt de OD nog verder toe met typisch ca. 2%. Het is daarom belangrijk alle films, ook de kalibratiefilms, op dezelfde systematische wijze te behandelen. Tussen het voorbestralen en het voor de eerste keer inscannen van de films werd door ons een periode van 1 week ingelast. Onmiddellijk daarna werden de films bestraald met de op te meten dosis distributie. Nog 2 à 3 dagen later werden de films voor de tweede maal ingescand. De periode tussen de eerste en de tweede bestraling was doelbewust vrij lang, om er voor te zorgen dat verder kleurveranderingen daarna tot een minimum beperkt zouden blijven. De periode tussen de tweede bestraling en het voor de tweede keer inscannen was veel korter, om de verdere OD toenames tijdens deze periode ten gevolge van de voorbestraling te minimaliseren.

Bij de kalibratie werden, voor de toepassing beschreven in paragraaf 3.3, films na het voorbestralen bestraald met dosissen van 5, 10, 13, 16, 20, 23, 26, 30, 35 en 40 Gy, en werd een kwadratisch fit gebruikt. De precieze dosissen waarbij gekalibreerd wordt kunnen echter aangepast worden afhankelijk van de dosis regio waarin men geïnteresseerd is.

Wanneer de films zorgvuldig behandeld worden op de hierboven beschreven wijze, bekomen we een STD op de uiteindelijke dosismetingen van ca. 2% voor een dosis van enkele tientallen Gy.

## 2.6 Rol van de detectoren voor IMRT

Het is belangrijk dat de dosisdistributies die door een detector opgemeten worden in goede overeenstemming zijn met de werkelijke dosisdistributies. Twee eigenschappen die daarbij een rol spelen zijn de spatiale resolutie en de energieafhankelijkheid van de respons. Om de consequenties daarvan te bespreken hebben we een opsplitsing gemaakt in verschillende regio's waar we de dosis willen kennen:

- Penumbra's  
Tabel 2.3 geeft een overzicht van de maximale fouten op de 80%-20% en 90%-10% penumbra breedtes die bij realistische penumbra's kunnen optreden voor de verschillende detectoren. Alle detectoren werden zo georiënteerd dat hun spatiale resolutie maximaal was in de scanrichting. Metingen verricht met de diamantdetector werden als referentie gebruikt. Voor de Farmer-type kamer werd geen waarde vermeld in de tabel omdat deze kamer niet waterdicht is en bijgevolg niet zondermeer kan gebruikt worden in een automatisch waterfantom. Uit de tabel blijkt duidelijk dat de diamantdetector, radiografische film en radiochromatische film de meest nauwkeurige resultaten geven. Een belangrijk nadeel van filmdosimetrie is dat bij elke meting een nieuwe kalibratie moet uitgevoerd worden, wat het gebruik ervan tijdsrovend maakt. Radiografische films zijn daarenboven niet bruikbaar voor grote velden. Bij een 10x10 cm veld treedt er reeds een kleine verschuiving van de 10% isodose op. Voor grotere velden zouden er ook in de schouders van de profielen fouten optreden. Radiochromatische films moeten voorbestraald worden wat hun gebruik nog omslachtiger maakt dan dat van radiografische films. Omwille van dit alles gebruiken wij steeds een diamantdetector voor penumbra studies. Voor radiotherapie centra die niet over een diamantdetector beschikken kan de PinPoint kamer voor kleine velden een oplossing bieden, aangezien de penumbra verbredingen voor deze detector beperkt zijn tot 1.1 mm. Het gebruik van de LA48 lineaire array voor het bestuderen van de invloed van allerlei parameters op de penumbra wordt afgeraden aangezien deze detector niet gewoon voor een uitsmering van de gradiënten zorgt maar echt vervormingen van het dosisverloop in de penumbra veroorzaakt.
- Punten gelegen binnen de veldgrenzen  
Opdat men een nauwkeurige dosismeting zou kunnen verrichten in een welbepaald punt gelegen binnen de veldgrenzen, moet de afstand van het meetpunt tot de veldgrenzen voldoende groot zijn voor de meeste detectoren, wat te wijten is aan volume effecten. De overgevoeligheid voor laag-energetische fotonen van de PinPoint kamer en van radiografische film beperkt bovendien de maximale veldgrootte ter hoogte van het meetpunt waarbij deze detectoren kunnen gebruikt worden (zie paragraaf 2.2.3 en paragraaf 2.4.3). Tabel 2.4 geeft de voorwaarden waaraan moet voldaan worden opdat de verschillende detectoren bruikbaar zouden zijn voor metingen op een referentie diepte van 5 of 10 cm respectievelijk voor 6 en 18 MV. De tabel geeft ook de nauwkeurigheid die dan kan verwacht worden en de STD op de metingen voor dosissen van enkele tientallen cGy.  
Op grote dieptes is de hoeveelheid laag-energetische Compton verstrooiing groter, waardoor de PinPoint kamer en radiografische film reeds bij kleinere veldgroottes foutieve resultaten zullen opleveren. Voor een 10x10 cm veld is de afwijking op het meetresultaat van de PinPoint kamer ongeveer 2.5% op 30 cm diepte. Voor

een 5x5 cm of 6x6 cm veld is de afwijking kleiner dan 1%. Voor radiografische film bedraagt de overrespons op een diepte van 30 cm ongeveer 3% voor een 10x10 cm veld.

Voor het verrichten van nauwkeurige dosismetingen voor velden van slechts enkele MU kan het best gebruik gemaakt worden van een ionisatiekamer met een zo groot mogelijk actief volume, m.a.w. een Farmer-type ionisatiekamer, omdat dan de statistische fluctuaties minimaal zijn voor kleine dosissen. Voor meer informatie hier omtrent wordt verwezen naar paragraaf 2.2.3 en paragraaf 3.1.1.

- Punten gelegen buiten de veldgrenzen

Net zoals voor metingen binnen de veldgrenzen, moet de afstand tot de veldgrens voldoende groot zijn om volume effecten te vermijden. Buiten de veldgrenzen bestaat de dosis bovendien voor een belangrijk deel uit laag-energetische Compton verstrooiing. Zowel voor de PinPoint kamer als voor radiografische film geeft dit aanleiding tot een overrespons voor grote velden. De meest aangewezen detectoren voor dit soort metingen zijn de diamantdetector, de 0.125 cm<sup>3</sup> kamer en de lineaire array.

	diamantdetector	Farmer-type kamer	0.125 cm <sup>3</sup> kamer	PinPoint kamer	Markus kamer	LA48 lineaire array	radiografische film (*) (!)	radiochromatische film (!)
maximum afwijking in 80%-20% penumbra breedte	0.2 mm	/	2.6 mm	1 mm (**)	1.8 mm	1.2 mm (***)	0.2 mm (**)	0.2 mm
maximum afwijking in 90%-10% penumbra breedte	0.2 mm	/	2.8 mm	1.1 mm (**)	2.0 mm	1.2 mm (***)	1 mm (**)	0.2 mm

(\*) film gepositioneerd loodrecht op de bundelas

(\*\*) voor metingen op referentie diepte en voor velden met een equivalente oppervlakte ≤ 10x10 cm

(\*\*\*) zowel een verbreding als een versmalling van de penumbra door de detector is hier mogelijk

(!) in combinatie met Vidar digitizer

Tabel 2.3: Overzicht van de maximale fouten op de 80%-20% en 90%-10% penumbra breedtes voor de verschillende detectoren.

	diamantdetector	Farmer-type kamer	0.125 cm <sup>3</sup> kamer	PinPoint kamer	Markus kamer	LA48 lineaire array	radiografische film (*)	radiochromatische film
minimum afstand van meetpunt tot veldgrens	/	1.5 (#) en 2.5 (\$) cm	1 cm	0.75 cm	0.75 (\$) en 1 (#) cm	/	/	/
maximum equivalente oppervlakte	/	/	/	10x10 cm	10x10 cm (?)	/	15x15 cm	/
procentuele nauwkeurigheid (**)	⊗	⊗	⊗	≤ 1%	≤ 1%	≤ 1.6%	≤ 3%	⊗
procentuele STD (***)	< 0.1%	< 0.1%	< 0.1%	< 0.1%	< 0.1%	< 0.1%	1-2%	ca. 2%

(?) Mogelijk is deze ionisatiekamer ook bruikbaar voor grotere velden, maar dit werd niet onderzocht door ons, en mag zeker niet zondermeer aangenomen worden aangezien de respons van deze kamer volgens de producent sterk richtingsafhankelijk is.

(\*) film gepositioneerd loodrecht op de bundelas

(\*\*) voor definitie zie blz. 15

(\*\*\*) bij dosissen van enkele tientallen Gy voor radiochromatische film en enkele tientallen cGy voor alle andere detectoren

(#) in de richting loodrecht op de detectoras

(\$) in de richting parallel met de detectoras

⊗ geen systematische afwijkingen gekend

Tabel 2.4: Voorwaarden waaraan moet voldaan worden opdat de verschillende detectoren bruikbaar zouden zijn voor metingen op een referentie diepte van 5 of 10 cm in water respectievelijk voor 6 en 18 MV, nauwkeurigheid die kan verwacht worden als aan de voorwaarden voldaan is en STD op de metingen voor voldoende grote dosissen. Merk op dat de PinPoint kamer en de 0.125 cm<sup>3</sup> kamer parallel met de bundelas georiënteerd worden als het veld in de twee richtingen smal is.

Wanneer een detector gekozen wordt voor een welbepaalde toepassing dan moet ook rekening gehouden worden met een aantal praktische overwegingen. De detectoren die we in dit proefschrift bestudeerden kunnen opgedeeld worden in nuldimensionale detectoren (de diamantdetector en de ionisatiekamers), ééndimensionale detectoren (de LA48 lineaire array) en tweedimensionale detectoren (radiografische film en radiochromatische film). Wanneer men relatieve dosis metingen wil verrichten voor een bepaald statisch veld, dan kan men bijv. een nuldimensionale detector gebruiken en deze stapsgewijs doorheen het veld bewegen terwijl men continue doorstraalt. In elk punt waarin men de relatieve dosis wil kennen laten men de detector gedurende een tijdsinterval van enkele seconden stilstaan en meet men de lading geïncollateerd tijdens deze periode. Er moet hierbij wel gecorrigeerd worden voor fluctuaties in het

dosistempo die karakteristiek zijn voor een lineaire versneller. Dit kan door gebruik te maken van een referentiekamer die men in een hoek van het veld plaatst of door gebruik te maken van het monitorsignaal afkomstig van de ionisatiekamer in de kop van de versneller. Voor een IM-bundel verandert de dosisverdeling tijdens het toedienen van de bundel continu of in stapjes waardoor de bovenstaande methode niet meer toepasbaar is. Voor een step-and-shoot bundel zou men de bundel kunnen opsplitsen in zijn segmenten om nadien de som van de dosissen te maken, maar op die manier meten we niet de dosisverdeling van de eigenlijke IM-bundel en kunnen bepaalde gebreken van de versneller die typische optreden bij IMRT, verborgen blijven. Voor dynamische bundels is een opsplitsing in bundelsegmenten zelfs niet mogelijk. Wanneer we nu een nuldimensionale detector zouden willen gebruiken om dosisverdelingen op te meten voor IM-bundels, dan moeten we de bundel evenveel keer toedienen als het aantal punten waarin we de dosis willen kennen, wat uiterst onpraktisch is. De LA48 lineaire array daarentegen meet de dosis in 47 punten tegelijkertijd. Het volstaat voor deze detector om 8 metingen te verrichten om een profiel met een meetpunt iedere mm te bekomen (zie paragraaf 2.3.1). Willen we het dosisverloop als functie van de diepte kennen of een tweedimensionale dosisverdeling voor een IM-bundel opmeten, dan schiet ook de lineaire array te kort en moet overgegaan op filmdosimetrie.

Uiteindelijk moet voor elke concrete toepassing een detector gekozen worden. Hierbij moet rekening gehouden worden met zowel de gewenste nauwkeurigheid als de praktische beperkingen. Tabel 2.5 geeft een overzicht van de detectorkeuzes die wij hanteren. Voor bijv. metingen van OFn en diepte-dosis-curves kunnen vaak meerdere detectoren gebruikt worden. Het voordeel van de diamantdetector is dat hij voor alle veldgroottes nauwkeurige resultaten geeft. Een nadeel van deze detector is dat er moet gecorrigeerd worden voor de dosistempo-afhankelijkheid van de respons. Daarom wordt in principe de voorkeur gegeven aan een ionisatiekamer als de veldgrootte dat toelaat. Wanneer reeksen metingen verricht werden waarbij een deel van de metingen het gebruik van een diamantdetector vroeg, werd deze detector echter meestal gebruikt voor alle metingen van de reeks. De Markus kamer werd behalve in de testfase niet gebruikt. De redenen daarvoor zijn dat de hoekafhankelijkheid van zijn respons volgens de producent kan oplopen tot 20% en dat er voldoende andere detectoren beschikbaar zijn. Wanneer men een profiel wenst op te meten voor een IM-bundel, dan wordt de LA48 lineaire array geprefereerd boven radiografische film omwille van de hogere precisie en nauwkeurigheid. Voor het opmeten van de tweedimensionale dosisverdeling in een vlak loodrecht op de bundelas wordt radiografische film verkozen boven radiochromatische film omdat radiochromatische films met hun afmetingen van 12.5x12.5 cm te klein zijn voor het opmeten van een volledige IM-bundel. Bovendien zijn deze film te duur voor routine metingen en is het gebruik van deze films zeer arbeidsintensief door de noodzaak van en niet-uniformiteitscorrectie. Wij gebruiken radiochromatische films enkel voor speciale toepassingen zoals metingen nabij wefselinhomogeniteiten.

Bij het bestuderen van de eigenschappen van speciale detectoren zoals de PinPoint kamer, de LA48 lineaire array en radiografische film werd een 0.125 cm<sup>3</sup> kamer als referentie gebruikt wanneer de resolutie niet belangrijk was. Wanneer de meetomstandigheden een hoge resolutie vereisten werd de diamant detector, omwille van zijn zeer kleine afmetingen, als referentie gebruikt. Deze detector werd verkozen boven radiografische film omwille van zijn energie-onafhankelijke respons voor megavoltage fotonenbundels. De dosistempo-afhankelijkheid van de diamant detector

op te meten dosis(distributie)		bruikbare detectoren	
penumbra, profiel voor statische bundel		diamantdetector	
OF op referentie diepte	afstand van meetpunt tot veldgrens < 0.75 cm	diamantdetector	
	afstand van meetpunt tot veldgrens tussen 0.75 cm en 1 cm	equivalente oppervlakte ≤ 10x10 cm	PinPoint kamer diamantdetector
		equivalente oppervlakte > 10x10 cm	diamantdetector
	afstand van meetpunt tot veldgrens tussen 1 cm en 1.5 cm (2.5 cm) in de richting loodrecht op (parallel met) de kameras	equivalente oppervlakte ≤ 10x10 cm	0.125 cm <sup>3</sup> kamer PinPoint kamer diamantdetector
		equivalente oppervlakte > 10x10 cm	0.125 cm <sup>3</sup> kamer diamantdetector
	afstand van meetpunt tot veldgrens > 1.5 cm (2.5 cm) in de richting loodrecht op (parallel met) de kameras	equivalente oppervlakte ≤ 10x10 cm	Farmer-type kamer 0.125 cm <sup>3</sup> kamer PinPoint kamer diamantdetector
		equivalente oppervlakte > 10x10 cm	Farmer-type kamer 0.125 cm <sup>3</sup> kamer diamantdetector
	PDD, TMR, TPR, ...	afstand van meetpunt tot veldgrens < 0.75 cm	diamantdetector
afstand van meetpunt tot veldgrens tussen 0.75 cm en 1 cm		equivalente oppervlakte ≤ 5x5 cm	PinPoint kamer diamantdetector
		equivalente oppervlakte > 5x5 cm	diamantdetector
afstand van meetpunt tot veldgrens tussen 1 cm en 1.5 cm (2.5 cm) in de richting loodrecht op (parallel met) de kameras		equivalente oppervlakte ≤ 5x5 cm	0.125 cm <sup>3</sup> kamer PinPoint kamer diamantdetector
		equivalente oppervlakte > 5x5 cm	0.125 cm <sup>3</sup> kamer diamantdetector
afstand van meetpunt tot veldgrens > 1.5 cm (2.5 cm) in de richting loodrecht op (parallel met) de kameras		equivalente oppervlakte ≤ 5x5 cm	Farmer-type kamer 0.125 cm <sup>3</sup> kamer PinPoint kamer diamantdetector
		equivalente oppervlakte > 5x5 cm	Farmer-type kamer 0.125 cm <sup>3</sup> kamer diamantdetector
Profiel voor IM-bundel		LA48 lineaire array	
dosisdistributie voor IM-bundel in vlak loodrecht op de bundelas		radiografische film	
dosis nabij interfaces		radiochromatische film	

Tabel 2.5: Overzicht van de detectorkeuzes die wij hanteren.

vormt geen probleem aangezien het effect reproduceerbaar is en er gemakkelijk voor kan gecorrigeerd worden.

Soms wenst men ook volledige behandelingen te verifiëren. Aan het UZ-Gent wordt daarvoor momenteel gebruik gemaakt van geldosimetrie (De Deene 2000a en 2000b), een methode die driedimensionale informatie oplevert. Nadelen van deze methode zijn echter de beperkte nauwkeurigheid, het feit dat metingen in inhomogene media voorlopig niet tot de mogelijkheden behoren en de hoge kostprijs. Bovendien zijn dergelijke metingen zeer arbeidsintensief en moet men de toegang hebben tot een MR scanner. Radiografische films geplaatst tussen de transversale sneden van een antropomorf fantoom bieden een alternatief. De films bevinden zich hier echter vaak in een oriëntatie parallel aan de bundelas, iets wat volgens verschillende onderzoeksgroepen aanleiding geeft tot een respons die hoger is dan bij de loodrechte bestraling, vooral op grote diepte. Twee fenomenen die hier vermoedelijk toe bijdragen zijn de lagere attenuatie van fotonen in de airgaps naast de film en het feit dat de elektronen die ontstaan bij foto-elektrische interacties in de film vooral in voorwaartse richting bewegen. Er heerst in de literatuur echter onduidelijkheid over de grootte van de afwijkingen. Burch *et al* (1997) vonden geen significant effect van de filmoriëntatie voor een 4 MV fotonenbundel en voor Kodak X-Omat V films, terwijl Suchowerska *et al* (1999) op een diepte van 25 cm een respons vonden die ca. 15% hoger is voor een film geplaatst langs de bundelas dan voor een film geplaatst loodrecht op de bundelas, zowel voor een  $^{60}\text{Co}$  als voor een 6 MV fotonenbundel. Williamson *et al* (1981) onderzochten de richtingsafhankelijkheid van de respons van Kodak RPM-2 films. Ze vonden dat de respons van deze films voor een 4 MV fotonenbundel op een diepte van 25 cm ca. 30% hoger is voor een film die geplaatst is langs de bundelas dan voor een film die geplaatst is loodrecht op de bundelas. Danciu *et al* (2001) bestraalden Kodak X-Omat V films die parallel met de bundelas, maar op een afstand van 1.5 cm van de bundelas, gepositioneerd waren. Voor dieptes groter dan 5 cm vonden ze geen verschil tussen de respons van deze films en de respons van films bestraald loodrecht op de bundelas, onafhankelijk van de bundelkwaliteit. In een preliminair experiment, bestraalden wij zowel films geplaatst lang de bundelas als films geplaatst op een afstand van 1 cm van de bundelas. Op een diepte van 25 cm vonden we een overrespons die respectievelijk ca. 15% en ca. 10% bedroeg, voor een 6 MV fotonenbundel. Het is ongetwijfeld duidelijk dat de richtingsafhankelijkheid van de respons van radiografische films nog verder moet onderzocht worden vooraleer conclusies kunnen getrokken worden omtrent de nauwkeurigheid die haalbaar is bij het verifiëren van volledige behandelingen.

## Referenties

Attix F H 1986 *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry* (New York – Chichester – Brisbane – Toronto - Singapore: John Wiley & Sons)

Aydarous A S, Darley P J, Charles M W 2001 A wide dynamic range, high-spatial-resolution scanning system for radiochromic dye films *Phys. Med. Biol.* **46** 1379-89

- Burch S E, Kearfott K J, Trueblood J H, Sheils W C, Yeo J I and Wang C K C 1997 A new approach to film dosimetry for high energy photon beams: Lateral scatter filtering *Med. Phys.* **24** 775-83
- Burgemeister E A 1981 Dosimetry with a diamond operating as a resistor *Phys. Med. Biol.* **26** 269-75
- Butson M J, Yu P K N, Metcalfe P E 1998a Effects of read-out light sources and ambient light on radiochromic film *Phys. Med. Biol.* **43** 2407-12
- Butson M J, Yu P K N, Metcalfe P E 1998b Measurement of off-axis and peripheral skin dose using radiochromic film *Phys. Med. Biol.* **43** 2647-50
- Butson M J, Yu P K N, Metcalfe P E 1999 Extrapolated surface dose measurements with radiochromic film *Med. Phys.* **26** 485-8
- Butson M J, Cheung T, Yu P K N, Metcalfe P E 2000 Assessment of large single-fraction, low-energy x-ray dose with radiochromic film *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **46** 1071-5
- Butson M J, Cheung T, Yu P K N 2001 Radiochromic film dosimetry in water phantoms *Phys. Med. Biol.* **46** N27-31
- Cheng C-W, Das I J 1996 Dosimetry of high energy photon and electron beams with CEA films *Med. Phys.* **23** 1225-32
- Chiu-Tsao S-T, de la Zerda A, Lin J, Kim J H 1994 High sensitivity GafChromic film dosimetry for <sup>125</sup>I seed *Med. Phys.* **21** 651-7
- Danciu C, Proimos B S, Rosenwald J-C, Mijnheer B J 2001 Variation of sensitometric curves of radiographic films in high energy photon beams *Med. Phys.* **28** 966-74
- Daşu A, Löfroth P-O, Wickman G 1998 Liquid ionization chamber measurements of dose distributions in small 6 MV photon beams *Phys. Med. Biol.* **43** 21-36
- De Deene Y, De Wagter C, Van Duyse B, Derycke S, Mersseman B, De Gersem W, Voet T, Achten E, De Neve W 2000a Validation of MR-Based Polymer Gel Dosimetry as a Preclinical Three-Dimensional Verification Tool in Conformal Radiotherapy *Magn. Reson. Med.* **43** 116-25
- De Deene Y 2000b *Verificatie van de dosisverdeling bij hogeprecisie-radiotherapie met behulp van NMR-gel dosimetrie* (Doctoraatsthesis RUG)
- Dempsey J F, Low D A, Mutic S, Markman J, Kirov A S, Nussbaum G H, Williamson J F 2000 Validation of a precision radiochromic film dosimetry system for quantitative two-dimensional imaging of acute exposure dose distributions *Med. Phys.* **27** 2462-75
- Dutreix A, Bjärngård B E, Bridier A, Mijnheer B, Shaw J E, Svensson H 1997 *Monitor unit calculation for high energy photon beams* (Leuven – Apeldoorn: Garant)
- El-Khatib E, Nikolic M, Lam G, Chow O, Strgar V, Wolters J 1995 Evaluation of a commercial Diamond detector for dosimetry of photon, electron, and proton beams *Med. Phys.* **22** 663
- Farahani M, Eichmiller F C, McLaughlin W L 1991 Metal-polysiloxane shields for radiation therapy of maxillo-facial tumors *Med. Phys.* **18** 273-8
- Galvin J M, Smith A R, Lally B 1993 Characterization of a multileaf collimator system *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **25** 181-92



- Heydarian M, Hoban P W, Beckham W A, Borchardt I M, Beddoe A H 1993 Evaluation of a PTW diamond detector for electron beam measurements *Phys. Med. Biol.* **38** 1035-42
- Hoban P W, Heydarian M, Beckham W A, Beddoe A H 1994 Dose rate dependence of a PTW diamond detector in the dosimetry of a 6 MV photon beam *Phys. Med. Biol.* **39** 1219-29
- Johansson B, Wickman G, Holmström T 1995 Properties of liquid ionization chambers at LDR brachytherapy dose rates *Phys. Med. Biol.* **40** 575-87
- Johansson B, Wickman G 1997 General collection efficiency for liquid isooctane and tetramethylsilane used as sensitive media in a parallel-plate ionization chamber *Phys. Med. Biol.* **42** 133-45
- Kellermann P O, Ertl A, Gornik E 1998 A new method of readout in radiochromic film dosimetry *Phys. Med. Biol.* **43** 2251-63
- Khan F M 1984 *The physics of radiation therapy* (Baltimore – Hong Kong – London – Sydney: Williams & Wilkins)
- Khrunov V S, Martynov S S, Vatnitsky S M, Ermakov I A, Chervjakov A M, Karlin D L, Fominych V I, Tarbeyev Y V 1990 Diamond detectors in relative dosimetry of photon, electron and proton radiation fields *Radiat. Prot. Dosim.* **33** 155-7
- Klassen N V, van der Zwan L, Cygler J 1997 GafChromic MD-55: Investigated as a precision dosimeter *Med. Phys.* **24** 1924-34
- Kozlov S F, Stuck R, Hage-Ali M, Siffert P 1975 Preparation and characteristics of natural diamond nuclear radiation detectors *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-22** 160-70
- Kozlov S F, Konorova E A, Kuznetsov, Salikov Y A, Redko V I, Grinberg V R, Meilman M L 1977 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-24** 235-7
- Kron T 1999 Dose measuring tools *The modern technology of radiation oncology* ed. Van Dyk J (Madison – Wisconsin: Medical Physics Publishing) p 753-821
- Laub W U, Kaulich T W, Nüsslin F 1997 Energy and dose rate dependence of a diamond detector in the dosimetry of 4-25 MV photon beams *Med. Phys.* **24** 535-6
- Laub W U, Kaulich T W, Nüsslin F 1999 A diamond detector in the dosimetry of high-energy electron and photon beams *Phys. Med. Biol.* **44** 2183-92
- Longmore T A 1949 *Medical photography: Radiographic and clinical* (London - New York: The Focal Press)
- Mattsson O, Svensson H, Wickman G, Domen S R, Pruitt J S, Loevinger R 1990 Absorbed dose in water: Comparison of several methods using a liquid ionization chamber *Acta Oncol* **29** 235-40
- McLaughlin W L, Yun-Dong C, Soares C G, Miller A, Van Dyk G, Lewis D F 1991 Sensitometry of the response of a new radiochromic film dosimeter to gamma radiation and electron beams *Nucl. Instr. and Meth.* **A302** 165-76
- McLaughlin W L, Soares C G, Sayeg J A, McCullough E C, Kline R W, Wu A, Maitz A H 1994 The use of a radiochromic detector for the determination of stereotactic radiosurgery dose characteristics *Med. Phys.* **21** 379-88

- McLaughlin W L, Puhl J M, Al-Sheikhly, Christou C A, Miller A, Kovács A, Wojnárovits L, Lewis D F 1996 Novel radiochromic films for clinical dosimetry *Radiat. Prot. Dosim.* **66** 263-8
- Mees C E K 1966 *The theory of the photographic process* (New York – London: The Macmillan Company)
- Meigooni A S, Sanders M F, Ibbott G S, Szeglin S R 1996 Dosimetric characteristics of an improved radiochromic film *Med. Phys.* **23** 1883-8
- Mobit P N, Sandison G A 1999 A Monte Carlo comparison of the response of the PTW-diamond and the TL-diamond detectors in megavoltage photon beams *Med. Phys.* **26** 2503-7
- Muench P J, Meigooni A S, Nath R, McLaughlin W L 1991 Photon energy dependence of the sensitivity of radiochromic film and comparison with silver halide film and LiF TLDs used for brachytherapy dosimetry *Med. Phys.* **18** 769-75
- Niroomand-Rad A, Blackwell C R, Coursey B M, Gall K P, Galvin J M, McLaughlin W L, Meigooni A S, Nath R, Rodgers J E, Soares C G 1998 Radiochromic film dosimetry: Recommendations of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group 55 *Med. Phys.* **25** 2093-115
- Planskoy B 1980 Evaluation of diamond radiation dosimeters *Phys. Med. Biol.* **25** 519-32
- Ramani R, Lightstone A W, Mason D L D, O'Brien P F 1994 The use of radiochromic film in treatment verification of dynamic stereotactic radiosurgery *Med. Phys.* **21** 389-92
- Rustgi S N 1995 Evaluation of the dosimetric characteristics of a diamond detector for photon beam measurements *Med. Phys.* **22** 567-70
- Reinstein L E, Gluckman G R 1997a Comparison of dose response of radiochromic film measured with He-Ne laser, broadband, and filtered light densitometers *Med. Phys.* **24** 1531-3
- Reinstein L E, Gluckman G R, Amols H I 1997b Predicting optical densitometer response as a function of light source characteristics for radiochromic film dosimetry *Med. Phys.* **24** 1935-42
- Reinstein L E, Gluckman G R, Meek A G 1998 A rapid colour stabilization technique for radiochromic film dosimetry *Phys. Med. Biol.* **43** 2703-8
- Sayeg J A, Gregory R C 1991 A new method for characterizing beta-ray ophthalmic applicator sources *Med. Phys.* **18** 453-61
- Soares C G 1991 Calibration of ophthalmic applicators at NIST: A revised approach *Med. Phys.* **18** 787-93
- Stevens M A, Turner J R, Hugtenburg R P, Butler P H 1996 High-resolution dosimetry using radiochromic film and a document scanner *Phys. Med. Biol.* **41** 2357-65
- Suchowerska N, Hoban P, Davison A, Metcalfe P 1999 Perturbation of radiotherapy beams by radiographic film: measurements and Monte Carlo simulations *Phys. Med. Biol.* **44** 1755-65

- Sykes J R, James H V, Williams P C 1999 Letter to the Editor: How much does film sensitivity increase at depth for larger field sizes? *Med. Phys.* **26** 329-30
- Vatnitsky S, Järvinen H 1993 Application of a natural diamond detector for the measurement of relative dose distributions in radiotherapy *Phys. Med. Biol.* **38** 173-84
- Wickman G and Nyström H 1992 The use of liquids in ionization chambers for high precision radiotherapy dosimetry *Phys. Med. Biol.* **37** 1789-812
- Wickman G, Johansson B, Bahar-Gogani J, Holmström T 1998 Liquid ionization chambers for absorbed dose measurements in water at low dose rates and intermediate photon energies *Med. Phys.* **25** 900-7
- Williamson J F, Khan F M and Sharma S C 1981 Film dosimetry of megavoltage photon beams: A practical method of isodensity-to-isodose curve conversion *Med. Phys.* **8** 94-8
- Zhu Y, Kirov A S, Mishra V, Meigooni A S, Williamson J F 1997 Quantitative evaluation of radiochromic film response for two-dimensional dosimetry *Med. Phys.* **24** 223-30
- Zurheide J M 1995 thesis work: "Untersuchungen an einer linearen Detektoranordnung basierend auf Flüssigionskammern" Tübingen (promotor: Prof. F. Nüsslin)).



---

## Hoofdstuk 3:

# Dosimetrische studie van IM-bundels

---

## 3.1 Dosimetrie van bundelsegmenten

Bij het toedienen van een IMRT behandeling wordt de versneller eigenlijk gebruikt op de rand van zijn ontwerp-specificaties. Door het voorkomen van korte MU bundelsegmenten worden de opstartkarakteristieken van de versneller belangrijk en het gebruik van fijne bundelsegmenten maakt de behandeling gevoelig aan technische onvolmaaktheden o.a. in de MLC. De vlakheidsfilters zijn ontworpen om vlakke dosis-distributies te bekomen voor grote velden, maar maken de profielen van offset velden asymmetrisch en zorgen er voor dat de OFn sterk offset afhankelijk zijn. Het is belangrijk om de grootte van de afwijkingen die we kunnen verwachten, ten gevolge van onvolmaaktheden in de versneller, te kennen. Er moet bovendien nagegaan worden in hoeverre bepaalde karakteristieken van bijv. offset velden accuraat gemodelleerd zijn in commerciële planningssystemen. Om een systematische analyse van dit alles toe te laten werden in eerste instantie afzonderlijke bundelsegmenten beschouwd.

### 3.1.1 Korte MU bundelsegmenten

In step-and-shoot IMRT wordt vaak gebruik gemaakt van segmenten die slechts een klein aantal MUs bevatten. Door de stabiliserende werking van het servosysteem dat het opkomen van de bundel regelt kan dit aanleiding geven tot onzekerheden in zowel de dosisoutput als de vlakheid en de symmetrie. Aangezien deze afwijkingen niet in rekening gebracht worden in het planningssysteem is het belangrijk om na te gaan of ze voldoende klein zijn.

We onderzochten de invloed van het aantal MU per segment op de dosisoutput gebruik makende van een Farmer-type ionisatiekamer. Hiertoe werd een 10x10 cm veld ingesteld. De kamer werd steeds in het isocentrum geplaatst, en dit op een diepte

van 5 of 10 cm voor een bundelkwaliteit van respectievelijk 6 of 18 MV. Verschillende nominale dosistempo's werden ingesteld: 100, 200 en 400 MU/min. De resultaten zijn vermeld in *publicatie 5* en *publicatie 6* respectievelijk voor 6 en 18 MV. We vonden dat de afwijkingen in dosisoutput steeds lager dan 1.5% zijn. Voor segmenten met minstens 3 MU zijn de afwijkingen kleiner dan 1%.

Om de vlakheid en de symmetrie na te gaan voor deze korte MU segmenten werden metingen verricht met de LA48 lineaire array in een 20x20 cm veld. Profielen werden gemeten voor beide bundelkwaliteiten, voor nominale dosistempo's van 100, 200 en 400 MU/min, en zowel volgens de gun-target als volgens de links-rechts as. De resultaten worden besproken in *publicatie 6*. Bovenstaande parameters blijken effect te hebben op de afwijkingen in de vlakheid en de symmetrie. Daarnaast werden in de resultaten ook fluctuaties van dag tot dag gevonden, vooral als men periodes van meerdere maanden beschouwt. Samengevat kan men echter zeggen dat de RMSD, zoals gedefinieerd op p.132, steeds kleiner is dan 2.48%.

Elekta versnellers zijn van het lopende golf versneller systeem. Ze zijn uitgerust met een diode elektronenkanon en de elektromagnetische golven worden gegenereerd door een magnetron. Dit impliceert dat het aan- en uitschakelen van de bundel via het direct aan- en uitschakelen van het magnetron moet bewerkstelligd worden. In juni 2000 werd het standaard magnetron van onze Elekta SLiplus lineaire versneller vervangen door een FasTraQ magnetron, om het opkomen van de bundel te versnellen en zo de efficiëntie van step-and-shoot behandelingen te verhogen. In zo een FasTraQ magnetron wordt de positie van de plunger, die de caviteit op de juiste frequentie moet afstemmen, gecontroleerd door een elektromagnetische solenoïde terwijl dit voor het standaard magnetron mechanisch gebeurt. De opstarttijd wordt hierdoor gereduceerd tot 4 s terwijl dit vroeger 8 s was. Aangezien het magnetron het opstartgedrag van de versneller bepaalt, was het ook noodzakelijk na te gaan of de dosimetrie van de korte MU segmenten nog steeds in orde was. *Publicatie 4* beschrijft de resultaten van deze metingen. We vonden geen significante effecten van het magnetron op de grootte van de afwijkingen.

### 3.1.2 Kleine velden

Als een gevolg van de vaak complexe vorm van het te bestralen volume en de nabijheid van kritische structuren, worden in IMRT vaak sterk gemoduleerde bundels gebruikt. Voor het creëren van de scherpe intensiteitspieken wordt in step-and-shoot IMRT gebruik gemaakt van velden met kleine afmetingen. De hoeveelheid "head" verstrooiing en fantoom verstrooiing neemt af met de veldgrootte, en de kleine velden worden gekenmerkt door het ontbreken van lateraal elektronische evenwicht, ook in het centrum van het veld. Hierdoor neemt de OF snel af wanneer de velden smaller worden, en dit is des te meer uitgesproken naarmate de diepte toeneemt (*publicatie 5*). Vooral voor een Elekta versneller is de veldgrootteafhankelijkheid van de hoeveelheid "head" verstrooiing zeer belangrijk. De MLC bevindt zich voor deze versnellers immers dicht bij het vlakheidsfilter en de primaire collimator, die de voornaamste bronnen van "head" verstrooiing zijn. De OF wordt hierdoor zeer kritisch afhankelijk van de veldbreedte. Zo is voor een 6 MV fotonenbundel de OF voor een 10x0.9 cm veld ca. 7% lager dan die voor een 10x1 cm veld, wanneer gemeten wordt op een

diepte van 10 cm (*publicatie 5*). Dit impliceert dat afwijkingen in de posities van de leaves niet enkel de geometrie maar ook de absolute dosis beïnvloeden. Ook de bundelkwaliteit heeft een belangrijk effect op de OFn voor kleine velden. De OF varieert sterker met de veldbreedte voor 18 MV dan voor 6 MV, doordat de gemiddelde elektronen padlengte groter is en doordat de bijdrage van “head” verstrooiing hoger is (*publicatie 1*).

### 3.1.3 Offset velden

In IMRT hebben bijna alle velden een zekere offset. Voor de meeste velden bedraagt de offset slechts enkele cm, maar ook velden met een grote offset komen geregeld voor. Deze velden hebben een aantal niet-triviale kenmerken. Profielen zijn niet langer vlak en symmetrisch. Op referentie diepte neemt de OF toe met de offset. Op grotere diepte is deze toename echter minder uitgesproken doordat de gemiddelde fotonen energie lager is voor offset velden, waardoor de dosis voor deze velden sneller afneemt met toenemende diepte. Daarnaast is de geometrische penumbrabreedte offset afhankelijk voor een MLC met afgeronde leaftoppen, zoals het geval is voor de Elekta MLC. We onderzochten deze verschijnselen experimenteel voor onze Elekta SLiplus lineaire versneller bij 6 MV. De resultaten zijn vermeld in paragraaf 5.1. Op een diepte van 5 cm vonden we een toename van de OF met de offset die 8-10% bedraagt, onafhankelijk van de veldgrootte, maar afhankelijk van de afregeling van de versneller. Op een diepte van 30 cm was de offset afhankelijkheid van de OF kleiner dan 2%. De 90%-10% penumbrabreedtes, voor penumbra gevormd door de MLC alleen, varieerden over bijna 3 mm.

Een belangrijke taak die in de toekomst zal moeten uitgevoerd worden is het vergelijken van deze experimentele resultaten met berekeningen uitgevoerd met een commercieel planningssysteem en met Monte Carlo simulaties.

### 3.1.4 Geometrische nauwkeurigheid van de MLC

De geometrische nauwkeurigheid van de MLC is een belangrijke topic in IMRT. De vereiste nauwkeurigheid op de leafposities is veel groter bij IMRT toepassingen dan bij het gebruik van de MLC ter vervanging van cerrobend blokken in conventionele behandelingen, en dit geldt zowel voor dynamische als voor step-and-shoot technieken. Bijv. bij een sliding window techniek is de exacte breedte van het venster dat men over het te bestralen oppervlak laat bewegen zeer kritisch (Chui *et al* 1996, Budgell *et al* 2000). Maar ook bij step-and-shoot IMRT is een accurate kalibratie van de MLC een must. Hierbij spelen niet enkel geometrische overwegingen een rol. Voor smalle velden wordt de absolute dosisoutput immers in belangrijke mate beïnvloed door kleine afwijkingen in de veldbreedte, zoals uiteengezet in paragraaf 3.1.2.

Bij MLCs met afgeronde leaftoppen wordt de kalibratie bemoeilijkt doordat de exacte positie van de veldgrens niet zondermeer duidelijk is (Galvin *et al* 1993, Graves *et al* 2001). Naargelang van de positie van de beschouwde leaf in het veld, komt het

raakpunt tussen de leaf en de uiterste straal van de fotonenbundel die niet geattenuëerd wordt, hoger of lager op de afgeronde top van de leaf te liggen. Bovendien is er een belangrijke transmissie door de top van de leaf die zorgt voor een verschuiving naar buiten toe van de 50% isodose lijn.

Voor het kalibreren van onze Elekta MLC ontwikkelden we een procedure die licht afwijkt van deze vooropgesteld door de fabrikant, maar die veel betere resultaten geeft. Voor de kwaliteitscontrole van de MLC ontwikkelden we een methode die kwantitatieve resultaten geeft. Voor een beschrijving van de manier waarop we de kwaliteitscontrole uitvoeren en de manier waarop we de MLC kalibreren wordt verwezen naar appendix A. Wanneer we gebruik maken van onze zelf ontwikkelde nauwgezette methodologie slagen we erin om alle leaves tot op 1 mm nauwkeurig af te regelen voor leafposities dicht bij de middellijn. Voor leaves die ver geopend zijn of die ver over de middellijn staan zijn de fouten van dezelfde grootteorde voor de 30 meest centraal gelegen leaves. Voor de uiterste leaves worden, voor deze leafposities, soms fouten van ca. 3-4 mm bekomen.

## 3.2 Dosimetrie van IM-bundels

Tijdens het optimaliseren van een behandeling worden dosisdistributies berekend in het planningssysteem als referentie gebruikt. Het is dan ook belangrijk om na te gaan of de intensiteitsmap die effectief door de versneller wordt gegenereerd weldegelijk overeenkomt met de berekende map. Het is hierbij essentieel om zowel aandacht te besteden aan de dosis in het doelvolume als aan de dosis in de kritische organen. In paragraaf 3.2.1 wordt een voorbeeld gegeven van een typische step-and-shoot IM-bundel. Paragraaf 3.2.2 handelt over bundels die een aantal dynamische overgangen bevatten.

### 3.2.1 Dosis in afgeschermd kritische structuren voor step-and-shoot IM-bundels

In *publicatie 5* werd één van de 6 MV IM-bundels bestudeerd die gebruikt werd bij het bestralen van een patiënt met een relaps van een schildklier carcinoma in het mediastinum. Een belangrijk objectief van de planning was om zoveel mogelijk het ruggenmerg te sparen. Er werd dan ook geen primaire dosis toegediend aan dit kritisch orgaan. In de publicatie werd een profiel beschouwd onder leaf paar 20. Berekeningen uitgevoerd in het planningssysteem GRATIS werden vergeleken met metingen uitgevoerd met de LA48 lineaire array. Vooral in de lage-dosis regio's werden zeer grote verschillen gevonden. Op de plaats van het ruggenmerg bedraagt de berekende dosis slechts ca. één derde van de gemeten dosis. De reden hiervoor moet ongetwijfeld gezocht worden bij de complexiteit van de dosis in dergelijke afgeschermd kritische structuren. Een groot aantal fysische processen draagt er bij tot de dosis zoals fotonen die verstrooid werden in de patiënt of in de kop van de



versneller, transmissie doorheen de collimatoren en elektronen afkomstig uit de hogedosis gebieden. Het GRATIS planningssysteem onderschat deze bijdragen duidelijk in belangrijke mate. Dergelijke foutieve berekeningen van de dosis in kritische organen kunnen het optimalisatie algoritme misleiden. Er zou hierdoor kunnen gopteerd worden voor bepaalde oplossingen die de dosis in het doelvolumen hoger of homogener maken, maar die in werkelijkheid, zonder dat het planningssysteem dit detecteert, ook de dosis in de afgeschermden gebieden boven de toegestane drempelwaarde brengen. Het is in het kader hiervan zeker belangrijk om na te gaan in hoeverre betere dosisberekeningsalgoritmes zoals Pencil Beam (PB) algoritmes en Collapsed Cone Convolution (CCC) algoritmes de dosisbijdragen in afgeschermden gebieden beter modelleren.

### 3.2.2 Interrupted dynamic sequences

Zoals beschreven in hoofdstuk 1 kunnen twee modes onderscheiden worden voor het toedienen van IMRT m.b.v. een MLC: de step-and-shoot mode en de dynamische mode. Beide modes hebben voor- en nadelen. Het belangrijkste pluspunt van een step-and-shoot behandeling is de eenvoudige structuur. Elke IM-bundel is gewoon de som van een aantal elementaire statische bundelsegmenten. Dit beperkt aanzienlijk de complexiteit van zowel de planning als van de uitvoering en de kwaliteitscontrole. Een step-and-shoot behandeling is echter minder tijdsefficiënt dan een dynamische behandeling, waarbij de leaves bewogen worden tijdens de bestraling zelf. Het verplaatsen van de leaves, en bij een Elekta versneller ook het terug opstarten van het magnetron, zijn bij een step-and-shoot behandeling immers verantwoordelijk voor een belangrijk tijdsverlies tussen de segmenten. Daarom ontwikkelden we een hybride techniek waarbij de eenvoud van een step-and-shoot behandeling gecombineerd werd met een goede tijdsefficiëntie. De basis van deze hybride techniek is een step-and-shoot planning waarbij een deel van de overgangen dynamisch werden gemaakt door MUs te transfereren van de twee beschouwde opeenvolgende segmenten naar de dynamische transitie. Het aantal MUs nodig voor een bepaalde transitie wordt berekend op basis van de langste afstand die de leaves moeten afleggen tijdens deze overgang en de leaf snelheid. Dynamische transities werden niet toegepast op plaatsen waar ze een geplande scherpe dosisgradiënt zouden uitmiddelen. Daarnaast beperkt ook het aantal beschikbare MUs het aantal dynamische overgangen. Gezien de aard van de hybride techniek spreken we van “interrupted dynamic sequences”.

Belangrijk is dat de dosis tijdens de dynamische transities niet gemodelleerd wordt. De dosisverdeling van de onderbroken dynamische sequentie werd verondersteld gelijk te zijn aan deze van de step-and-shoot sequentie. Het is daarom essentieel de hybride bundels dosimetrisch te verifiëren.

*Publicatie 6* beschrijft de techniek die gebruikt werd bij het plannen van “interrupted dynamic sequences”. De methode werd toegepast op prostaat IMRT. Profielen voor de hybride sequenties werden gemeten met de LA48 lineaire array, en ze werden vergeleken met deze voor de overeenkomstige step-and-shoot sequenties. Hieruit bleek dat de gewenste scherpe dosisgradiënten nabij het rectum behouden blijven. Maar ook in de regio's van de dynamische overgangen wordt de dosisverdeling nauwelijks beïnvloed. De dosis verschillen tussen beide technieken zijn steeds minder

dan 1.5%. De tijdswinst die gepaard gaat met het gebruik van de “interrupted dynamic sequences” bedraagt ongeveer 12% voor onze Elekta SLiplus versneller.

### 3.3 Effecten van luchtcaviteiten

Tot nu toe werden in dit proefschrift enkel media met een homogene densiteit beschouwd. Een menselijk lichaam is echter niet homogeen. Spierweefsel, vet en beenderen kunnen voor megavoltage fotonenbundels in goede benadering als zijnde waterequivalent beschouwd worden, maar de lage densiteit van longweefsel en luchtcaviteiten heeft aanleiding tot belangrijke verstoringen in de dosisdistributies. Verschillende fysische mechanismen spelen daarbij een rol. In en onder luchtcaviteiten of weefsels met een lage densiteit treedt typisch een vermindering van de attenuatie op. Dicht bij de caviteit zullen ook verstoringen van het transiënt elektronisch evenwicht de dosis beïnvloeden. Bovendien kunnen veranderingen in de fotonenverstrooiing belangrijk zijn. Er moet daarom nagegaan worden in hoeverre commerciële planningssystemen dit alles nauwkeurig in rekening brengen.

In *publicatie 7* analyseerden we het geval van larynxkanker. Tumoren vinden er vaak hun oorsprong in de mucosa, zodat ze aan een lucht-weefsel interface gelegen zijn, wat een onderdosering van een deel van de tumor met zich mee kan brengen. We beschouwden in de publicatie een cilindervormige caviteit met een diameter van 2 cm. We kozen voor een 6 MV fotonenbundel omwille van het klinisch gebruik van deze bundelkwaliteit voor hoofd- en halstumoren. De nadruk werd gelegd op kleine velden omdat voor deze velden, die in een homogeen medium reeds lijden aan elektronisch onevenwicht, een verhoogde elektronen padlengte in de lucht leidt tot een dramatische reductie van de dosis op de centrale as juist onder de caviteit. We vonden dat voor een 10x2 cm en 10x1 cm veld de interfacedosis respectievelijk slechts 74% en 43% van de maximale rebuild-up dosis bedraagt. Dit stelt dosisberekeningsalgoritmes extra op de proef. Planningssystemen die gebruik maken van conventionele dosisberekeningsalgoritmes (bijv. gebaseerd op pencil beams) kunnen de dosis nabij luchtcaviteiten niet nauwkeurig berekenen, wat het optimalisatiealgoritme kan misleiden. In de publicatie vergeleken we metingen uitgevoerd met radiochromatisch film, Monte Carlo simulaties, CCC berekeningen uitgevoerd in Helax-TMS (MDS Nordion, Kanata, Canada) en Pinnacle (ADAC Laboratories, Milpitas, CA, USA), en PB berekeningen uitgevoerd in Helax-TMS. We vonden een zeer goede overeenkomst tussen de metingen en de Monte Carlo simulaties. De CCC algoritmes waren niet in staat om de werkelijke interfacedosis te voorspellen, maar gaven veel betere resultaten dan de PB berekeningen. De interfacedosis werd door de CCC algoritmes overschat met maximaal 54%. Op een diepte van 1 mm was de overschatting maximaal 24%.

## Referenties

Budgell G J, Mott J H L, Williams P C, Brown K J 2000 Requirements for leaf position accuracy for dynamic multileaf collimation *Phys. Med. Biol.* **45** 1211-27

Chui C-S, Spirou S, LoSasso T 1996 Testing of dynamic multileaf collimation *Med. Phys.* **23** 635-41

Galvin J, Smith A, Lally B 1993 Characterization of a multileaf collimator system *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **25** 181-92

Graves M N, Thompson A V, Martel M K, McShan D L, Fraass B A 2001 Calibration and quality assurance for rounded leaf-end MLC systems *Med. Phys.* **28** 2227-33



---

## Hoofdstuk 4:

# Publicaties

---

Publicatie 1: 61

The value of the PinPoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy

Gepubliceerd in Physics in Medicine and Biology  
Phys. Med. Biol. 45 (2000) 2519-30

Auteurs: Martens C, De Wagter C, De Neve W

Publicatie 2: 73

The value of the LA48 linear ion chamber array for characterization of intensity-modulated beams

Gepubliceerd in Physics in Medicine and Biology  
Phys. Med. Biol. 46 (2001) 1131-48

Auteurs: Martens C, De Wagter C, De Neve W

Publicatie 3: 91

The value of radiographic film for the characterization of intensity-modulated beams

Aanvaard voor publicatie in Physics in Medicine and Biology

Auteurs: Martens C, Claeys I, De Wagter C, De Neve W

Publicatie 4: 105

Improved delivery efficiency for step and shoot intensity modulated radiotherapy using a fast-tuning magnetron

Gepubliceerd in Physics in Medicine and Biology  
Phys. Med. Biol. 46 (2001) N253-61

Auteurs: Budgell G J, Martens C, Claus F

Publicatie 5: 114

Vérification dosimétrique de la modulation d'intensité par accélérateur classique équipé d'un collimateur multilame

Gepubliceerd in Cancer Radiothérapie  
Cancer/Radiother. 3 Suppl 1 (1999) 171-82

Auteurs: De Wagter C, Martens C, De Deene Y, De Gersem W, Van Duyse B, De Neve W

Publicatie 6: 126

Combining the advantages of step-and-shoot and dynamic delivery of intensity-modulated radiotherapy by interrupted dynamic sequences

Gepubliceerd in International Journal of Radiation Oncology Biology Physics  
Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 50 (2001) 541-50

Auteurs: Martens C, De Gersem W, De Neve W, De Wagter C

Publicatie 7: 136

Underdosage of the upper-airway mucosa for small fields as used in IMRT: A comparison between radiochromic film measurements, Monte Carlo simulations, and Collapsed Cone Convolution calculations

Aanvaard voor publicatie in Medical Physics

Auteurs: Martens C, Reynaert N, De Wagter C, Nilsson P, Coghe M, Palmans H, Thierens H, De Neve W

## The value of the PinPoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy

C Martens, C De Wagter and W De Neve

Division of Radiotherapy, Ghent University Hospital, De Pintelaan 185, B-9000 Gent, Belgium

Received 12 April 2000, in final form 14 June 2000

**Abstract.** Volume averaging and lack of electronic equilibrium complicate accurate dosimetry of small photon fields. In this paper the performance of the PinPoint ion chamber for characterizing small fields used in intensity-modulated radiotherapy (IMRT) was investigated and the results were compared with those obtained using the Markus ion chamber and a diamond detector. Sharp beam penumbras were measured for a  $5 \times 5$  cm field defined using a cerrobend block mounted on the accelerator head. In addition, output factors were measured for a 6 MV photon beam and a variety of small rectangular fields collimated widthwise using the multileaf collimator (MLC) in combination with the back-up jaws. From this study, a reference field of  $5 \times 5$  cm and a measuring depth of 5 cm are recommended. This is related to the over-response of the PinPoint chamber to low-energy Compton scattered photons, an effect that was investigated rigorously and turned out to limit the scope of this ionization chamber. However, taking into account some limitations, the PinPoint chamber is an excellent detector for output measurements in small fields down to 2 cm. In profile measurements the chamber causes a broadening of the measured penumbras but its spatial resolution is superior to that of the Markus chamber.

### 1. Introduction

The aim of intensity-modulated radiotherapy (IMRT) is the logical continuation of that of conformal radiotherapy in the sense that, over the high-dose volume, the dose distribution itself rather than its geometry is actively controlled in three dimensions. Recent technologies implemented in and around linear accelerators allow an accurate and automatic collimation of the beams, e.g. computerized multileaf collimators, miniature multileaf collimators and tomotherapy devices. That is why the dose distribution is cleverly synthesized by superimposing several nominally uniform elementary beams or segments of different shape. This superposition can be accomplished in a static or dynamic way, corresponding to a discrete number or continuum of elementary beams respectively. As a result, an important part of the dose is delivered to the patient by the smaller fields. All of these considerations motivated us to investigate small fields. A lot of work has already been done in the domain of stereotactic external radiotherapy (McKerracher and Thwaites 1999, Serago *et al* 1992, Heydarian *et al* 1996).

Standard detectors are often too large for the small fields considered, which are characterized by high dose gradients and lack of charged particle equilibrium, resulting in a detector read-out that may deviate from the absorbed dose. Various detectors and methods such as TLDs, parallel-plate chambers, diamond detectors, micro-ionization chambers, plastic scintillators, MOSFET detectors, silicon diodes, radiographic and radiochromic film have been reported for dosimetry of small fields (Francescon *et al* 1998, Serago *et al* 1992, Heydarian *et al* 1996). Monte Carlo simulation can be an interesting alternative (De Vlamynck *et al*

1999, Heydarian *et al* 1996), though the knowledge of the x-ray spectrum of the beam might be critical (Björngard *et al* 1990).

In a recent publication (Vatnitsky *et al* 1999), the PinPoint chamber (PTW-Freiburg, type 31006) was applied to proton narrow-beam dosimetry and compared with other detectors and radiochromic film. In this work we focus on the value of the PinPoint chamber for characterizing small field segments as used in IMRT. The accuracy of this detector was investigated for measurements inside, outside and at the field boundary of small fields.

## 2. Materials and methods

### 2.1. Detectors and experimental set-up

The PinPoint thimble chamber (PTW-Freiburg, type 31006) is a waterproof 0.015 cm<sup>3</sup> cylindrical air chamber with a central electrode made of steel. The wall consists of PMMA covered with a graphite layer. The sensitive volume is 2 mm in diameter and 5 mm in length. The PinPoint chamber was compared with two other detectors that are useful for measurements in small fields and steep dose gradients: the Markus chamber and a diamond detector. The Markus chamber (PTW-Freiburg, type 23343) is a parallel-plate air chamber with a cylindrical measuring volume. The diameter and height of the measuring volume are respectively 5.4 mm and 2 mm. The sensitive element of the diamond detector (PTW-Freiburg, type 60003) is an extremely small disc of naturally grown diamond with, for the detector used in this study, an area of 5.6 mm<sup>2</sup> and a thickness of 0.25 mm.

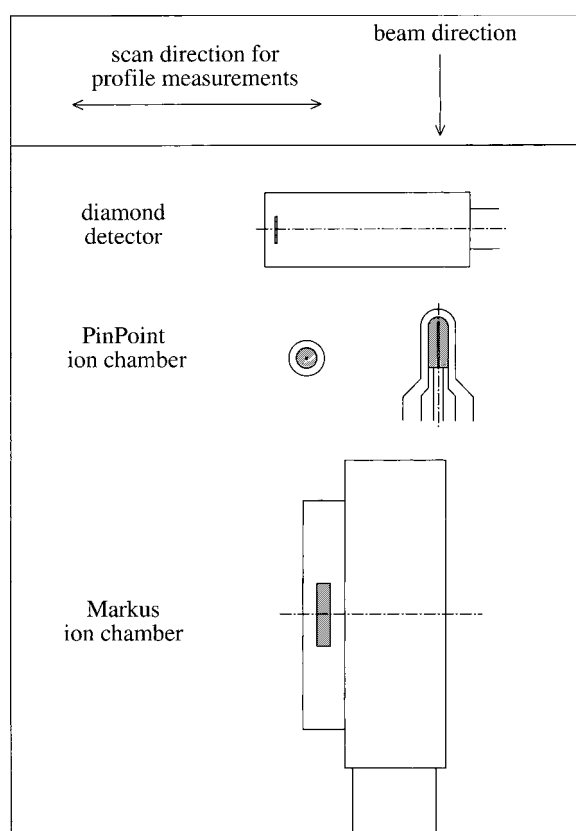
Six and 18 MV photon beams from an Elekta SLiplus linear accelerator were investigated. All measurements were performed in an MP3 water phantom (PTW-Freiburg). For profile measurements, each detector was connected to the MP3 dual-channel electrometer along with a 0.125 cm<sup>3</sup> reference ion chamber (PTW-Freiburg, type 31002). Output factors were measured with the Unidos Universal Dosimeter (PTW-Freiburg). A 100 V bias was applied to the Markus ion chamber and the diamond detector, and a bias of 400 V to the PinPoint ion chamber. For output factor measurements, the accelerator was set to give a dose rate of 100 monitor units (MU) min<sup>-1</sup>, corresponding to 1 Gy min<sup>-1</sup> at reference depth (5 cm for 6 MV and 10 cm for 18 MV) for a 10 × 10 cm field and source–detector distance (SDD) of 100 cm. For profile measurements a dose rate of 400 MU min<sup>-1</sup> was set because the response of the MP3 electrometer is not linear for currents below 2 pA.

The detector was always placed at the isocentre and, unless stated otherwise, each detector was oriented for maximum spatial resolution in profile and output factor measurements. For the Markus chamber and diamond detector, this implied an orientation of the detector axis perpendicular to the beam axis. For the PinPoint chamber, two orientations that give the same resolution were possible: one with the chamber axis parallel to the beam axis (hereafter referred to as coaxial orientation) and one with the chamber axis perpendicular to the beam axis (hereafter referred to as non-coaxial orientation). A schematic representation of the optimal orientations can be found in figure 1.

### 2.2. Volume effect of the detectors and penumbra measurements

To assess the volume effect of the detectors used, we measured sharp beam penumbras. A conventional cerrobend block was carefully constructed and tray mounted to the accelerator head to achieve geometrical penumbras as sharp as possible (source–tray distance 68 cm). The block defined a 5 × 5 cm field at the isocentre. The 80%–20% penumbra widths were determined for a 6 MV photon beam at 5 cm depth using the two small ion chambers, the





**Figure 1.** Schematic representation of diamond detector, PinPoint ion chamber and Markus ion chamber in their optimal orientation for profile and output factor measurements. For the PinPoint chamber, two orientations were possible that give the same resolution. The grey areas indicate the active volumes of the detectors.

PinPoint and Markus chambers, and the diamond detector that was taken as reference. We preferred the diamond detector to film dosimetry since radiographic film is oversensitive to low-energy secondary photons which may make an important but uncertain contribution in the penumbra regions and tail (Galvin *et al* 1992, van Battum and Heijmen 1995).

The volume effect of the PinPoint chamber was examined rigorously. Penumbra, defined by the above cerrobend block, were measured for the two available photon beams, 6 and 18 MV. For the 6 MV beam we measured at 1.5 cm ( $d_{\max}$ ) and 5 cm depth. For the 18 MV beam depths of 3.3 cm ( $d_{\max}$ ) and 10 cm were applied. For each profile, 80%–20% and 90%–10% penumbra widths were calculated and the average for the left and the right penumbra was taken.

### 2.3. Output factor measurements

The value of the PinPoint chamber for output factor measurements in small fields was investigated using a 6 MV photon beam. The output factors were determined in water as the ratio of the dose at reference depth for a given field to the dose at the same depth for the reference field size (Dutreix *et al* 1997). Usually, a 10 × 10 cm field is used as a reference. The PinPoint chamber, however, over-responds to low-energy scattered photons as described

further in section 3. We found that this scatter does not affect output measurements for fields of  $5 \times 5$  cm or smaller. Therefore, a  $5 \times 5$  cm field was used to normalize our output factors. We chose 5 cm for the reference depth. The reason for this is also related to the low-energy scattered photons.

The output factors of two series of fields with a varying width and a length of 5 and 10 cm respectively were measured. The fields were collimated widthwise using the multileaf collimator and the back-up jaws. The PinPoint chamber, the Markus chamber and the diamond detector were used. Output factors measured with the diamond detector were corrected for dose rate dependence (Hoban *et al* 1994, Laub *et al* 1997). Each detector was oriented for maximal spatial resolution. For the PinPoint chamber, the non-coaxial orientation was applied. We always took the average of two measurements except for the fields smaller than 2 cm where four measurements were averaged. For each detector a cross profile was measured beforehand to position the detector in the centre of the field, calculated from the 50% value coordinates. The output factor for the reference field was frequently remeasured, to compensate for possible drift effects.

In addition, orientation effects were investigated for the ion chambers. Three orientations were considered for the PinPoint chamber: the two optimal orientations previously mentioned (a coaxial and a non-coaxial orientation) and a third orientation perpendicular to these two orientations (hereafter referred to as non-optimal orientation). For the Markus chamber, two orientations were compared: the optimal orientation considered before and the nominal orientation with the entrance membrane oriented towards the accelerator focus. For both detectors and the orientations considered, output factors were measured for fields with a varying width and a length of 5 cm.

#### 2.4. Energy response of the PinPoint chamber

In order to assess the energy dependence of the response of the PinPoint chamber a variety of dose distributions were explored at 6 MV. Effects of changes in the energy spectrum related to depth, off-axis distance, field size and field offset were investigated. The response of a  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber (PTW-Freiburg, type 31002) was used as reference. Several field sizes and depths were applied including those recently used for film dosimetry (Burch *et al* 1997, Sykes *et al* 1999). We considered the ratio of the PinPoint reading to the reading of the  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber. This ratio was normalized to be one for a  $5 \times 5$  cm field at a depth of 5 cm. The response of both chambers was frequently remeasured for this reference field, to compensate for possible drift effects.

In the same way, the response of the PinPoint chamber at several depths in  $5 \times 5$  cm offset fields was investigated. The ratio of PinPoint chamber reading and  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber reading was again normalized to one for the  $5 \times 5$  cm central field at 5 cm depth. The effect of possible energy changes with off-axis distance was examined by measuring a cross profile for a  $40 \times 40$  cm field with the PinPoint chamber and comparing it with that obtained using the  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber. In addition, the effect of the quality of the photon beam was investigated. To accomplish this, the above measurements in central fields were repeated at 18 MV for a selected set of field sizes and depths.

Since a significant fraction of dose in a modulated field is due to scatter and leakage transmission through the MLC leaves, the accuracy of the PinPoint chamber was also investigated outside the field boundary. To that end, a profile was measured at 6 MV, 5 cm depth and for a field size of  $5 \times 5$  cm collimated by the leaves in combination with the back-up jaws. The results were compared with those obtained using the diamond detector. Note that in all measurements with the PinPoint chamber the length of cable irradiated was minimized.

**Table 1.** 80%–20% penumbra widths (mm) as measured by the three detectors at 5 cm depth, for a 6 MV beam and a  $5 \times 5$  cm field defined by a conventional cerrobend block mounted on the accelerator head to achieve geometrical penumbra as low as possible.

Detector	80%–20% penumbra width (mm)	
	Measured left penumbra $\pm 0.1$ (SD)	Measured right penumbra $\pm 0.1$ (SD)
PinPoint chamber coaxial orientation	3.8	3.8
PinPoint chamber non-coaxial orientation	3.8	3.8
Markus chamber (non-coaxial orientation)	4.5	4.6
Diamond detector (non-coaxial orientation)	3.0	3.0

### 3. Results and discussion

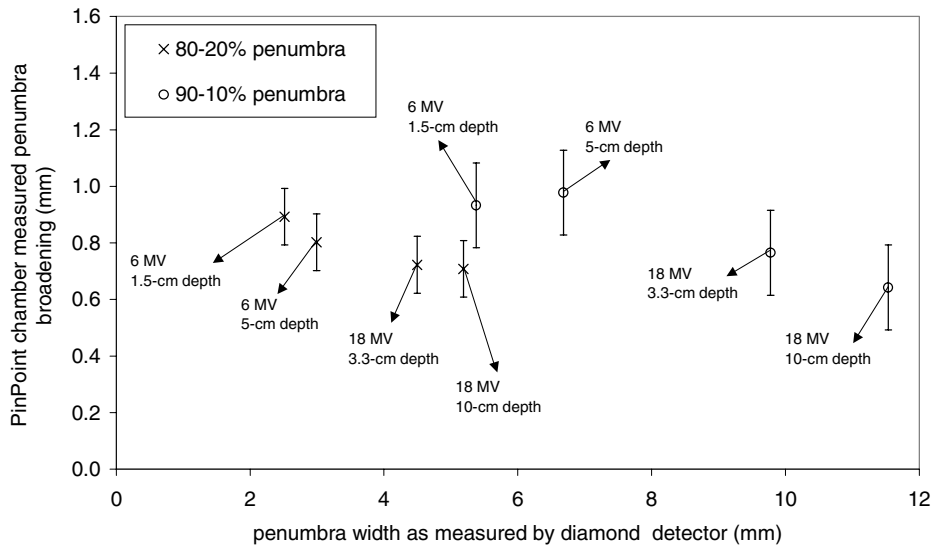
#### 3.1. Volume effect of the detectors and penumbra measurements

Table 1 shows the 80%–20% penumbra widths, as measured by the PinPoint chamber, Markus chamber and diamond detector at 5 cm depth, for a 6 MV photon beam and a  $5 \times 5$  cm field defined by a conventional cerrobend block. The standard deviation (SD) for these measurements is 0.1 mm for the three detectors. From this table it is obvious that the Markus ion chamber and, to a lesser extent, the PinPoint chamber slightly ‘broaden’ the measured penumbra. This is related to volume averaging and the non-water equivalence of an air ion chamber. The higher range of electrons in air than in water results in a broadening of the measured penumbra. The combination of both is called ‘volume effect’ in this paper.

Figure 2 represents the penumbra broadening measured with the PinPoint chamber for a set of penumbras obtained using a  $5 \times 5$  cm cerrobend block. We distinguished between 80%–20% and 90%–10% penumbra widths. As indicated in the figure, we used the two available photon beams and several measuring depths were applied. Obviously the measured penumbra broadening increases with decreasing penumbra width. The sharpest penumbra (2.5 mm for 80%–20% penumbra) was obtained at a depth of 1.5 cm for 6 MV photons. The penumbra broadening due to the volume effect of the PinPoint chamber was here 0.9 mm. The measurements for 18 MV photons at 10 cm depth resulted in a 5.2 mm broad penumbra (80%–20%) and the PinPoint chamber caused a broadening of 0.7 mm.

#### 3.2. Output factor measurements

The output factors obtained with the three detectors, for fields with a length of respectively 5 and 10 cm, are represented in figures 3(a) and (b) for the 6 MV photon beam. For field widths down to 2 cm the standard deviation, consisting of deviations due to the detector, the electrometer and the accelerator, is the same for all the detectors ( $2 \text{ SD} = 0.002$ ). For the smaller fields, the output factor drops rapidly with field width. Small errors in the field width have a dominant effect on the output factor. When measured with the diamond detector, a nominal  $10 \times 1$  cm field that is 1 mm too narrow has an output factor that is 4.2% lower and if the same field is 1 mm too broad the output factor is 2.8% higher. This is characteristic for the Elekta machine, which has its leaves close to the source. The higher sensitivity to field width causes an increase in the standard deviation (e.g.  $2 \text{ SD} = 0.005$  for a  $10 \times 1$  cm field), but



**Figure 2.** Measured penumbra broadening using the PinPoint chamber. We distinguished between 80%–20% and 90%–10% penumbra widths. A  $5 \times 5$  cm field, defined by a cerrobend block, was set. Two photon energies were used and several measuring depths were applied.

much more important are systematic changes in field width related to new leaf calibrations. The output factors of figures 3(a) and (b) were measured at two different times, between which a new leaf calibration was performed, explaining the somewhat higher output factor for  $5 \times 1$  cm than for  $10 \times 1$  cm.

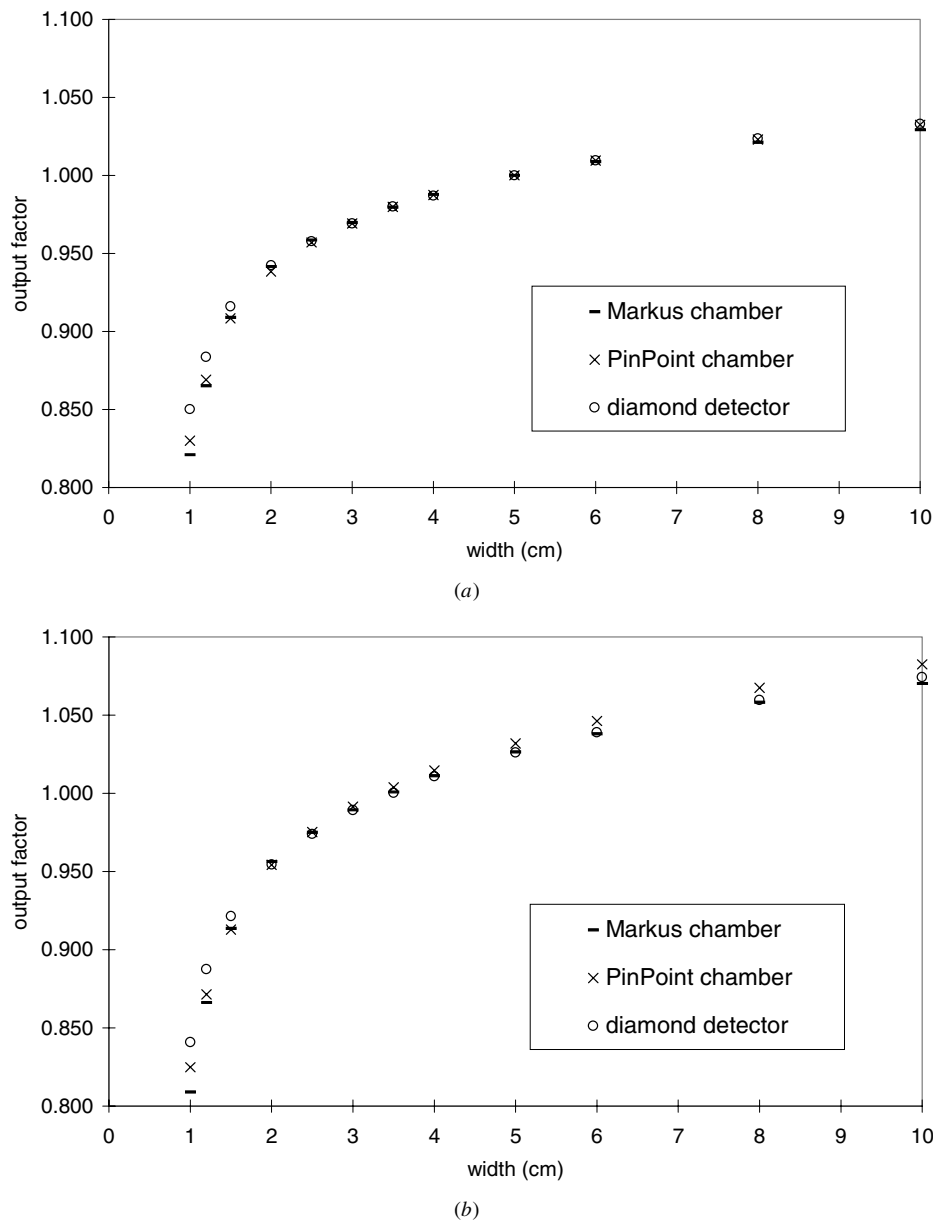
Due to the over-response of the PinPoint chamber to low-energy scatter the output factors for the largest fields are slightly too high when measured with this chamber. For a  $10 \times 10$  cm field the response of the PinPoint chamber is 0.75% higher than that measured with the diamond detector. The results also show that the ion chambers give an underestimation of the output factors for small fields. For the PinPoint chamber, an output factor is obtained that is 1.9% too low for a  $10 \times 1$  cm field, when compared with the diamond detector.

Drift of the detector readings during a series of output measurements is normally limited to 0.5%. This drift is related to changes in the accelerator output, temperature changes of the water medium and detector or electrometer related factors. To compensate for these drift effects, the output factor of the reference  $5 \times 5$  cm field was frequently remeasured.

Figures 4(a) and (b) illustrate the effect of chamber orientation for the PinPoint and Markus chambers respectively. For both chambers, no orientation effects were found, except for the smallest field widths. The effect of orientation for these fields is due to differences in volume effect. This implies that the Markus chamber may be used in its optimal orientation for output factor measurements. Note also that no orientation effects have been found for the diamond detector (Rustgi 1995).

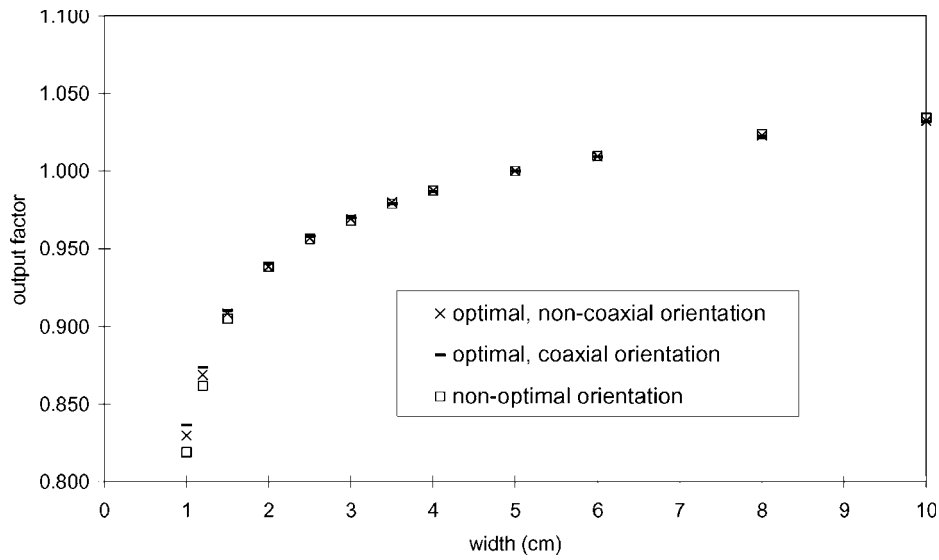
### 3.3. Energy response of the PinPoint chamber

Due to photoelectric interactions in the steel electrode, the PinPoint chamber clearly over-responds to low-energy Compton scatter. In this aspect the chamber is comparable with radiographic film. Burch *et al* (1997) and Sykes *et al* (1999) described an increase of the over-response of film with depth and field size due to the higher contribution of low-energy photons.

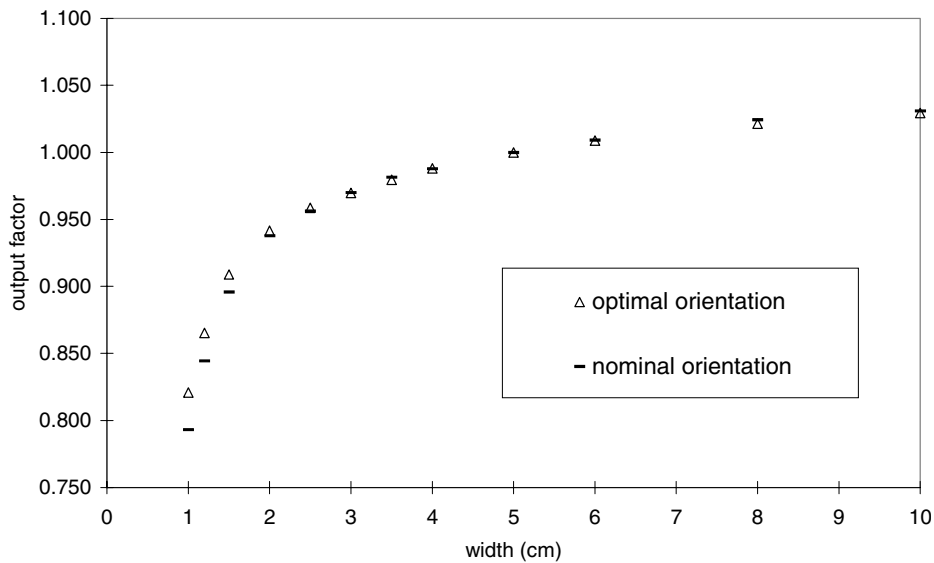


**Figure 3.** Output factors measured with the three detectors in a 6 MV photon beam for fields with a varying width and a length of 5 cm (a) or 10 cm (b). Each detector was oriented for maximum spatial resolution.

Figure 5(a) shows the ratio of doses measured with the PinPoint chamber to those measured with the  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber for several depths and field sizes. Similarly to radiographic film, the response of the PinPoint chamber increases with depth and field size. The data of Burch *et al* (1997) and Sykes *et al* (1999) show little sensitivity variation of film (Kodak, XV-2) with depth for a field size of  $6 \times 6 \text{ cm}$ . Conversely, for a field size of  $25 \times 25 \text{ cm}$ , Burch *et al* (1997) found a 12% and Sykes *et al* (1999) a 4% increase in the film sensitivity for the films exposed



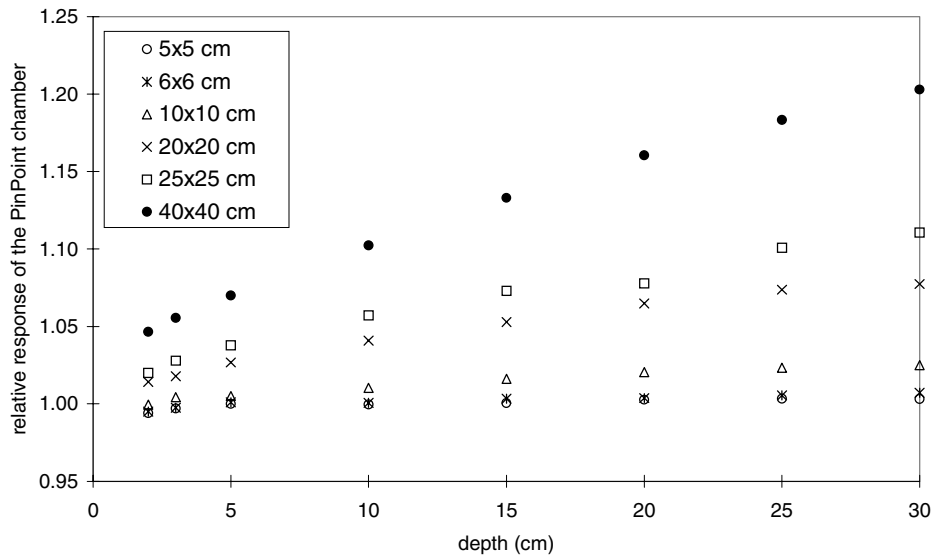
(a)



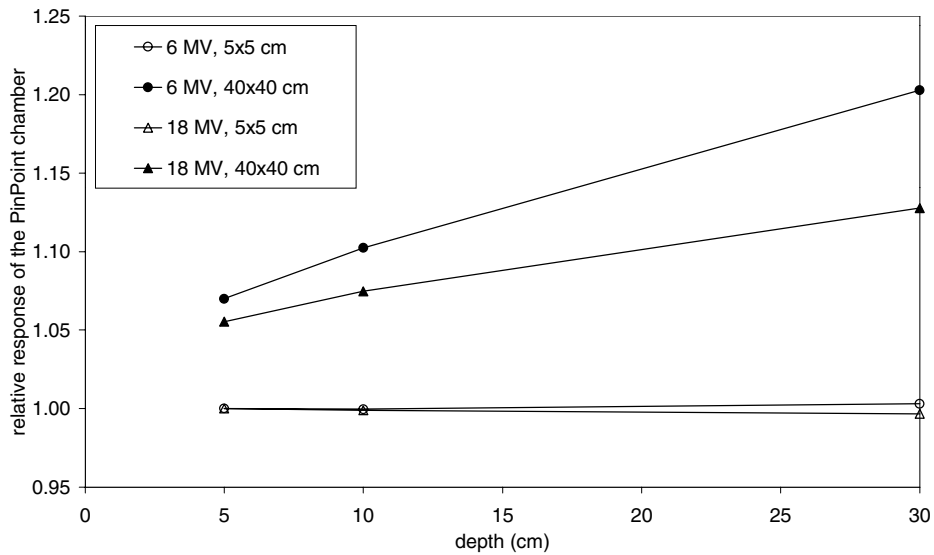
(b)

**Figure 4.** Output factors, for fields with a length of 5 cm and a varying width: (a) measured with the PinPoint chamber in the two optimal orientations, namely the coaxial and the non-coaxial orientation, and in a third orientation perpendicular to these two orientations; (b) measured with the Markus chamber in the optimal orientation and in the nominal orientation with the entrance membrane oriented towards the accelerator focus.

at 15 cm depth compared with those exposed at 5 cm depth. Both authors used a 4 MV photon beam. For the PinPoint chamber, we also found a negligible sensitivity change with depth for a  $6 \times 6$  cm field and an increase of 3.4% in the sensitivity for a field size of  $25 \times 25$  cm when also comparing measurements at 15 cm and at 5 cm depth. Our measurements were performed in a 6 MV beam.



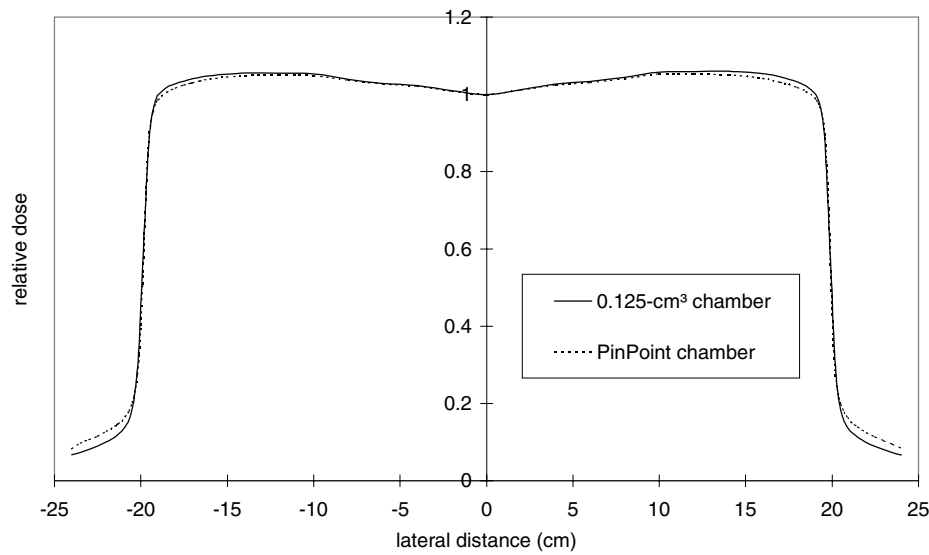
(a)



(b)

**Figure 5.** Ratios of doses measured with the PinPoint and the  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber for several depths and field sizes: (a) for a 6 MV photon beam; (b) comparison of 6 and 18 MV photon beam.

Table 2 represents the ratio of PinPoint to  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber readings at different depths for  $5 \times 5 \text{ cm}$  offset fields. Obviously the sensitivity changes of the PinPoint chamber with offset and depth are within 0.5%. Figure 6 shows profiles for a  $40 \times 40 \text{ cm}$  field measured with the PinPoint and the  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber. From this figure it is obvious that the response of the PinPoint chamber is relatively higher in the centre of the field. This is due to the higher amount of scatter in the central part of the beam, as described by Burch *et al* (1997).



**Figure 6.** Cross profiles for a  $40 \times 40$  cm field measured with the PinPoint and the  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber. A 6 MV photon beam was set and a measuring depth of 5 cm was applied.

**Table 2.** Ratios of PinPoint chamber reading and  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber reading for offset  $5 \times 5$  cm fields, normalized to 1 for the  $5 \times 5$  cm central field at 5 cm depth. A 6 MV photon beam was set for this.

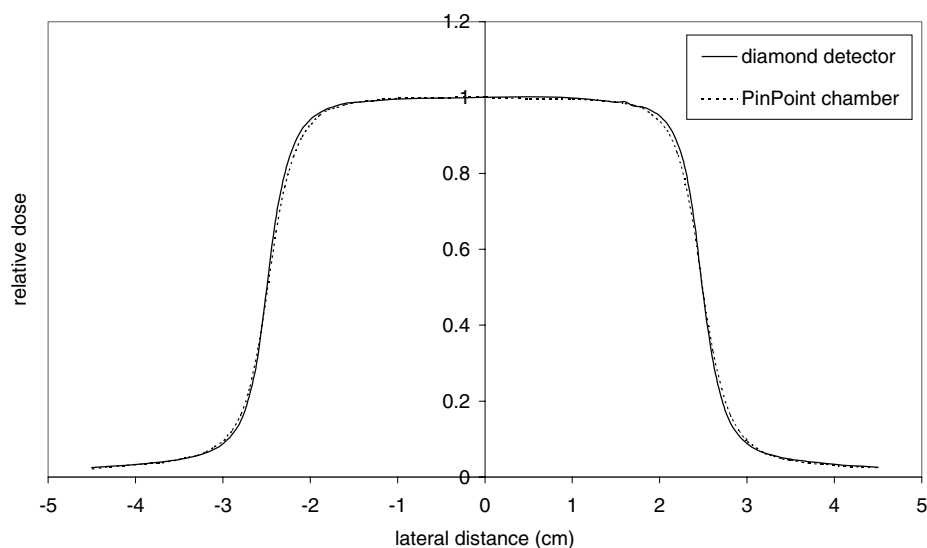
Measuring depth (cm)	Central field	5 cm offset field	10 cm offset field
5	1.000	1.001	1.001
10	1.000	1.004	1.004
20	1.003	1.003	1.002
30	1.003	1.002	1.004

The effect of photon beam quality on the over-response of the PinPoint ion chamber can be found in figure 5(b). This figure represents, for 6 and 18 MV, ratios of PinPoint chamber and  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber readings at different depths for two field sizes. Obviously the response of the PinPoint chamber in a  $5 \times 5$  cm field changes with depth over less than 0.5% for both energies. For the  $40 \times 40$  cm field the response changes are higher for 6 than for 18 MV photons. This is due to the relatively higher contribution of low-energy Compton scattered photons for the 6 MV beam.

Figure 7 shows a profile for a  $5 \times 5$  cm field as measured by the PinPoint ion chamber. Despite the dose outside the field boundary being mainly due to photon scatter and transmission through the leaves, the PinPoint chamber does not seem to over-respond to these lower-energy photons. Note that for a large field, like that of figure 6, this is no longer true.

For large field sizes, the irradiation of the cable of the PinPoint chamber also introduces an unwanted electronic signal. Due to the small sensitive volume of the chamber, and consequently the large amplification factor, this unwanted signal can be as large as 2.5% of the dose in the centre of the field when irradiated totally. Therefore we always minimized the length of the irradiated cable.





**Figure 7.** Cross profiles for  $5 \times 5$  cm field at 6 MV, with special attention to the dose outside the field boundary. A measuring depth of 5 cm was applied. The reading of the PinPoint chamber was compared with the results obtained using the diamond detector.

#### 4. Conclusions

Due to the central steel electrode, the PinPoint chamber over-responds to low-energy Compton scatter analogously to radiographic film. This results in an increasing sensitivity with field size and depth and the effect is more dominant for lower photon energies. Therefore, the output at 5 cm depth in a  $5 \times 5$  cm field is recommended as reference for output factor measurements in a 6 MV photon beam. On the other hand, for the smallest field sizes, the volume effect of the PinPoint chamber becomes important, resulting in a decrease of the measured output factor. In spite of both effects, for field sizes with a maximum equivalent area of  $10 \times 10$  cm and a minimum width of 1.5 cm, output factors can be measured within 1% at 5 cm depth. For fields smaller than 1.5 cm the use of a diamond detector is advised. The PinPoint chamber measured broadening of the 80%–20% penumbra is less than 1 mm, even for the extremely sharp penumbras defined by a cerrobend block and measured at  $d_{\max}$ . The chamber is also capable of measuring doses outside the field edge of small fields.

In conclusion, within the above limitations, the PinPoint chamber is an excellent choice as a detector for output measurements in IMRT, irrespective of photon energy and field offset. For beam penumbra analysis, its performance is superior to that of the Markus chamber but inferior to that of the diamond detector.

#### Acknowledgments

This work was supported by grant VEO11V0497 from the Flemish Community. CM is a recipient of a doctorate scholarship from Ghent University.

#### References

- Björngard B E, Tsai J-S and Rice R K 1990 Doses on the central axes of narrow 6-MV x-ray beams *Med. Phys.* **17** 794–9

- Burch S E, Kearfott K J, Trueblood J H, Sheils W C, Yeo J I and Wang C K C 1997 A new approach to film dosimetry for high energy photon beams: lateral scatter filtering *Med. Phys.* **24** 775–83
- De Vlamynck K, Palmans H, Verhaegen F, De Wagter C, De Neve W and Thierens H 1999 Dose measurements compared with Monte Carlo simulations of narrow 6 MV multileaf collimator shaped photon beams *Med. Phys.* **26** 1874–82
- Dutreix A, Bjärngård B E, Bridier A, Mijnheer B, Shaw J E and Svensson H 1997 *Monitor Unit Calculation for High-Energy Photon Beams* (Leuven-Apeldoorn: Garant) p 27
- Francescon P, Cora S, Cavedon C, Scalchi P, Reccanello S and Colombo F 1998 Use of a new type of radiochromic film, a new parallel-plate micro-chamber, MOSFETs, and TLD 800 microcubes in the dosimetry of small beams *Med. Phys.* **25** 503–11
- Galvin J M et al 1992 Evaluation of multileaf collimator design for a photon beam *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **23** 789–801
- Heydarian M, Hoban P W and Beddoe A H 1996 A comparison of dosimetry techniques in stereotactic radiosurgery *Phys. Med. Biol.* **41** 93–110
- Hoban P W, Heydarian M, Beckham W A and Beddoe A H 1994 Dose rate dependence of a PTW diamond detector in the dosimetry of a 6 MV photon beam *Phys. Med. Biol.* **39** 1219–29
- Laub W U, Kaulich T W and Nüsslin F 1997 Energy and dose rate dependence of a diamond detector in the dosimetry of 4–25 MV photon beams *Med. Phys.* **24** 535–6
- McKerracher C and Thwaites D I 1999 Assessment of new small-field detectors against standard-field detectors for practical stereotactic beam data acquisition *Phys. Med. Biol.* **44** 2143–60
- Rustgi S N 1995 Evaluation of the dosimetric characteristics of a diamond for photon beam measurements *Med. Phys.* **22** 567–70
- Serago C F, Houdek P V, Hartmann G H, Saini D S, Serago M E and Kaydee A 1992 Tissue maximum ratios (and other parameters) of small circular 4, 6, 10, 15 and 24 MV x-ray beams for radiosurgery *Phys. Med. Biol.* **37** 1943–56
- Sykes J R, James H V and Williams P C 1999 Letter to the Editor: how much does film sensitivity increase at depth for larger field sizes? *Med. Phys.* **26** 329–30
- van Battum L J and Heijmen B J M 1995 Film dosimetry in water in a 23 MV therapeutic photon beam *Radiother. Oncol.* **34** 152–9
- Vatnitsky S M, Miller D W, Moyers M F, Levy R P, Schulte R W, Slater J D and Slater J M 1999 Dosimetry techniques for narrow proton beam radiosurgery *Phys. Med. Biol.* **44** 2789–801

## The value of the LA48 linear ion chamber array for characterization of intensity-modulated beams

C Martens, C De Wagter and W De Neve

Division of Radiotherapy, Ghent University Hospital, De Pintelaan 185, B-9000 Gent, Belgium

Received 27 October 2000

### Abstract

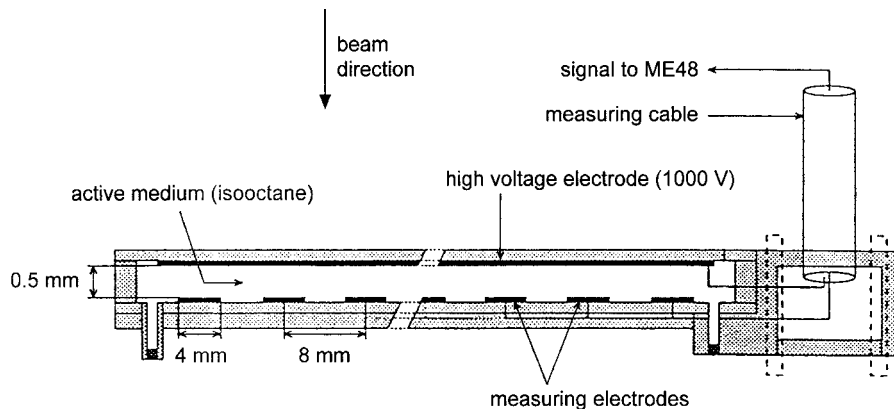
In this paper the performance of the LA48 linear ion chamber array (PTW, Freiburg, Germany) for characterization of intensity-modulated (IM) beams was investigated. First, some elementary properties were explored. A series of beam penumbras and output factors for small rectangular fields were measured at 6 and 18 MV, and the results were compared with data obtained using a diamond detector. The energy and dose rate dependence of the array response were examined, and the leakage current was assessed. In a second step, profiles were measured for two clinically delivered IM beams and for a dynamic wedge.

The interplay between the sharpening of the penumbra by the upper metal electrode plate of the array and the volume averaging of the  $4 \times 4$  mm ion chamber elements results in precise measurements, even in regions of high dose gradient. It is true, however, that the metal electrodes imply a small energy spectrum dependence in the array response. The dose rate dependence is found to be negligible. All of this makes the LA48 linear array a suitable device for analysing dose distributions of clinical IM beams.

### 1. Introduction

In intensity-modulated radiotherapy (IMRT), shielded organs at risk may be surrounded by sharp dose gradients, and their unintended dose is mainly due to leakage transmission through the collimators and scatter, implying an important contribution of low-energy photons. Therefore a detector used to analyse intensity-modulated (IM) beams must have a good spatial resolution and a response which is independent of the energy spectrum. In addition, the dose rate at any measurement point must be integrated over the entire exposure, preventing the use of traditional field scanners.

Radiographic (Oldham and Webb 1997, Xing *et al* 1999) and radiochromic (Pignoli *et al* 2000) film have been used for two-dimensional relative dose measurements in IMRT. Radiographic film needs chemical processing and overresponds to low-energy Compton scattered photons (Burch *et al* 1997, Sykes *et al* 1999), while radiochromic film suffers from non-uniformity (Niroomand-Rad *et al* 1998), all of which complicates high-precision film dosimetry. In addition both film types need a sensitometric curve to convert optical density to dose. EPIDs (electronic portal imaging devices) can also be used for dosimetric checks of IM



**Figure 1.** Schematic presentation of the LA48 linear ion chamber array. Note that the guard electrodes, located between the measuring electrodes, are not drawn. (Modified from figure 4.4 of Zurheide (1995, p 31).)

beams (Ma *et al* 1997, Pasma *et al* 1999). Their spatial resolution is high, but calibration is difficult. Liu *et al* (1997) evaluated the use of an array consisting of 23 ion chambers spaced 2 cm apart to verify dose distributions of dynamic wedges and Zhu *et al* (1997) used a linear diode array containing 46 diodes spaced 5 mm apart. In this work we focus on the LA48 linear array (PTW, Freiburg, Germany), which measures simultaneously in 47 ion chamber elements spaced 8 mm apart. In the first part some general detector characteristics are investigated. In the second part the suitability of the linear array for characterizing complete IM beams in the direction of leaf travel is evaluated.

## 2. Materials and methods

### 2.1. Characteristics of the linear array

**2.1.1. Construction of the linear array.** The LA48 linear array (PTW, Freiburg, Germany, serial number 34009-0124) contains 47 liquid-filled ion chamber elements with an area of  $4 \times 4$  mm and a centre-to-centre distance of 8 mm. A schematic presentation of the array is given in figure 1. The device is designed specifically for dynamic field dosimetry. A complete dose profile for an IM beam, with a measurement point every 8 mm, can be obtained at once. The control software allows the array to be shifted longitudinally by 1 mm seven times, resulting in a profile with a measurement point every millimetre.

The body of the array consists of epoxy. The upper epoxy plate contains the high-voltage (1000 V) electrode. The lower one bears the measuring and guard electrodes. The electrodes consist of metal plates of unknown composition and their precise dimensions are not available. An isooctane layer 0.5 mm thick is located between the electrode plates. Thus the active volume of each ion chamber element consists of a volume of isooctane with dimensions determined by the geometry of the measuring and guard electrodes.

**2.1.2. Experimental set-up.** All measurements were performed in an MP3 water phantom (PTW, Freiburg, Germany) with the LA48 array connected to a Multidos 12-channel dosimeter (PTW, Freiburg, Germany, serial number 10004-0217) with ME48 extender (PTW, Freiburg, Germany, serial number 10006-0020). Combined with the ME48 extender the Multidos

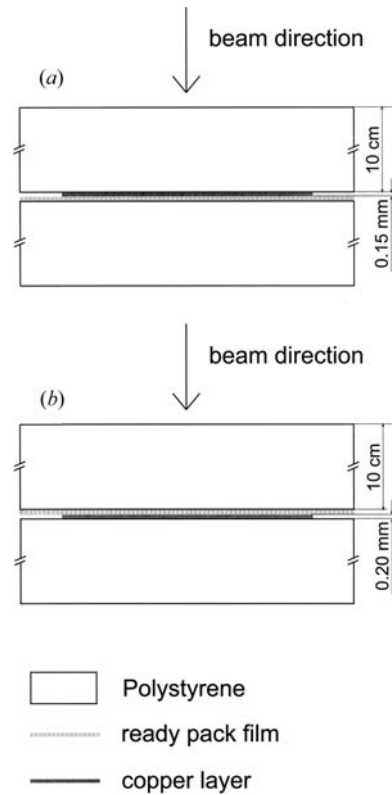
dosimeter can be expanded to a total of 48 channels. The calibration factors of the ion chamber elements were supplied by PTW. They were validated by placing the chambers one by one in the centre of a  $10 \times 10$  cm field for a 6 MV photon beam and at a depth of 5 cm. Their relative value was found to be accurate to within 0.3%.

Six and 18 MV photon beams from an Elekta SLi plus linear accelerator, equipped with the standard multileaf collimator (MLC), were investigated. The MLC consists of two leaf banks each with 40 leaves of width 1 cm. Unless mentioned otherwise, the array was positioned in the isocentric plane. A dose rate of 100 monitor units (MU) per minute was set, corresponding to  $1 \text{ Gy min}^{-1}$  at reference depth (5 cm for 6 MV and 10 cm for 18 MV) for a  $10 \times 10$  cm field and a source–detector distance (SDD) of 100 cm. This dose rate was chosen because of its clinical use in IMRT. All measurements performed with the linear array were corrected for dark current.

For some comparative measurements, a diamond detector (PTW, Freiburg, Germany, type 60003) and a  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber (PTW, Freiburg, Germany, type 31002) were used. The active volume of the diamond detector is a small disc of diamond with, for the specific detector used, a thickness of only 0.25 mm, resulting in a superior spatial resolution in this direction. In addition, this detector shows no energy dependence for megavoltage photon beams (Laub *et al* 1997, Mobit and Sandison 1999). Therefore, the diamond detector was used as a reference for measurements in regions of high dose gradient. We preferred this detector to radiographic film since radiographic film is oversensitive to low-energy photons which may be important in the penumbra regions and tail (Galvin *et al* 1992, van Battum and Heijmen 1995). The data obtained with the diamond detector were corrected for dose rate dependence (Hoban *et al* 1994, Laub *et al* 1997). When spatial resolution was not an issue, the  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber was used as reference, making a correction for dose rate dependence unnecessary. For output measurements, the diamond detector or the  $0.125 \text{ cm}^3$  chamber were connected to the Unidos universal dosimeter (PTW, Freiburg, Germany). For profile measurements, the detectors were connected to the MP3 dual-channel electrometer (PTW, Freiburg, Germany) along with a  $0.125 \text{ cm}^3$  reference ion chamber.

*2.1.3. Penumbra measurements.* A variety of penumbras were measured with the linear array and the results were compared with those obtained using a diamond detector that was oriented for maximum spatial resolution in the scan direction. To achieve geometrical penumbras which were as sharp as possible, a conventional cerrobend block was tray-mounted to the accelerator head (source–tray distance 68 cm). The block defined a  $5 \times 5$  cm field at the isocentre. Measurements were performed for a 6 and an 18 MV photon beam with the effective measurement points of the ion chamber elements, which are situated 0.75 mm under the top of the array, at reference depth (5 cm for 6 MV and 10 cm for 18 MV) and at depth of maximum dose build-up (1.5 cm for 6 MV and 3.3 cm for 18 MV). For each profile, 80%–20% and 90%–10% penumbra widths were determined and the average was taken for the left and the right penumbra. Penumbras were also measured for a multileaf collimator defined  $5 \times 5$  cm field using either only the leaves or the leaves in combination with the back-up jaws. These profiles were measured at an off-axis distance of 0.5 cm, which is under leaf pair 20. Depths of 5 and 10 cm were applied for 6 and 18 MV respectively. To also assess broader penumbras, measurements were performed at 20 cm depth whereby only the leaves were used.

In addition, the effect of the metal electrodes of the array on the penumbra measurements was investigated. Since no information was available about the constitution and dimensions of the electrodes, only a qualitative model could be constructed. The LA48 electrode structure was approximated by a stack of 0.05 mm thick copper foils (Advent, Oxford, CU130324). Three foils with an area of  $15 \times 15$  cm were piled up for the upper electrode plate and four foils



**Figure 2.** Experimental set-up for investigation of the effect of the copper electrodes of the model of the LA48 array on the measured penumbras, for the upper electrode plate (a) and the lower electrode plate (b).

for the lower combination of guard and measuring electrodes. Measurements were performed in a polystyrene phantom with Kodak (X-Omat V) films used in their readypack jacket. Profiles were measured downstream of the upper copper layer and upstream of the lower copper layer as illustrated in figures 2(a) and (b) respectively. Preference was given here to film dosimetry because this permits measurements close to the copper layers. The results were compared with film measurements in the polystyrene phantom, in the absence of any copper. Because of the overresponse of radiographic film to low-energy Compton scattered photons and the changes in scatter proportion with off-axis distance (Galvin *et al* 1992, van Battum and Heijmen 1995), the use of film was validated by making a comparison with diamond detector measurements performed in the MP3 water phantom. A  $5 \times 5$  cm field defined by a cerrobend block was set, 18 MV photons were used and a depth of 10 cm was applied. For each configuration the results of three films were averaged. Optical density was acquired using a Vidar 12-bit CCD-based film digitizer (VXR-12, Vidar Systems Corporation, Herndon, Virginia, USA) equipped with the standard broadband fluorescent lamp (Philips F17T8/TL841). To obtain stable light production, a warm-up time of 20 min was allowed after switching on the digitizer (Mersseman and De Wagter 1998).

To assess the effect of volume averaging of the  $4 \times 4$  mm ion chamber elements, the profile obtained downstream of the upper copper layer was convolved with a 4 mm wide uniform

detector response function. The convolved relative dose was obtained as

$$D_{\text{conv}}(x_i) = \frac{1}{N} \sum_{|x_j - x_i| \leq 2 \text{ mm}} D(x_j)$$

with  $x_i$  the discrete equidistant points where the film optical density was sampled,  $D(x_i)$  and  $D_{\text{conv}}(x_i)$  the relative dose and relative convolved dose in these sample points, and with  $N$  the number of sample point in the 4 mm wide interval.

*2.1.4. Dose rate dependence and dark current.* Ion recombination is more pronounced in dielectric liquids than in air because of their higher density, and thus the smaller distance between the ions produced by an ionizing particle (Wickman and Nyström 1992). That is why the effect of dose rate was studied in detail.

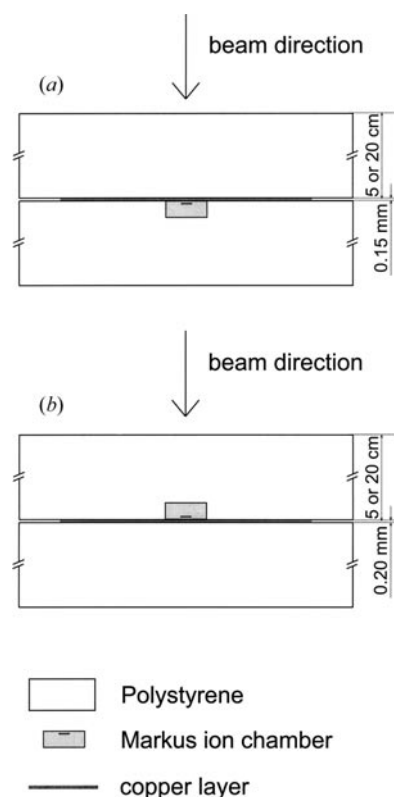
The dose corresponding to 50 MU was measured with the central array chamber for a dose rate that was varied between 0.08 and 5.35 Gy min<sup>-1</sup>, changing both SDD (81–120 cm) and the number of MUs delivered by the accelerator per minute (12–400 MU min<sup>-1</sup>). A 0.125 cm<sup>3</sup> chamber was used to measure the same doses and the corresponding dose rates. These results were used as reference. The beam energy was 6 MV, the field size 10 × 10 cm and a measuring depth of 5 cm was applied. The dark current was also studied and the effect of radiation history was assessed.

*2.1.5. Output factor measurements.* Output factors (OFs) for small rectangular fields were measured with the central chamber element of the linear array and compared with the OFs obtained using a diamond detector. The fields had a length of 10 cm and a width varying between 1 and 10 cm. Widthwise collimation was performed using the MLC in combination with the back-up jaws. The two available beam qualities, 6 and 18 MV, were applied. The diamond detector was oriented for maximum spatial resolution in the width direction of the fields.

The OFs were determined in water as the ratio of the dose at reference depth for a given field size to the dose at the same depth for the reference field size (Dutreix *et al* 1997). A 5 × 5 cm field was used here as reference. The measuring depth was 5 cm for 6 MV and 10 cm for 18 MV. The average of two measurements was taken, except for the fields smaller than 2 cm where four measurements were averaged. The output for the reference field size was remeasured after every two field sizes, to take account of possible drift effects. For both detectors a cross profile was measured beforehand to position the detector in the centre of the field, calculated from the 50% value coordinates.

*2.1.6. Energy dependence and effect of irradiated array area.* To assess the dependence of the response of the linear array on the energy spectrum, output measurements were performed at several depths for a variety of field sizes. For each configuration the ratio of the linear array reading to the reading of a 0.125 cm<sup>3</sup> chamber was considered. This ratio was normalized to be one for a 5 × 5 cm field at a depth of 5 cm. To permit compensation for possible drift effects, the response of both detectors was remeasured for this configuration after each series of four field sizes at a certain depth. The measurements were performed at 6 and 18 MV.

The effect of the metal electrodes of the array on the measured dose was investigated as a function of field size and depth for both beam qualities. The electrodes of the LA48 linear array were approached as explained in section 2.1.3. In a first step, changes in dose output due to the presence of the upper 0.15 mm thick copper layer were investigated. Measurements were

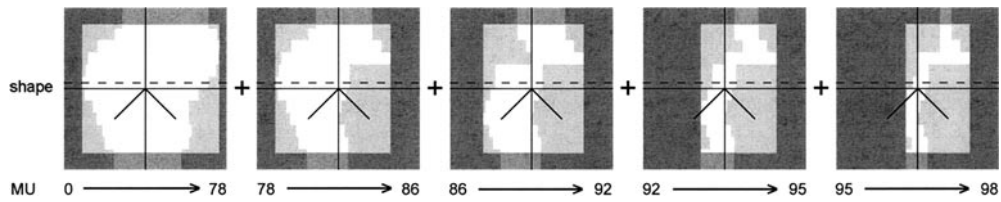


**Figure 3.** Experimental set-up for investigation of the effect of the copper electrodes of the model of the LA48 array on the measured dose as a function of field size and depth, for the upper electrode plate (a) and the lower electrode plate (b).

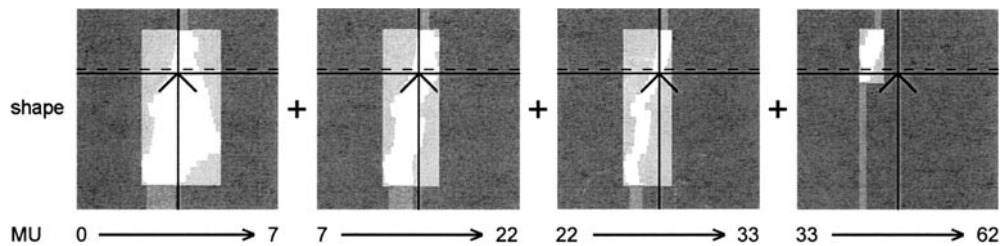
performed with a Markus parallel plate ion chamber (PTW, Freiburg, Germany, type 23343) in a home-made polystyrene phantom (figure 3(a)), with and without a copper layer. Secondly, the effect of the lower 0.20 mm thick copper layer was assessed. For this study, the Markus chamber was positioned upside down, both for the measurements with the lower copper layer and for the reference measurements (figure 3(b)).

It might be that the response of a chamber element is perturbed by the surrounding array area which is irradiated, due to an effect on the lateral motion of electrons or due to photon scattering by the array materials. To investigate the effect of irradiated array area, the output was measured for a  $30 \times 4$  cm field and 6 MV at 5 cm depth and for two different orientations—the array parallel or perpendicular to the long side of the field. A home-made polystyrene phantom, within which the array fits properly, was used to permit simple rotation of the array. Measurements were also performed for a  $30 \times 2$  cm and a  $30 \times 1$  cm field. Since positioning the detector in the centre of the field is important for these small fields, the MP3 water phantom was used to permit a prior profile measurement. For these fields, output factors at the two array orientations were compared instead of directly comparing the dose output, since repositioning the MP3 water phantom requires some time that might result in drift effects and small set-up differences in, for example, depth and SDD. The  $30 \times 4$  cm field was used here as the reference field for the OF measurements.





**Figure 4.** Segment sequence for the studied 18 MV IM beam for a prostate treatment. The light shaded area corresponds to the area shielded by the leaves, the dark shaded area to that shielded by the leaves and the back-up jaws or by the leaves and the lower jaws, and the medium shaded area to the area shielded by the lower jaws. The broken line indicates the position where the profiles of figure 12 were measured.



**Figure 5.** Segment sequence for the studied 6 MV IM beam for treatment of a relapse of a thyroid carcinoma. The light shaded area corresponds to the area shielded by the leaves, the dark shaded area to that shielded by the leaves and the back-up jaws or by the leaves and the lower jaws, and the medium shaded area to the area shielded by the lower jaws. The broken line indicates the position where the profiles of figure 13 were measured.

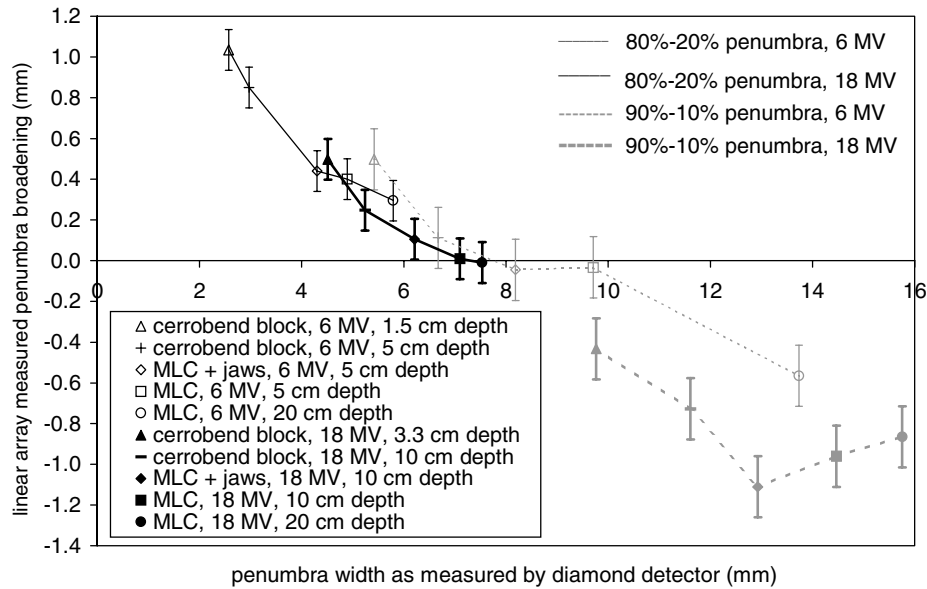
## 2.2. Profile measurements for IM beams

The capability of the linear array of measuring dose profiles for IM beams was investigated for two typical step-and-shoot IMRT treatments, planned using an anatomy based beam segmentation (De Neve *et al* 1996). The results were compared with data obtained using the diamond detector that was oriented for maximum spatial resolution in the scan direction. For the latter measurements, the beam segments were delivered separately and a profile and dose output were determined for each segment, after which the weighted sum was taken.

The first clinical case was that of IMRT for prostate cancer. Three 18 MV photon beams (gantry angles of  $0^\circ$ ,  $116^\circ$  and  $244^\circ$ ) situated in a transverse plane were used (De Meerleer *et al* 2000). Measurements were performed for the  $116^\circ$  beam. Figure 4 shows the segment sequence of this beam. Profiles in the direction of the leaf travel were measured with the linear array and diamond detector, under leaf pair 20 (it is at the position of the broken line in figure 4) and at a depth of 10 cm. The gantry angle was set to  $0^\circ$  for these measurements.

Secondly, IMRT treatment of a mediastinum relapse of a thyroid carcinoma was assessed in the same way. Profiles were measured for one of the 6 MV beams (gantry angle of  $-75^\circ$ ) out of the six IM beams. The plan intended to spare the spinal cord, resulting in sharp dose gradients near this organ at risk. Figure 5 shows the segment sequence of this IM beam. A measurement depth of 5 cm was applied.

In addition, a dynamic wedge was assessed for a  $20 \times 20$  cm field at 6 MV. A profile was measured in the direction of leaf travel, under leaf pair 20 and at 5 cm depth. A total of 200 MUs was delivered. The result was compared with data obtained using a  $0.125 \text{ cm}^3$  ion chamber, which required an entire beam delivery for each measuring point.



**Figure 6.** Penumbra broadening as measured by the linear array for a variety of penumbras. For each configuration, the average for the left and right penumbras was considered. The error bars give the standard deviations of the mean.

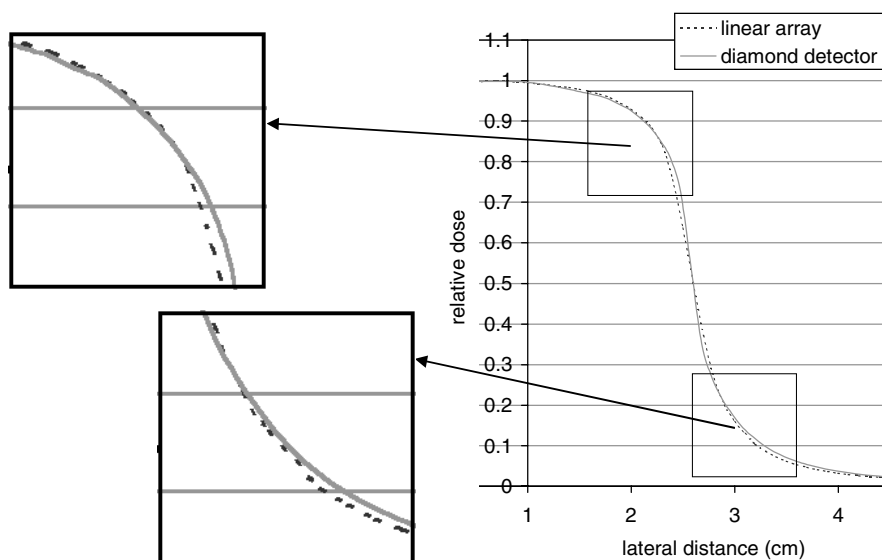
### 3. Results and discussion

#### 3.1. Characteristics of the linear array

**3.1.1. Penumbra measurements.** Figure 6 shows the penumbra broadening as measured by the linear array for a variety of penumbras. From this figure it is obvious that for the sharpest penumbra (6 MV beam collimated by a cerrobend block and analysed at 1.5 cm depth), the linear array causes a broadening of the 80%–20% and 90%–10% penumbra widths by 1.0 and 0.5 mm respectively. This linear array measured broadening, however, decreases with increasing penumbra width. For all the 18 MV and for some of the 6 MV photon beams, the linear array measures 90%–10% penumbra widths that are smaller than those obtained with a diamond detector.

Figure 7 shows profiles obtained with both detectors for an 18 MV cerrobend block collimated field, and measured at a depth of 10 cm. This figure supports figure 6 and explains for the linear array both the broadening of the 90%–10% penumbra and the narrowing of the 80%–20% penumbra. This measurement artefact is due to the presence of the upper copper electrode plates as described in the following paragraph.

Figure 8(a) shows, for the same beam as above, the effect of the upper copper plate of the model LA48 array as measured with film in a polystyrene phantom. In addition, the profile measured using the diamond detector is given for the situation where no copper foils were present. From this comparison between the two detectors it is obvious that, for the field size considered, no deformation occurs for the profile measured using film despite the overresponse of radiographic film to low-energy Compton scattered photons and the changes in scatter proportion with off-axis distance (Galvin *et al* 1992, van Battum and Heijmen 1995). From figure 8(a) it is obvious that the high-density layer causes a decrease in the penumbra width. This is in agreement with the results of Rustgi *et al* (1998) who performed measurements



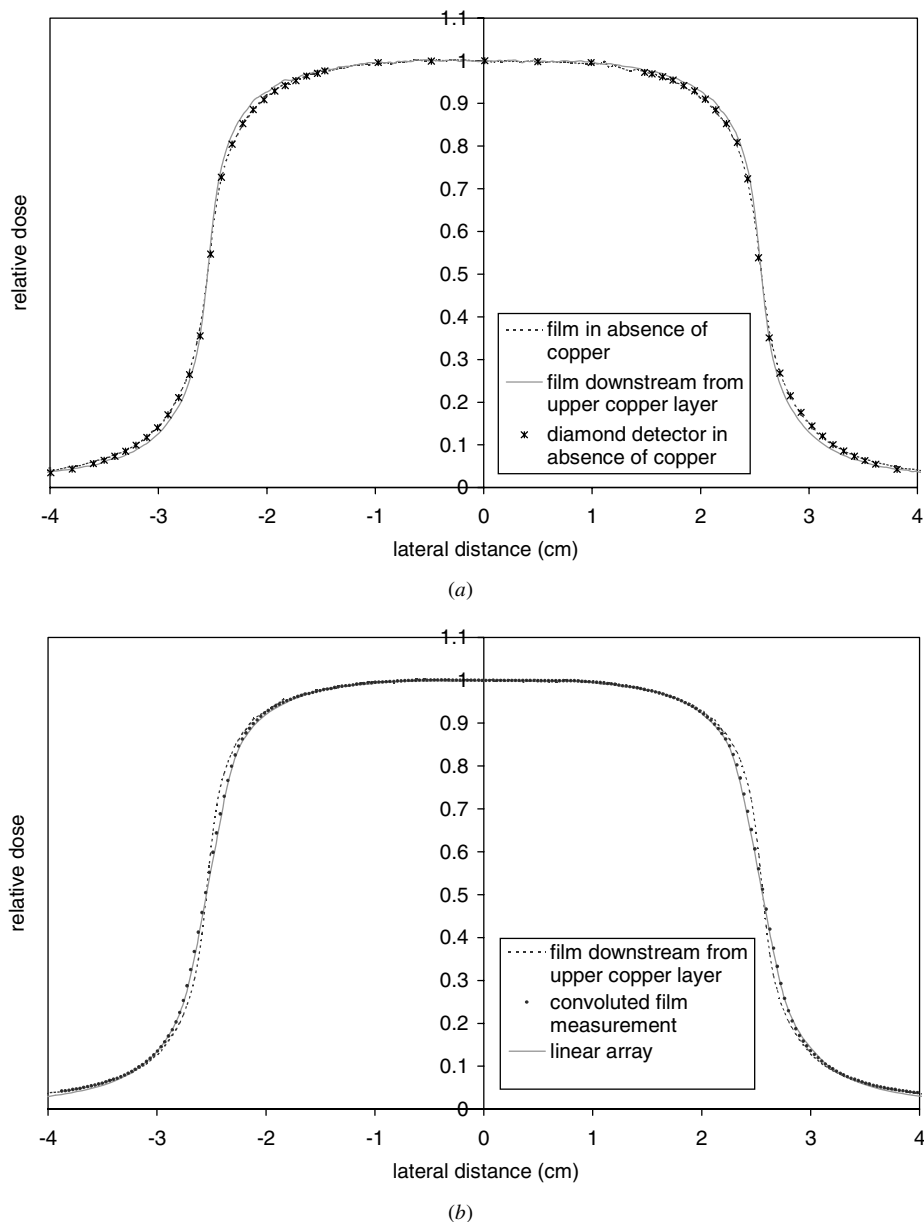
**Figure 7.** Profiles, measured at 10 cm depth with the linear array and a diamond detector, for an 18 MV beam collimated using a cerrobend block.

for a 9.7 mm thick aluminium plate, and concluded that high-density inhomogeneities cause a decrease in the path length of the secondary electrons resulting in a sharpening of the penumbras downstream. Conversely, the lower copper plate had no effect on the measured profile. Figure 8(b) shows the profile measured downstream from the upper copper layer convoluted with a 4 mm wide uniform detector response function. This convoluted profile corresponds to the linear array measurement very well. Although no quantitative conclusions can be drawn from this because of the approximate nature of the model, these results indicate that the upper electrode plate of the linear array has a decreasing effect on measured penumbra widths. The interplay between this penumbra sharpening and the volume averaging of the  $4 \times 4$  mm chamber elements obviously makes the linear array a suitable device for profile measurements in regions of high dose gradient. All deviations in 80%–20% and 90%–10% penumbra width are within 1.2 mm. Note that volume averaging is most important in the steepest part of the penumbra. This explains why the measured broadening occurs for the 80%–20% rather than the 90%–10% penumbra. From figure 6 it is obvious that the penumbra narrowing effect of the metal upper electrode is most important for the 18 MV photon beam, most probably related to the longer electron path length at this beam quality.

**3.1.2. Dose rate dependence and dark current.** Figure 9 shows a slightly decreasing response of the linear array with increasing dose rate. This was expected due to ion recombination in the dielectric liquid. The empirical expression of Fowler and Attix (1966), for solid-state detectors, was found to also give a good approximation of the array response:

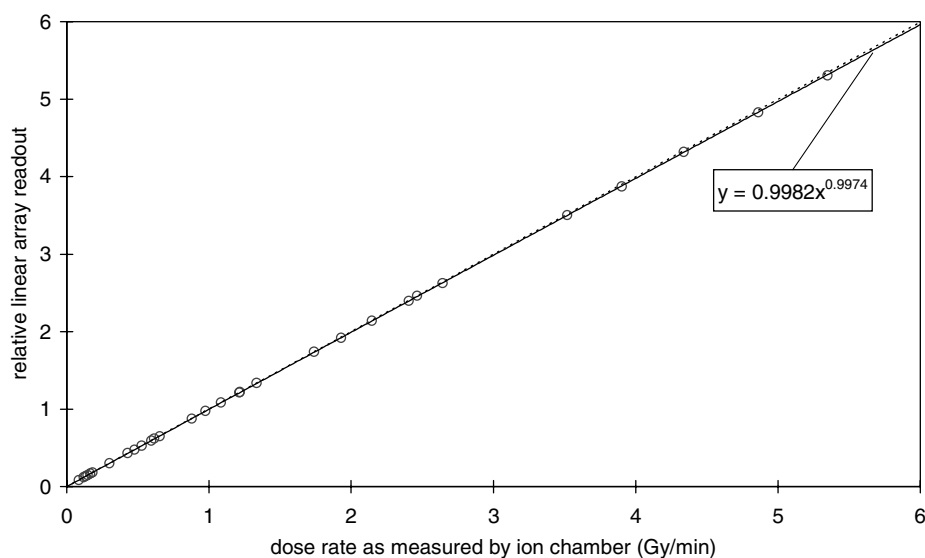
$$i - i_{\text{dark}} = k\dot{D}^{\Delta}$$

where  $i$  is the total detector current,  $i_{\text{dark}}$  the dark current,  $\dot{D}$  the dose rate,  $k$  a parameter for the detector sensitivity and  $\Delta$  a parameter related to the nonlinearity of the response. Since  $i_{\text{dark}}$  was not stable with time, this dark current has been measured frequently and has been subtracted from all subsequent measurements. For our linear array  $\Delta$  is 0.9974, implying an extremely small sublinearity. For a dose rate ratio of 10, the resulting correction is only 0.6%.



**Figure 8.** (a) Effect of the upper copper plate of the model LA48 array on penumbra width, for an 18 MV beam collimated using a cerrobend block, as measured at 10 cm depth with film. The profile measured using the diamond detector validates the use of film. (b) Convolution of the film measurement under the upper copper layer with a 4 mm wide uniform detector response function and comparison with the profile measured using the linear array.

Changes in the dark current of the array ion chamber elements were found on two time scales. In the long term the dark current increases with the integral radiation dose received by the device. In addition, dark current may vary during one measurement session to an even higher extent, especially in the most irradiated chamber elements. The last contribution,

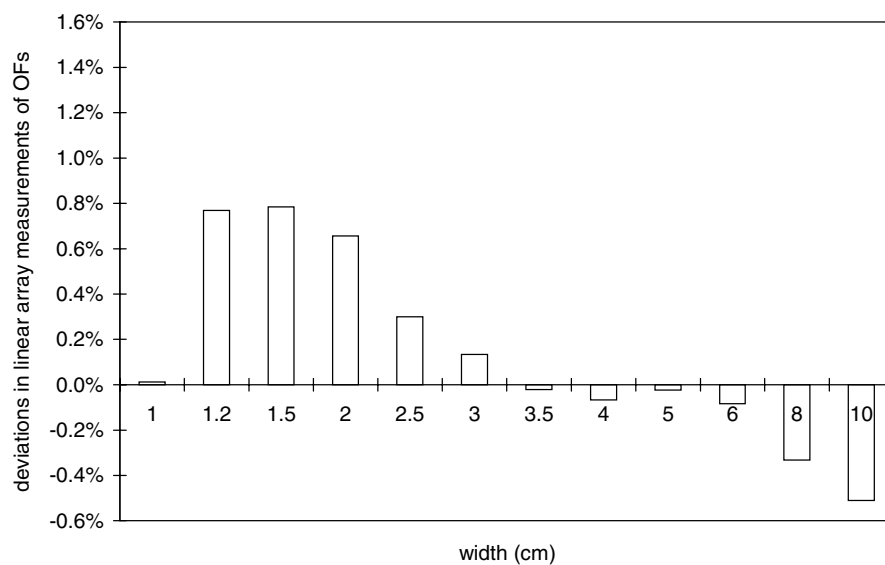


**Figure 9.** Relative linear array readout (equated to the dose rate for  $0.88 \text{ Gy min}^{-1}$ ) versus dose rate as measured by the ion chamber. For comparison, the included dotted line represents the linearity of the linear array readout to dose rate.

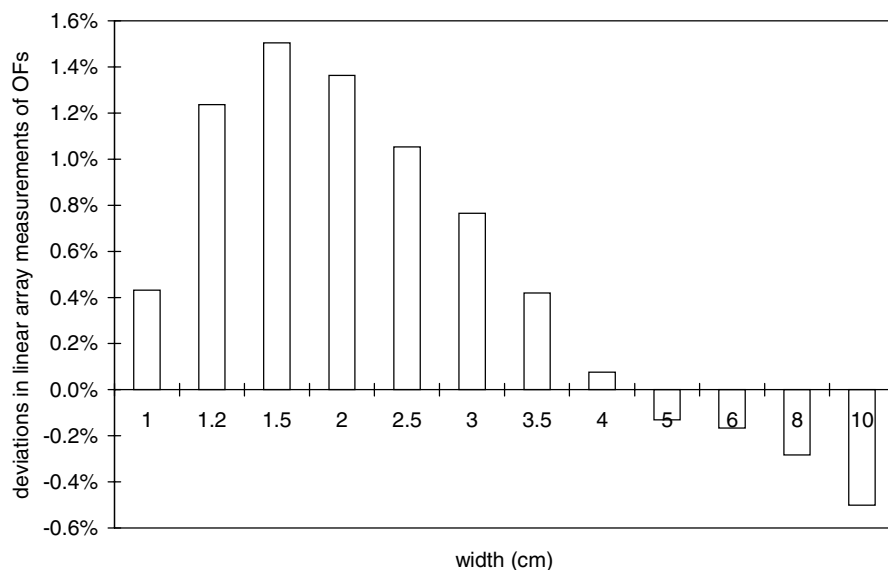
however, gradually fades after some hours of rest. After 1.5 years of intensive use, the dark current of the worst ion chamber typically changed from 1.3 to 5 pA during a measurement session of some hours. After PTW exchanged the dielectric liquid, the dark current was restricted to 0.5 pA independent of the short-term radiation history. One year after the liquid exchange the dark current of the worst ion chamber typically changes from 0.5 to 1 pA during a measurement session. Since 5 pA corresponds to 0.7% of the detector current for a dose rate of  $100 \text{ cGy min}^{-1}$  (sensitivity of linear array  $\approx 0.43 \text{ nC cGy}^{-1}$ ), this dark current is responsible for an important signal contribution, especially in low-dose regions. Therefore, as a rule, the dark currents of the 47 ion chamber elements were always remeasured frequently to permit correction.

**3.1.3. Output factor measurements.** Figures 10(a) and (b) show the deviations in the output factors for a series of 10 cm long rectangular fields as measured by the linear array at respectively 6 and 18 MV and with the diamond detector reading taken as reference. For the 6 MV photon beam the output factors measured using the linear array are too high for field widths smaller than 3 cm. This is related to the reduction of the electron path lengths by the upper metal electrode of the array. For the  $10 \times 1 \text{ cm}$  field this effect is just counteracted by the volume averaging over the  $4 \times 4 \text{ mm}$  individual ion chamber elements. The underresponse of the linear array for the widest fields is due to a dependence of the response of the linear array on the energy spectrum, which is assessed in detail in the next section. Similar results were obtained for the 18 MV photon beam, but the overestimation of the output factors for small fields is more prominent as expected from the longer electron path length at this beam quality.

**3.1.4. Energy dependence and effect of irradiated array area.** Figures 11(a) and (b) represent the response of the linear array as a function of field size and depth at 6 and 18 MV respectively, relative to the response of a  $0.125 \text{ cm}^3$  ion chamber. Obviously, the response of the linear array



(a)



(b)

**Figure 10.** Deviations in the OFs measured using the linear array for fields with a length of 10 cm and a varying width, at 6 (a) and 18 MV (b).

decreases with increasing field size for both beam qualities. For the smaller fields the response also increases with depth, especially at 6 MV where the array response at a depth of 30 cm is 1.6% higher than that at a depth of 5 cm for a  $5 \times 5$  cm field. The deviations, however, are very small. For 6 and 18 MV, all output results are within 1.6 and 1.1% respectively.

Table 1 shows the effect of the two copper layers in the model of the LA48 linear array, as measured with the Markus ion chamber. In analogy with Li *et al* (1999), we defined dose

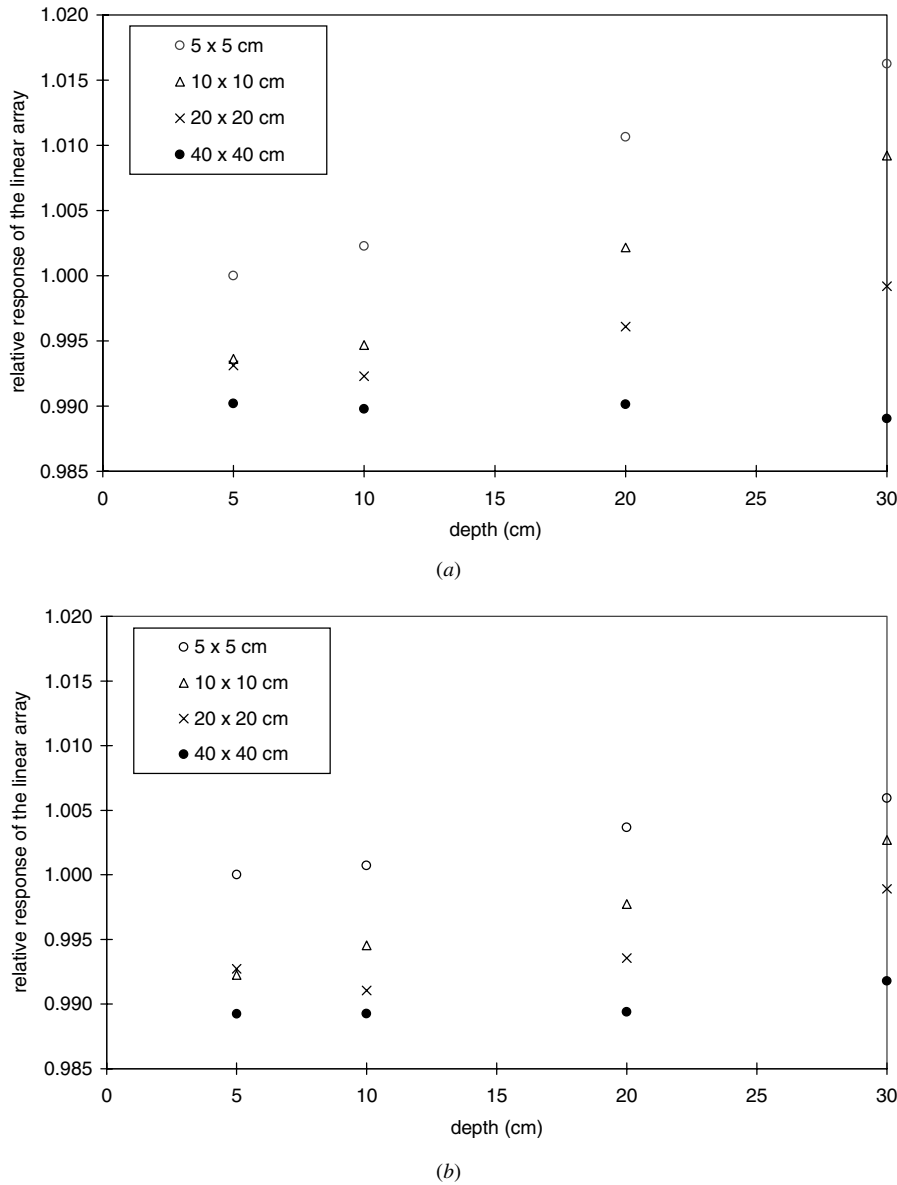


Figure 11. Field size and depth dependence of the linear array response, at 6 (a) and 18 (b) MV.

enhancement factors (DEFs) for the upper and lower copper plate as

$$DEF_u = \frac{\text{dose downstream from upper copper layer}}{(\text{reference dose})_u}$$

$$DEF_l = \frac{\text{dose upstream from lower copper layer}}{(\text{reference dose})_l}$$

respectively, where the reference dose is the dose in absence of copper and measured with the Markus chamber in the same position (with the entrance membrane towards the accelerator head for  $DEF_u$  and upside down for  $DEF_l$ ). A  $DEF > 1$  indicates an enhancement of the dose,

**Table 1.** Effect of the two copper layers of the model LA48 array on dose, as measured with a Markus ion chamber for a 6 MV photon beam, and compared with the LA48 response. Several field sizes and depths were applied. The definition of  $DEF_u$  and  $DEF_l$  is given in section 3.1.4.

Beam quality	Depth (cm)	Field size (cm)	$DEF_u$	$DEF_l$	$DEF_u \times DEF_l$	Relative $DEF_u \times DEF_l$	Relative array response
6 MV	5	5 × 5	0.947	1.083	1.026	1.000	1.000
		10 × 10	0.949	1.081	1.025	0.999	0.994
		20 × 20	0.950	1.076	1.022	0.996	0.993
		40 × 40	0.949	1.072	1.017	0.991	0.990
	20	5 × 5	0.951	1.087	1.034	1.008	1.011
		10 × 10	0.950	1.083	1.029	1.002	1.002
		20 × 20	0.950	1.073	1.020	0.994	0.996
		40 × 40	0.949	1.064	1.009	0.984	0.990
18 MV	5	5 × 5	1.008	1.083	1.092	1.000	1.000
		10 × 10	1.005	1.081	1.086	0.995	0.992
		20 × 20	1.002	1.079	1.081	0.990	0.993
		40 × 40	1.000	1.077	1.077	0.986	0.989
	20	5 × 5	1.011	1.084	1.096	1.004	1.004
		10 × 10	1.007	1.082	1.089	0.997	0.998
		20 × 20	1.000	1.079	1.080	0.988	0.994
		40 × 40	0.998	1.072	1.069	0.979	0.989

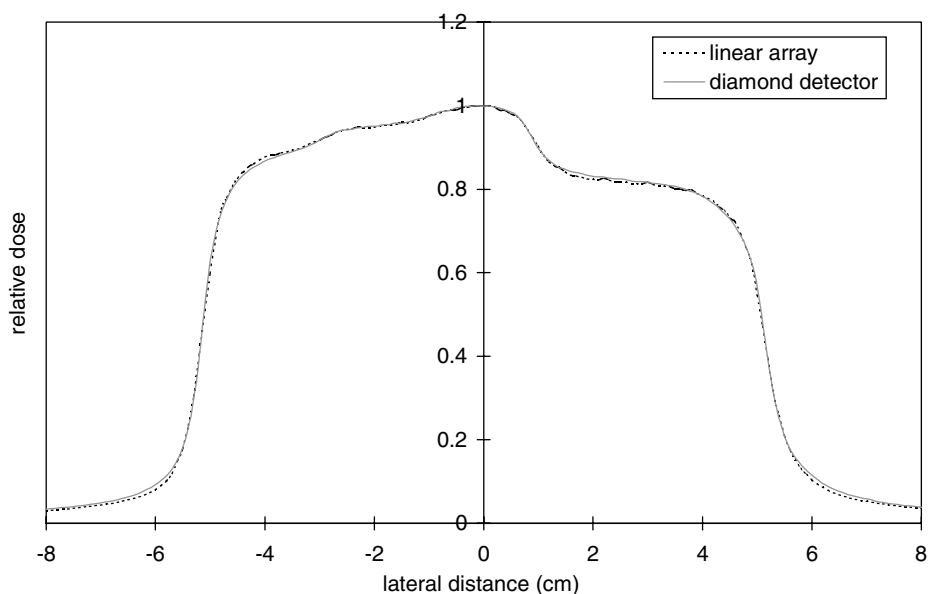
while for  $DEF < 1$  the copper layer causes a reduction in dose. From table 1 it is obvious that the lower copper layer amplifies the measured dose. This is in accordance with Li *et al* (1999) who found, using Monte Carlo simulations, an increase in the number of secondary electrons upstream from a high-density plate due to backscattered electrons and electrons generated in the plate. Conversely, the upper copper layer of the model LA48 array either reduces or amplifies the measured dose. Two opposite effects are important for this copper layer, namely the generation of electrons in the plate and the attenuation by the plate. Column 7 of table 1 contains the product of the two DEFs, normalized to the product under reference conditions (5 × 5 cm field and 5 cm depth). When comparing these results with the measured variations in response of the linear array (column 8) a good correspondence is found, despite the approximate model for the LA48 structure and the different dimensions of the Markus ion chamber and the linear array ion chamber element. Both the product of the DEFs and the response of the linear array show a decrease in response with increasing field size. In addition, for the smallest fields, both model and linear array show a response that increases with depth. As a consequence, it can be concluded that the observed energy spectrum dependence of the LA48 linear array is related to the metal electrodes of the array.

No unexpected effect of the irradiated area of the array was found. Output measurements for a 30 × 4 cm field were independent of the orientation of the array relative to the field. The OF measurements for a 30 × 2 cm and a 30 × 1 cm field (with the 30 × 4 cm field as reference) were not affected either.

### 3.2. Profile measurements for IM-beams

Figures 12 and 13 show the profiles measured using the linear array and diamond detector for the studied IM beams for the treatment of prostate cancer and mediastinum relapse of a thyroid carcinoma respectively. The linear array gives very accurate measurements for the 18 MV prostate IM beam. For the 6 MV beam of figure 13 there is also a good correspondence between the profiles measured with both detectors, except for the spinal cord where the linear





**Figure 12.** Measured profiles for the 18 MV IM beam of figure 4, contributing to a prostate treatment.

array slightly underestimates the dose. In this minimum between the two high-dose regions the dose measured using the linear array is 0.9% (normalized to the maximum dose) lower than that obtained using the diamond detector. This is again related to the upper electrode plate in the linear array. The spinal cord dose is, in fact, the sum of two low-dose tails which are, as illustrated in figure 7, locally underestimated by the linear array.

Figure 14 shows the profiles measured with the linear array and the 0.125 cm<sup>3</sup> chamber for the studied dynamic wedge. There is again a good correspondence between both detectors.

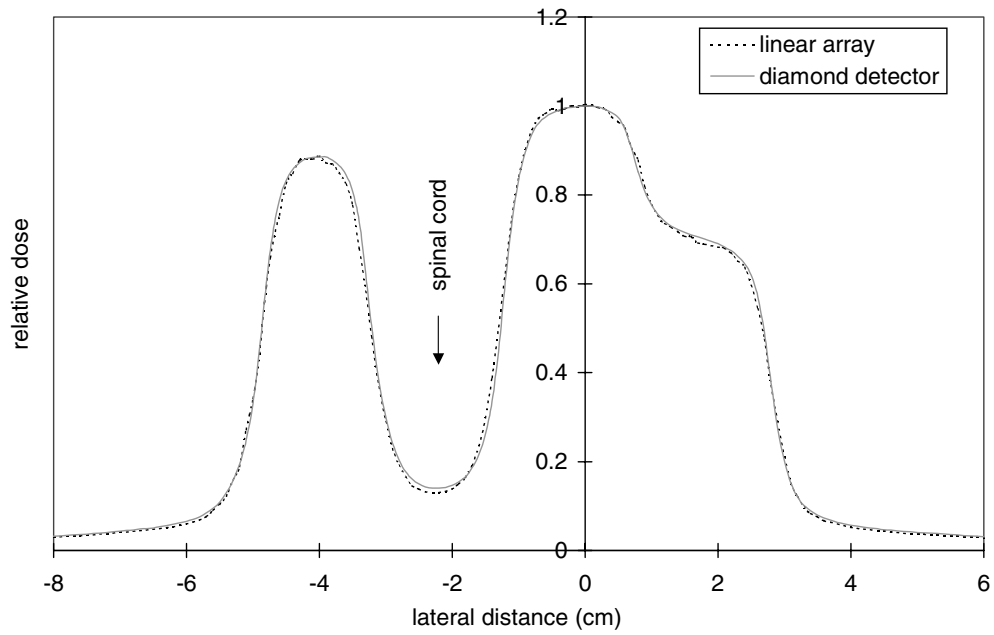
#### 4. Conclusions

Despite the active area of the individual ion chamber elements being 4 × 4 mm, the linear array measures penumbras of clinical IM beams accurately thanks to the presence of the upper electrode plate. For a 5 × 5 cm field collimated by the MLC without back-up jaws, measurements at reference depth give a broadening of the 80%–20% penumbra width by 0.4 mm at 6 MV while no broadening is found at 18 MV. For the 90%–10% penumbra width, no broadening is found at 6 MV. For an 18 MV photon beam, the linear array measures a 90%–10% penumbra that is 1.0 mm smaller than that obtained with a diamond detector.

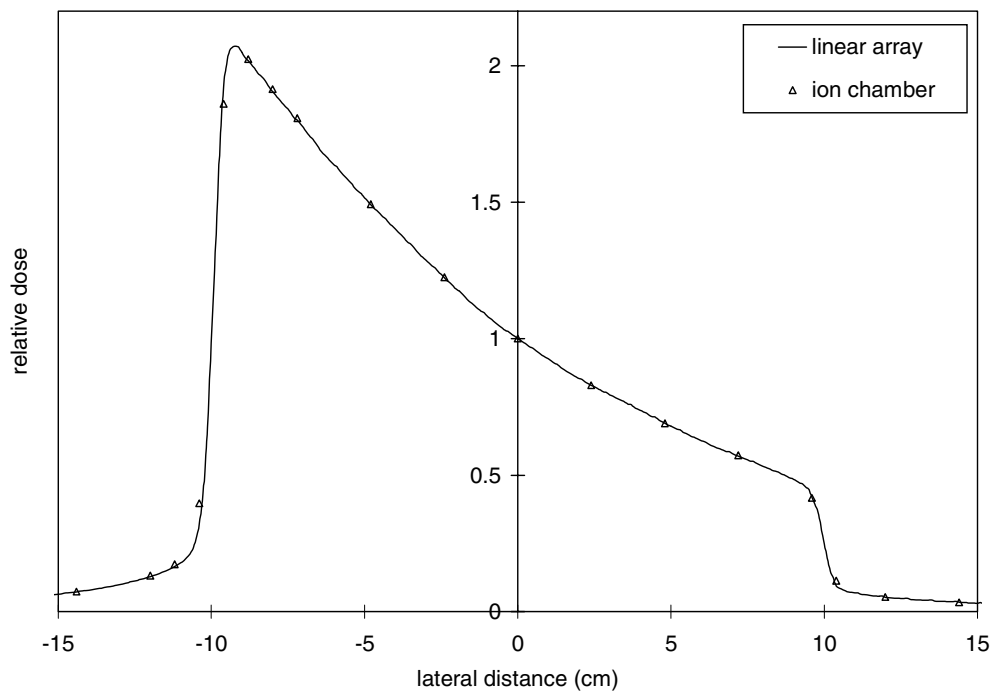
The response of the ion chamber elements of the linear array is practically linear with dose rate. However, corrections for dark current are advised since they can easily amount to 5 pA for an intensively used device, and this corresponds to 0.7% of the detector current for a dose rate of 100 cGy min<sup>-1</sup>.

For both beam qualities, output measurements are within 1.6% for all field sizes with minimum width of 1 cm for depths between 5 and 30 cm. Also profile measurements for entire IM beams are very accurate, even in regions of high dose gradient.

In conclusion, the linear array is a valuable high-precision device for relative dosimetry of IM beams. The doses in small fields, in shielded organs at risk and even in penumbras are measured adequately.



**Figure 13.** Measured profiles for the 6 MV IM beam of figure 5, contributing to a treatment of a relapse of a thyroid carcinoma.



**Figure 14.** Measured profiles for a  $20 \times 20$  cm dynamic wedge at 6 MV.

## Acknowledgments

This work was supported by grant VEO11V0497 of the Flemish Community and grant G.0039.97 of the Fund for Scientific Research—Flanders (Belgium) (FWO).

## References

- Burch S E, Kearfott K J, Trueblood J H, Sheils W C, Yeo J I and Wang C K C 1997 A new approach to film dosimetry for high energy photon beams: lateral scatter filtering *Med. Phys.* **24** 775–83
- De Meerleer G, Vakaet L, De Gersem W, De Wagter C, De Naeyer B and De Neve W 2000 Radiotherapy of prostate cancer with or without intensity modulated beams: a planning comparison *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **47** 639–48
- De Neve W, De Wagter C, De Jaeger K, Thienpont M, Colle C, Derycke S and Schelfhout J 1996 Planning and delivering high doses to targets surrounding the spinal cord at the lower neck and upper mediastinal levels: static beam-segmentation technique executed with a multileaf collimator *Radiother. Oncol.* **40** 271–9
- Dutreix A, Bjärngård B E, Bridier A, Mijnheer B, Shaw J E and Svensson H 1997 *Monitor Unit Calculation for High Energy Photon Beams* (Leuven-Apeldoorn: Garant) p 27
- Fowler J F and Attix F H 1966 Solid state integrating dosimeters *Radiation Dosimetry* vol 2 (New York: Academic) pp 241–90
- Galvin J M *et al* 1992 Evaluation of multileaf collimator design for a photon beam *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **23** 789–801
- Hoban P W, Heydarian M, Beckham W A and Beddoe A H 1994 Dose rate dependence of a PTW diamond detector in the dosimetry of a 6 MV photon beam *Phys. Med. Biol.* **39** 1219–29
- Laub W U, Kaulich T W and Nüsslin F 1997 Energy and dose rate dependence of a diamond detector in the dosimetry of 4–25 MV photon beams *Med. Phys.* **24** 535–6
- Li X A, Chu J C H, Chen W and Zusag T 1999 Dose enhancement by a thin foil of high-Z material: a Monte Carlo study *Med. Phys.* **26** 1245–51
- Liu H H, Lief E P and McCullough E C 1997 Measuring dose distributions for enhanced dynamic wedges using a multichamber detector array *Med. Phys.* **24** 1515–19
- Ma L, Geis P B and Boyer A L 1997 Quality assurance for dynamic multileaf collimator modulated fields using a fast beam imaging system *Med. Phys.* **24** 1213–20
- Mersseman B and De Wagter C 1998 Characteristics of a commercially available film digitizer and their significance for film dosimetry *Phys. Med. Biol.* **43** 1803–12
- Mobit P N and Sandison G A 1999 A Monte Carlo comparison of the response of the PTW-diamond and the TL-diamond detectors in megavoltage photon beams *Med. Phys.* **26** 2503–7
- Niroomand-Rad A, Blackwell C R, Coursey B M, Gall K P, Galvin J M, McLaughlin W L, Meigooni A S, Nath R, Rodgers J E and Soares C G 1998 Radiochromic film dosimetry: recommendations of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group 55 *Med. Phys.* **25** 2093–115
- Oldham M and Webb S 1997 Intensity-modulated radiotherapy by means of static tomotherapy: planning and verification study *Med. Phys.* **24** 827–36
- Pasma K L, Dirx M L P, Kroonwijk M, Visser A G and Heijmen B J M 1999 Dosimetric verification of intensity modulated beams produced with dynamic multileaf collimation using an electronic portal imaging device *Med. Phys.* **26** 2373–8
- Pignoli E, Serrettiello S, Somigliana A, Zonca G, Pellegrini R, Mongioj V and Marchesini R 2000 Dosimetric verification of a commercial 3D treatment planning system for conformal radiotherapy with a dynamic multileaf collimator *Phys. Med. Biol.* **45** N77–N84
- Rustgi S N, Rustgi A K, Jiang S B and Ayyangar K M 1998 Dose perturbation caused by high-density inhomogeneities in small beams in stereotactic radiosurgery *Phys. Med. Biol.* **43** 3509–18
- Sykes J R, James H V and Williams P C 1999 Letter to the Editor: How much does film sensitivity increase at depth for larger field sizes? *Med. Phys.* **26** 329–30
- van Battum L J and Heijmen B J M 1995 Film dosimetry in water in a 23 MV therapeutic photon beam *Radiother. Oncol.* **34** 152–9
- Wickman G and Nyström H 1992 The use of liquids in ionization chambers for high precision radiotherapy dosimetry *Phys. Med. Biol.* **37** 1789–812
- Xing L, Curran B, Hill R, Holmes T, Ma L, Forster K M and Boyer A L 1999 Dosimetric verification of a commercial inverse treatment planning system *Phys. Med. Biol.* **44** 463–78

- Zhu T C, Ding L, Liu C R and Palta J R 1997 Performance evaluation of a diode array for enhanced dynamic wedge dosimetry *Med. Phys.* **24** 1173–80
- Zurheide J M 1995 Untersuchungen an einer linearen Detektoranordnung basierend auf Flüssigionskammern  
*Thesis* Tübingen

# The value of radiographic film for the characterization of intensity-modulated beams

C Martens, I Claeys, C De Wagter and W De Neve

Division of Radiotherapy, Ghent University Hospital, De Pintelaan 185, B-9000 Gent, Belgium

Received 18 February 2002

Published DD MMM 2002

Online at [stacks.iop.org/PMB/47/1](http://stacks.iop.org/PMB/47/1)

## Abstract

In this paper the performance of radiographic film (KODAK X-Omat V) for analysing intensity-modulated (IM) beams in a plane at reference depth (5 cm for 6 MV, 10 cm for 18 MV) was investigated. The field size dependence of the film response was studied for small and medium field sizes. The dose rate dependence of the response and possible effects of fractionating the dose were assessed. In the end, profiles were measured for two clinically delivered IM beams, and the results were compared with diamond detector data.

We found that the response of the radiographic film increases with field size, but for field sizes up to  $15 \times 15$  cm the deviations remain within 3% for measurements with the films in a plane at reference depth. We found that the response of the films decreases with decreasing dose rate, and that the extent of this effect differs from film batch to film batch. For clinical IM beams the effect can amount to about 9% at the location of shielded organs at risk. Also, fractionating the dose reduces the net optical density, but this effect is normally small when assessing IM beams. In low-dose regions low-energy photons have an important contribution, resulting in a higher response at these positions. This may counteract the dose rate dependence of the response. In the high-dose regions of the two IM beams that were studied, the relative dose measurements with film are within 1% of those obtained with a diamond detector, when the results of three films are averaged. In shielded organs at risk the deviations can amount to about 3%, depending on the film batch.

In conclusion, radiographic film is a suitable detector for characterizing IM beams in a plane at reference depth.

## 1. Introduction

Using intensity-modulated radiotherapy (IMRT), high and homogeneous doses can be delivered to complex-shaped target volumes, while restricting the dose to organs at risk.

The beams are not only geometrically optimized, but also the intensity distribution of the beams is actively shaped. In step-and-shoot IMRT, the intensity modulation of each beam is realized by the superposition of a number of elementary beam segments, while in dynamic IMRT the leaves are moved during irradiation. In either case dose distributions can be complex. High dose gradients do often occur, and the dose to shielded organs at risk is a superposition of many contributions like head scatter, transmission through the collimators, photons scattered in the patient and electrons transported from adjacent high dose regions. This complexity of the dose distributions and especially the underlying physics makes accurate calculations with commercial treatment planning systems complicated. Therefore, verification of the calculated dose distributions is an important issue.

Many investigators (Chui *et al* 1994, Wang *et al* 1996, Papatheodorou *et al* 2000, Essers *et al* 2001) use radiographic film to obtain high-resolution, two-dimensional information of intensity-modulated (IM) beams. But radiographic film is known to have an energy-dependent response. Because of the high atomic number of silver, photoelectric interactions in film become important for photon energies below 200 keV (Williamson *et al* 1981, Muench *et al* 1991), resulting in increased sensitivity of the film. Consequently, film sensitivity increases with field size and depth due to an increasing contribution of low-energy Compton scattered photons. However, there is no consensus about the extent of the deviations. For instance, Burch *et al* (1997) found that, for a 4 MV photon beam evaluated at 5 cm depth, the response increases with  $\sim 5\%$  when increasing the field size from  $6 \times 6$  cm to  $25 \times 25$  cm, while Sykes *et al* (1999) did not observe any effect of field size for identical irradiation conditions and the nominally same 4 MV beam quality. And, when analysing depth dose curves, Burch *et al* (1997) found for the  $25 \times 25$  cm field an increase in sensitivity of 12% when increasing the measuring depth from 5 to 15 cm. According to Sykes *et al* (1999), however, this increase in sensitivity was only 6%.

In addition to these effects of field size and depth, the photon energy spectrum also changes with distance from the central ray. Burch *et al* (1997) analysed a film profile measured at a depth of 5 cm for a  $25 \times 25$  cm field and a 4 MV photon beam. When normalizing the profile at the central ray, they found an important underestimation of the relative dose in off-axis points within the field, and an important overestimation of the relative dose in the low dose tails beyond the field edges. Galvin *et al* (1993) performed analogue profile measurements for a  $15 \times 15$  cm field at 6 and 18 MV. For measurements at  $d_{\max}$ , they did not find any deviation, and at 10 cm depth there was only a small over-response of the film beyond the field edges at 6 MV.

On the one hand, IMRT has the advantage of not using large fields. However, low-energy photons scattered in the patient constitute an important part of the unintended dose to critical organs. In this paper, we discuss the effect of field size and investigate whether the presence of low-energy photons compromises the accuracy of film dose measurements in shielded organs at risk. We restricted our analysis to films placed perpendicularly to the beam axis in water-equivalent material at a reference depth of 5 or 10 cm for 6 and 18 MV respectively.

Secondly, because the dose at a certain point in an IM beam is often the superposition of contributions from several beam segments, we assessed the effect of dose fractionation on the response of radiographic film. Given the interest in low dose (rate) regions, we also investigated the dose rate dependence of the response.

In addition to discussing these fundamental characteristics, we applied our findings to two clinically delivered IM beams.

## 2. Materials and methods

The films used for this study were KODAK X-Omat V films of 10 × 12 inches. In order to minimize variations in the emulsion, all films used for one particular experiment were always from the same box. Unless mentioned otherwise, a layered polystyrene phantom was used for the irradiation. The phantom consisted of 1 cm thick plates of 50 × 33 cm between which the films were positioned perpendicularly to the beam axis. The ready-pack jackets of the films were always punctured in the four corners to avoid air pockets. After each irradiation session, the films were developed in arbitrary order to randomize the effects of possible drifts in temperature or constitution of the developer solution. An automatic film processor (KODAK RP X-Omat processor model M7B) was used with standard RP X-Omat chemicals. The developer temperature was 32 °C.

All measurements were performed using the 6 and 18 MV photon beams from an SLiplus linear accelerator (Elekta, Crawley, UK), equipped with the standard multileaf collimator (MLC). The MLC consists of two opposing leaf banks each containing 40 leaves with a projected width of 1 cm at the isocentric plane. As the RTD control system (Elekta, Crawley, UK) of our accelerator permits delivery of step-and-shoot IM beams clinically at a dose rate of 400 MU min<sup>-1</sup>, this dose rate was set for all our measurements, unless mentioned otherwise.

Optical density (OD) data were obtained with a Vidar VXR-12 digitizer (Vidar Systems Corporation, VA, USA) equipped with the standard broadband fluorescent tube (Philips F17T8/TL841). This is a 12-bit CCD based film digitizer. A detailed study of the characteristics of this scanner can be found elsewhere (Mersseman and De Wagter 1998). We used the built-in conversion table 'LIN' to obtain the transmission ( $T$ ) at each pixel. From this the OD was calculated as

$$\text{OD} = \log \left( \frac{4095}{T} \frac{t}{10 \text{ ms/line}} \right) = \log \left( \frac{4095}{T} \right) + \log \left( \frac{t}{10 \text{ ms/line}} \right)$$

with  $t$  the exposure time, which is the time light strikes the CCD array for each scan line. This exposure time varies between 10 and 20 ms/line. The resulting transmission  $T$  is proportional to  $t$ . The fact that the Vidar digitizer always performs its calibration at 10 ms/line, regardless of the user's choice of  $t$ , explains the second term in the above equation. Increasing the exposure time has the advantage of reducing the noise (Mersseman and De Wagter 1998). However, the exposure time also has an effect on the minimum OD that can be read as

$$\text{OD}_{\min} = \log \left( \frac{t}{10 \text{ ms/line}} \right)$$

Increasing  $t$  from 10 to 20 ms/line changes  $\text{OD}_{\min}$  from 0 to  $\log 2$ . For these reasons, we digitized all films at 14 ms/line which is the longest exposure time still permitting the read out of a blank film.

All scans were performed at 75 dpi. To obtain a stable light production, a warm-up time of 20 min was respected after switching on the digitizer (Mersseman and De Wagter 1998).

To investigate the characteristics of the films, some comparative measurements were performed with a diamond detector (PTW, Freiburg, Germany, type 60003) and a 0.125 cm<sup>3</sup> ion chamber (PTW, Freiburg, Germany, type 31002) in an MP3 automatic water phantom (PTW, Freiburg, Germany). For measurements in regions of high dose gradient and electronic disequilibrium, the diamond detector was used as a reference. In addition to its high spatial resolution (thickness of active volume is 0.28 mm for our detector), this detector has an energy-independent response at megavoltage photon beams (Laub *et al* 1997, Mobit and Sandison 1999). All data obtained with this detector were corrected for dose rate dependence (Hoban *et al* 1994, Laub *et al* 1997). When spatial resolution was not important, the 0.125 cm<sup>3</sup>

ion chamber was used as a reference, making a correction for dose rate dependence unnecessary.

### 2.1. Film sensitivity dependence on field size

The effect of field size on the response of the films was investigated for small and medium field sizes. As we expected a maximum impact of photon energy spectrum at the lowest beam qualities, most experiments were performed at 6 MV, being the lowest beam quality available. A source detector distance (SDD) of 100 cm and a measuring depth of 5 cm were applied, and the films were exposed to increasing MUs (i.e. 5, 10, 20, 30, 40, 50 and 60 MU) for field sizes ranging from  $1 \times 10$  cm to  $10 \times 10$  cm and for square field sizes ranging from  $2 \times 2$  cm to  $15 \times 15$  cm. Using homemade software, the field centres were determined and the reading was averaged over the central  $31 \times 3$  pixels ( $\approx 1.05 \times 0.10$  cm) for the  $10 \times 1$  cm field, over the central  $31 \times 7$  pixels ( $\approx 1.05 \times 0.24$  cm) for the  $10 \times 2$  cm field, over the central  $7 \times 7$  pixels ( $\approx 0.24 \times 0.24$  cm) for the  $2 \times 2$  cm field, and over the central  $31 \times 31$  pixels ( $\approx 1.05 \times 1.05$  cm) for all other fields. Corresponding relative doses were measured with a  $0.125 \text{ cm}^3$  ion chamber for all field sizes except for those with one side equal to or smaller than 2 cm. For these small fields a diamond detector was used. Prior to the output factor (OF) measurements, profiles were measured to permit accurate positioning of the diamond detector in the centre of the fields which was calculated from the 50% dose points. The diamond detector was placed with its axis perpendicular to the beam axis and oriented for maximum spatial resolution in the  $10 \times 2$  cm and  $10 \times 1$  cm field.

To assess the role of the beam quality, the experiment was repeated at 18 MV for a restricted number of field sizes. For these measurements a measuring depth of 10 cm was applied.

Finally, for each field size the resulting dose ( $D$ ) versus OD data were fitted to a third degree polynomial with a least square algorithm:

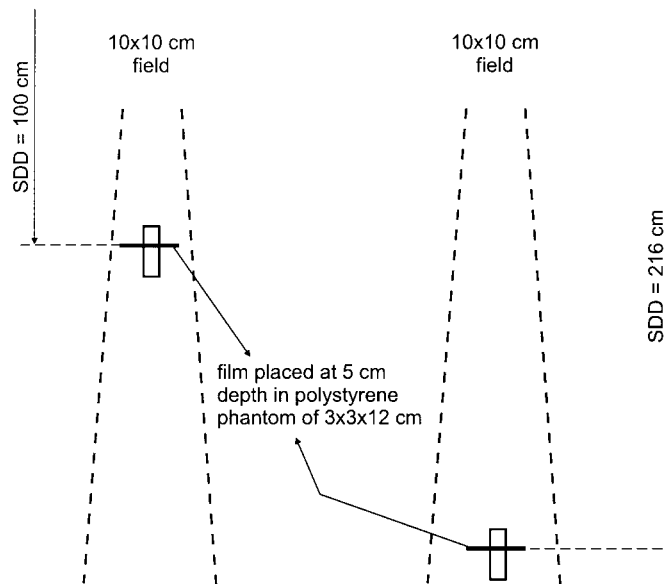
$$D = (a(\text{OD})^3 + b(\text{OD})^2 + c(\text{OD}) + d) \frac{1}{S_{\text{FS}}}$$

where the parameters  $a$ ,  $b$ ,  $c$  and  $d$  are independent of field size, but dependent on film batch and developing process, and where  $S_{\text{FS}}$  is the sensitivity for the field size considered relative to that for a  $10 \times 10$  cm field.

### 2.2. Dose rate dependence and effect of fractionation

To assess the effect of dose rate on the response of the KODAK X-Omat V films, a series of films was irradiated using dose rates varying between 5 and  $373 \text{ cGy min}^{-1}$ , changing both the SDD (100 and 216 cm) and the number of MUs delivered by the accelerator per minute (25, 100 and  $400 \text{ MU min}^{-1}$ ). As demonstrated in figure 1, a small polystyrene phantom of  $3 \times 3 \times 12$  cm (length  $\times$  width  $\times$  height) was used to keep the relative amount of phantom scatter small and constant irrespective of SDD. In this way the sensitivity of the film was not affected by changes in the photon energy spectrum when varying the SDD. The film was always positioned at a depth of 5 cm and a  $10 \times 10$  cm field was set. The beam quality was 6 MV. For the films placed in the isocentric plane, 30 MU were delivered, corresponding to a dose of 28.0 cGy. The number of MUs to be delivered for an SDD of 216 cm to obtain the same dose (i.e. 142.8 MU), was calculated from relative doses obtained with a PinPoint ion chamber (PTW, Freiburg, Germany, type 31006) in a polystyrene phantom of the same dimensions.





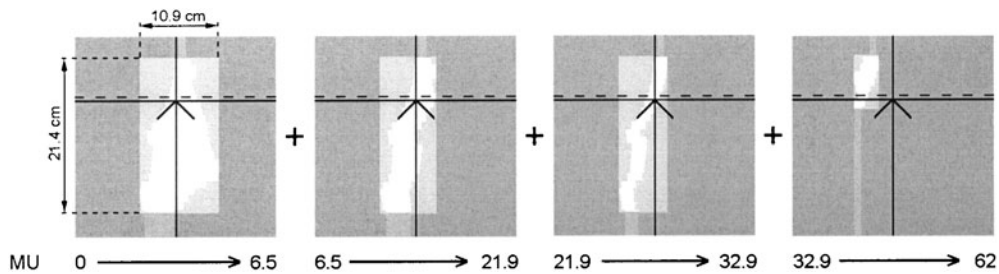
**Figure 1.** Polystyrene phantom used to assess the effect of dose rate. By keeping the phantom small, the relative amount of phantom scatter was small and independent of the SDD.

To assess the effect of dose fractionation, 30 cGy were delivered to a series of films in different ways:  $1 \times (30 \text{ cGy})$ ,  $2 \times (15 \text{ cGy})$ ,  $3 \times (10 \text{ cGy})$ ,  $4 \times (7.5 \text{ cGy})$ ,  $6 \times (5 \text{ cGy})$  and  $10 \times (3 \text{ cGy})$ . First, the fractions were delivered as separate beams. A 6 MV photon beam was selected and the films were placed in the isocentric plane at a depth of 5 cm. A  $10 \times 10 \text{ cm}$  field was set and a dose rate of  $400 \text{ MU min}^{-1}$  was selected. Our standard set of  $50 \times 33 \times 1 \text{ cm}$  polystyrene plates was used for this. The doses were checked using the  $0.125 \text{ cm}^3$  ion chamber. The experiment was repeated for one and ten fractions, on several days and for several film batches. The effect of subdividing into ten fractions was also investigated at 18 MV where a measuring depth of 10 cm was applied.

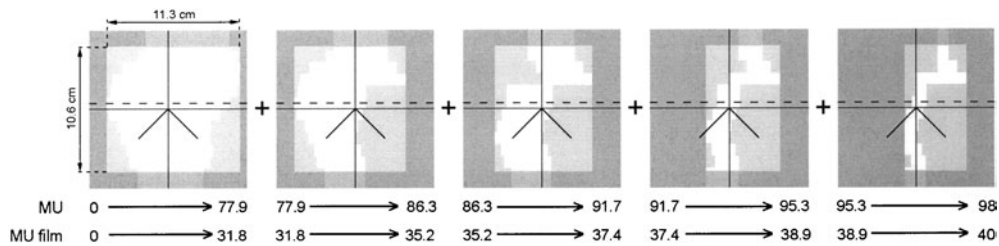
To investigate the importance of the time in between the fractions, we repeated the measurements at 6 MV using the step-and-shoot IM beam mode. One of the leaves situated outside of the field and under the orthogonal collimator (i.e. a leaf at a distance of 10 cm from the field edge) was moved between the beam segments over distances between 0 and 32.5 cm, in order to vary the time in between the beam segments from  $\sim 3$  to  $\sim 20 \text{ s}$ . Delivering the fractions as separate beams corresponded to a fractionation time of  $\sim 28 \text{ s}$ .

The experiment was partly repeated for other doses. Films were exposed at 6 MV to doses of 10, 30 and 60 cGy, in one and in ten fractions.

For all the above experiments reported in this section, three films were irradiated per configuration, and OD readings were averaged over the central  $31 \times 31$  pixels for all films. An unexposed film was always processed together with the actual data films in order to determine the fog level. Subsequently, this fog OD was subtracted from all actual OD data to obtain the net OD. In the last experiment, where films were irradiated to different doses (i.e. 10, 30 and 60 cGy), a series of additional films was exposed to doses between 0 and 70 cGy (i.e. 0, 5, 15, 20, 25, 35, 40, 45, 50, 55, 60 and 70 cGy), to obtain a complete OD-to-dose conversion curve.



**Figure 2.** Segment sequence for the studied 6 MV IM beam of a treatment of a relapse of a thyroid carcinoma. The dashed line indicates the position where the profiles of figure 9 were measured. (Modified from figure 5 in Martens *et al* 2001.)

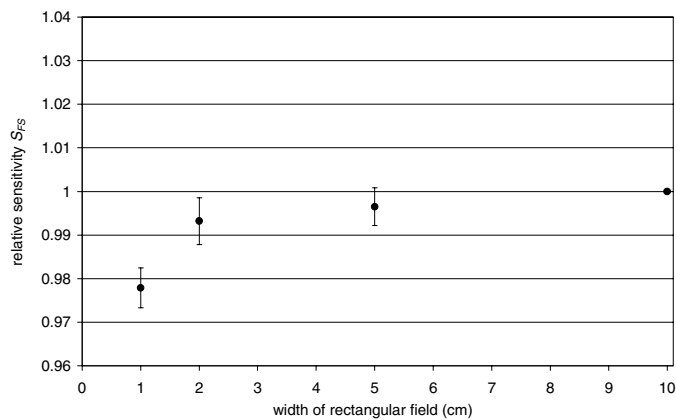


**Figure 3.** Segment sequence for the studied 18 MV IM beam of treatment of a prostate carcinoma. The dashed line indicates the position where the profiles of figure 10 were measured. (Modified from figure 4 in Martens *et al* 2001.)

To ascertain that fractionating the dose at one position has no effect at other positions where only one fraction contributes to the primary dose, six films were irradiated with two  $10 \times 10$  cm fields with, respectively, an offset of 5.5 cm and  $-5.5$  cm. The distance between the fields is thus 1 cm. In three of the films the right  $10 \times 10$  cm field was delivered in ten fractions. For all the films, net OD distributions were considered under one of the central leaf pairs, namely leaf pair 20.

### 2.3. Profile measurements for IM beams

The suitability of radiographic film for the dosimetric evaluation of IM beams was assessed at 6 and 18 MV. The same IM beams were selected as those used formerly for the investigation of the characteristics of the LA48 linear array (PTW, Freiburg) (Martens *et al* 2001). First, a 6 MV beam contributing to the IMRT treatment of a relapse of a thyroid carcinoma in the mediastinum was studied. The plan was obtained using an anatomy-based segmentation (De Neve *et al* 1996) and was intended to give no primary dose to the spinal cord. Figure 2 shows the segment sequence of this IM beam. Secondly, one of the 18 MV beams of a prostate IMRT treatment was assessed. The segment sequence of this IM beam is given in figure 3. Note that for the measurements only 40 MU were delivered instead of the original 98 MU. The films were positioned at a depth of 5 or 10 cm for the 6 and 18 MV IM beams respectively. For both cases, profiles were considered under leaf pair 20. This is at the position of the dashed line in figures 2 and 3. For each IM beam, the results of three films were averaged, and within each film three profiles were averaged. For both experiments, an OD-to-dose conversion curve was obtained by exposing a series of films to doses between 0 and 70 cGy in steps of 2 cGy, for the same beam quality and measuring depth.



**Figure 4.** The effect of field size on the response of radiographic film at 6 MV, for a series of rectangular fields with a length of 10 cm and a varying width. The data are normalized at the response for a  $10 \times 10$  cm field. The error bars give the standard deviation of the mean.

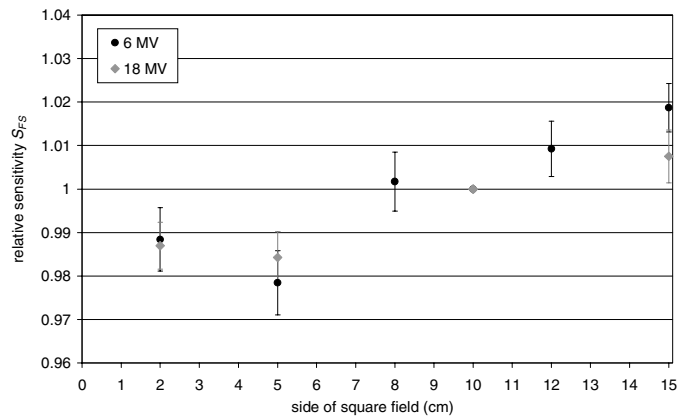
The film results were compared with profiles obtained using a diamond detector (PTW, Freiburg, type 60003) in the MP3 automatic water phantom. The detector was positioned with its axis parallel to the scan direction to obtain the highest possible spatial resolution. For the diamond detector, the profiles and the dose output in a specific profile point were determined for each of the beam segments separately, whereafter the weighted sum was taken. A correction for dose rate dependence of the diamond detector was applied (Hoban *et al* 1994, Laub *et al* 1997).

### 3. Results and discussion

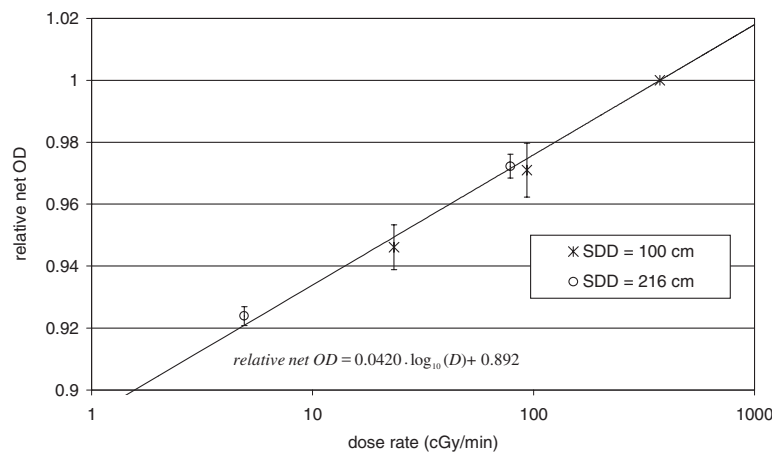
#### 3.1. Film sensitivity dependence on field size

Figure 4 represents the effect of field size on the response of the radiographic film at 6 MV, for a series of rectangular fields (field sizes between  $10 \times 1$  cm and  $10 \times 10$  cm). In figure 5, the field size dependence of the response is given for a series of square fields (field sizes between  $2 \times 2$  cm and  $15 \times 15$  cm) for 6 and 18 MV photon beams. Both figures contain data that are normalized at the response for a  $10 \times 10$  cm field. Figures 4 and 5 show that, for small and medium field sizes, a consistent response is present. For both beam qualities, the response slightly increases with field size, but the deviations from the sensitivity for a  $10 \times 10$  cm field remain within 3%.

A number of other research groups also assessed the influence of field size on the response of radiographic films oriented perpendicularly to the beam axis. A survey of the results reveals important discrepancies at large field sizes. However, when restricting the comparison to small and medium (up to  $15 \times 15$  cm) field sizes, discrepancies are smaller. Burch *et al* (1997) found little change in sensitivity for field sizes smaller than  $10 \times 10$  cm, and for a  $15 \times 15$  cm field they found an  $\sim 3\%$  higher response than for  $6 \times 6$  cm. Sykes *et al* (1999) did not observe any increase in film sensitivity when increasing the field size from  $6 \times 6$  cm to  $25 \times 25$  cm, for identical irradiation conditions and the nominally similar 4 MV beam quality. Danciu *et al* (2001) assessed the response for field sizes between  $10 \times 10$  cm and  $20 \times 20$  cm at a depth of maximum dose build-up ( $d_{max}$ ) for a 6 MV photon beam, and found that the OD changed by less than 1%. Also, for stereotactic fields, response changes with a field size are



**Figure 5.** The effect of field size on the response of radiographic film at 6 and 18 MV, for a series of square fields. The data are normalized at the response for a  $10 \times 10$  cm field. The error bars give the standard deviation of the mean.

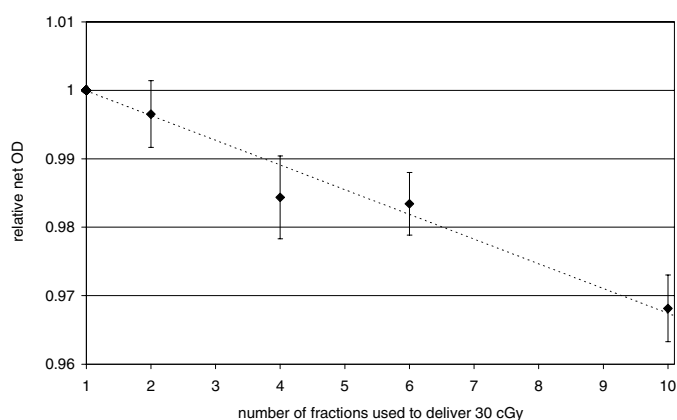


**Figure 6.** The effect of dose rate on the net OD for films from batch A. The data are normalized at the net OD for the highest dose rate. The beam quality was 6 MV. The error bars give the standard deviation of the mean.

small at  $d_{\max}$  (Zhu *et al* 2000). When summarizing all these results, it can be concluded that, in line with our experiences, for field sizes up to  $15 \times 15$  cm, the response of radiographic film is always within 3% of that at  $10 \times 10$  cm, for measuring depths of  $d_{\max}$  and 5 cm at 4 and 6 MV and for measuring depths of  $d_{\max}$ , 5 cm and 10 cm at 18 MV.

### 3.2. Dose rate dependence and effect of fractionation

In figure 6, the effect of dose rate on the net OD is given for films from a specific batch (referred to as batch A in further discussion), with the results normalized at the highest dose rate. The figure contains data for 400, 100 and 25  $\text{MU min}^{-1}$  and for two different SDDs. Although the number of pulses per unit of time is changed in the former case, while in the latter case the dose per pulse is changed; both have the same effect on the response of radiographic



**Figure 7.** The relative net OD as a function of the number of fractions used to deliver a total of 30 cGy, for fractions delivered as separate beams implying a time of  $\sim 28$  s in between the fractions. The results are normalized to the net OD for the case of only one fraction. The beam quality was 6 MV and the dose rate was  $400 \text{ MU min}^{-1}$ . The error bars give the standard deviation of the mean.

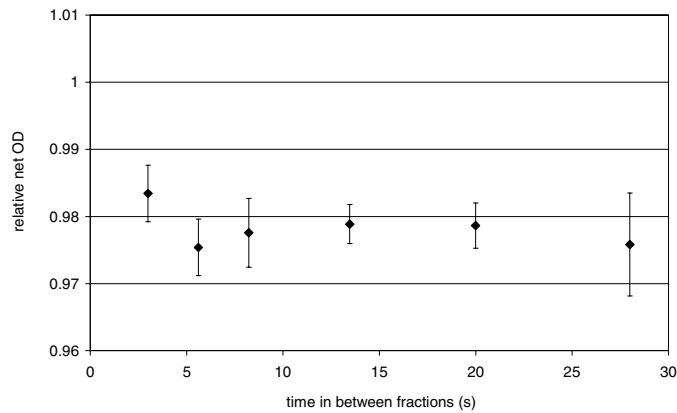
film. The net OD decreased considerably with decreasing dose rate, and the relationship can be described by the logarithmic function

$$\text{relative net OD} = 0.0420 \log_{10}(D) + 0.892$$

with  $D$  the dose rate in  $\text{cGy min}^{-1}$ . Consequently, the photochemical reactions in the film do not depend only on the product of intensity and time of exposure, but also on the two factors separately. This is called failure of reciprocity and is known to be important for visible light (Hamilton 1966a), where several quanta of light are required to make a grain developable, and the fading of the metastable sub-image centres occurs. For photon and electron beams, grains are normally rendered developable by the energy transferred during a single electron hit. However, the highest energy secondary electrons produced in the phantom by megavoltage photon beams have a very low linear energy transfer coefficient at the beginning of their paths (Hamilton 1966b) that results, for some emulsions, in failure of the single hit theory, and thus in failure of the reciprocity law. This is obviously the case for the KODAK X-Omat V films.

Figure 7 gives the relative net OD as a function of the number of fractions used to deliver a total of 30 cGy at 6 MV and  $400 \text{ MU min}^{-1}$ . The results were normalized to the net OD for the case with only one fraction. The fractions were delivered as separate beams implying a time of  $\sim 28$  s in between the fractions. The figure shows that subdividing the dose into fractions reduced the net OD (e.g. subdividing the dose into ten fractions reduced the net OD by 3.2%), and the reduction was proportional to the number of fractions. This failure of photographic material to integrate correctly an interrupted exposure is known as intermittency effect (Hamilton 1966a) and is also related to failure of the single hit theory. The energy transfer of the secondary electrons with the highest energy is at the beginning of their paths, too low to make a grain developable, and as the affected grains are not stable fading occurs and this will be more important for an interrupted irradiation.

Table 1 gives the net OD for  $10 \times (3 \text{ cGy})$  relative to the net OD for  $1 \times (30 \text{ cGy})$ , as measured repeatedly on different days and for three different film batches. The table further contains the beam quality and the OD for  $1 \times (30 \text{ cGy})$ , characterizing the momentary performance of the developer. Subdividing the exposure in ten fractions reduced the net OD



**Figure 8.** The net OD for  $10 \times (3 \text{ cGy})$  relative to the net OD for  $1 \times (30 \text{ cGy})$ , as a function of time in between the fractions. The beam quality was 6 MV and the dose rate was  $400 \text{ MU min}^{-1}$ . The error bars give the standard deviation of the mean.

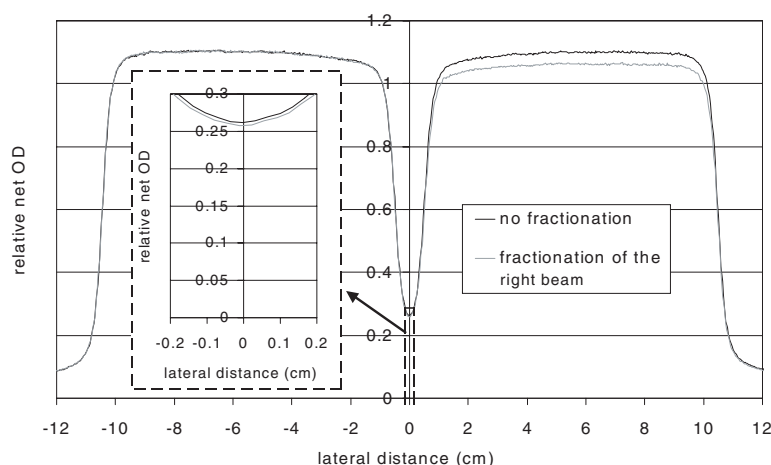
**Table 1.** The net OD for  $10 \times (3 \text{ cGy})$  relative to the net OD for  $1 \times (30 \text{ cGy})$ , as measured repeatedly on different days and for three different film batches. The dose rate was  $400 \text{ MU min}^{-1}$ . The OD for  $1 \times (30 \text{ cGy})$  characterizes the momentary aggressiveness of the developer.

Date	OD for $1 \times (30 \text{ cGy})$	Film batch	Beam quality	Relative net OD for $10 \times (3 \text{ cGy})$
24 Sept 2001	1.25	229 004 02 C	6 MV	$0.955 \pm 0.005$
15 Oct 2001	1.72	303 073 03 B	6 MV	$0.979 \pm 0.007$
15 Oct 2001	1.82	303 073 03 B	18 MV	$0.974 \pm 0.014$
25 Oct 2001	1.36	303 073 03 B	6 MV	$0.969 \pm 0.002$
31 Oct 2001	1.25	303 073 03 B	6 MV	$0.971 \pm 0.006$
6 Nov 2001	1.22	303 073 03 B	6 MV	$0.976 \pm 0.013$
12 Nov 2001	1.14	304 071 02 A	6 MV	$0.971 \pm 0.006$
14 Nov 2001	1.28	304 071 02 A	6 MV	$0.968 \pm 0.008$
12 Dec 2001	1.23	304 071 02 A	6 MV	$0.973 \pm 0.011$

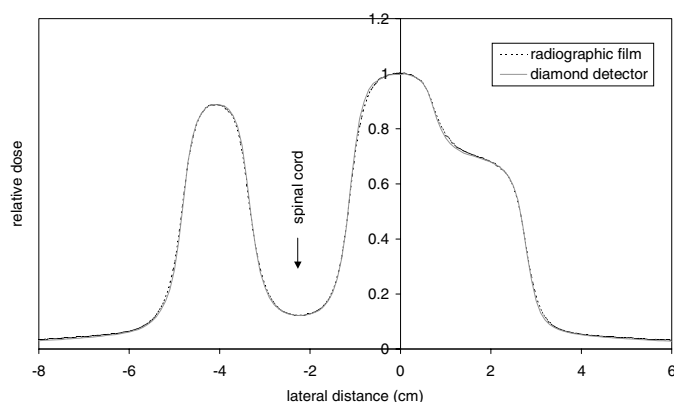
by between 2.1 and 4.5%. The effect was larger for films from the batch referred to as film batch C than for the two other batches. Important day-to-day fluctuations of the OD for  $1 \times (30 \text{ cGy})$  were found, with the largest OD data obtained shortly after a change of the developer solution, which took place at 14 October 2001. However, these fluctuations had no significant effect on the OD reduction when fractionating the dose. Note that the beam quality also had no significant effect.

Figure 8 represents the net OD for  $10 \times (3 \text{ cGy})$  relative to the net OD for  $1 \times (30 \text{ cGy})$ , as a function of time in between the fractions, for a beam quality of 6 MV and a dose rate of  $400 \text{ MU min}^{-1}$ . The figure shows that there is no significant effect of the time in between the fractions, when considering the range of time intervals that can occur in between the segments of a step-and-shoot beam for an Elekta accelerator. Note that for shorter time intervals this is not necessarily true.

Measurements performed at other doses showed that the intermittency effect was not significantly affected by the dose level. Subdividing the dose in ten fractions reduced the net OD by  $3.0 \pm 0.5\%$ ,  $2.7 \pm 1.1\%$  and  $1.8 \pm 0.6\%$  respectively for 10, 30 and 60 cGy. And when converting OD to dose we obtained reductions in dose reading of  $3.0 \pm 0.5\%$ ,  $3.2 \pm 1.3\%$ , and  $2.6 \pm 0.8\%$  respectively.



**Figure 9.** The effect on net OD by fractionating one of the two  $10 \times 10$  cm beams delivered to a film, namely the right beam. Note that the centre-to-centre distance of the fields is 11 cm. For both beams, a total of 30 MU was delivered. The beam quality was 6 MV and the dose rate was  $400 \text{ MU min}^{-1}$ .

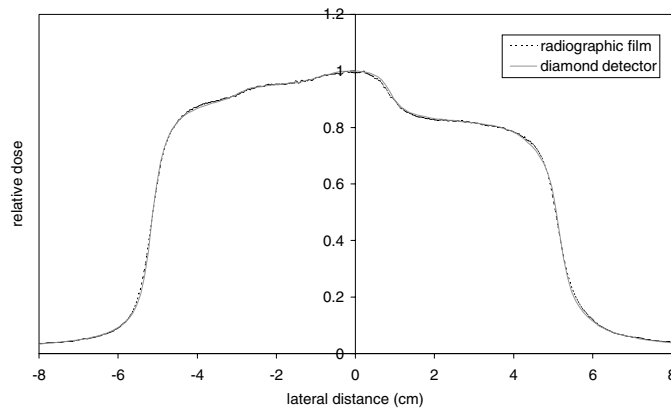


**Figure 10.** Dose profiles under leaf pair 20 for the 6 MV IM beam of figure 1.

Figure 9 represents the effect on net OD when fractionating one of the two beams delivered to a film. The figure shows that fractionating the right beam has no effect on the left one. The relative reduction of the net OD in the low dose region between the beams is logically about half of that in the right field.

### 3.3. Profile measurements for IM beams

Figure 10 compares profiles obtained with radiographic film and diamond detector for the 6 MV IM beam of figure 2. For points within the field edges, maximum three beam segments have an important contribution to the dose. In the spinal cord, four beam segments contribute to the low dose. This implies that, although the results were obtained from films of the worst batch (batch C), deviations due to fractionating the dose are a maximum of 1.5%. The effect



**Figure 11.** Dose profiles under leaf pair 20 for the 18 MV IM beam of figure 2.

of dose rate was estimated as:

$$S_D = 1 - (1 - (0.0420 \log_{10}(\dot{D}) + 0.892)) \cdot C \cdot B$$

with  $\dot{D}$  the dose rate (in  $\text{cGy min}^{-1}$ ) and  $S_D$  the sensitivity for the dose rate considered relative to the sensitivity for  $373 \text{ cGy min}^{-1}$ .  $C$  is a factor that accounts for the sub-linear response and that converts OD deviations to deviations in dose reading for the dose of 30 cGy. Changes in the OD-to-dose conversion curve cause only minor changes of  $C$ , therefore  $C$  is kept constant at 1.19. The factor  $B$  corrects for batch-to-batch differences and is 1 for batch A. This factor  $B$  can be calculated from table 1 and for the batch used here (batch C) we obtained a value of 1.54. The above formula was used to obtain the effect of dose rate on the response in the spinal cord and at the dose maximum of figure 10.  $S_D$  was calculated at both positions for all beam segments using the diamond detector measured dose rates, and the average  $S_D$  was calculated taking into account the relative contribution of the beam segments. We obtained values of 0.919 and 1.002 in the spinal cord and in the dose maximum respectively, resulting in a relative response reduction of  $\sim 8.3\%$  in the spinal cord.

The dimensions mentioned in figure 2, clearly demonstrate that the equivalent area of all beam segments is smaller than  $15 \times 15 \text{ cm}$ , implying in-field energy dependences lower than 3%. Also, in the spinal cord the film measurements correspond very well with the diamond detector data. But, having a dose rate-related under-response of  $\sim 8.3\%$ , there must be an equal but opposite effect that is presumably related to the photon energy spectrum. As discussed in the Introduction, in regions beyond the field segment edges the contribution from primary photons is small and the relative contribution from low-energy photons scattered from inside the high dose regions is important, and results in a higher response. Also, for the low-dose tails outside the fields, these two opposite effects are present. However, note that for films from batch B the relative response reduction in the spinal cord would be only  $\sim 4.8\%$  while the energy dependence of the response would remain  $\sim 8.3\%$  at that location. This would result in a deviation in dose reading of  $\sim 2.7\%$ .

In figure 11, the detectors are compared for one of the 18 MV IM beams of a prostate treatment. For points within the field edges, a maximum of five beam segments, have an important contribution to the dose. As the profiles were again obtained from films of batch C, the effects due to fractionating the dose are less than 2%. The dimensions mentioned in figure 3, demonstrate that the equivalent area of all beam segments is again smaller than  $15 \times 15 \text{ cm}$ , implying in-field energy dependences lower than 3%.



#### 4. Conclusions

The response of radiographic film increases with field size, but for equivalent field sizes up to  $15 \times 15$  cm the deviations remain within 3% irrespective of the film batch, for measurements with the films in a plane at a reference depth of 5 or 10 cm respectively for 6 and 18 MV. The response of the Kodak X-Omat V films decreases with decreasing dose rate, and the extent of this effect differs from batch to batch. For clinical IM beams the effect can amount to about 9% at the location of shielded organs at risk. The films are also not able to integrate an interrupted exposure correctly. However, if a maximum of five beam segments have an important contribution to the dose at a certain point, the deviations due to this effect are within 2%. The relatively high contribution of low-energy photons to the dose in shielded organs at risk makes radiographic film over-respond at these locations. However, this over-response is counteracted by the decrease in response due to the low dose rate at these positions, and both effects are of the same order of magnitude.

In conclusion, radiographic film is a suitable detector for characterizing IM beams in a plane at a reference depth. For the two studied IM beams the measurements were within 1% of the diamond detector measurements, in the high dose regions, when the results of the three films were averaged. In shielded organs at risk, the deviations can amount to about 3%, depending on the film batch.

#### Acknowledgments

The work was supported by the Belgische Federatie tegen Kanker, GOA grant 12050401 of Ghent University and grant G0039.97 of the Fund for Scientific Research, Flanders (Belgium) (FWO).

#### References

- Burch S E, Kearfott K J, Trueblood J H, Sheils W C, Yeo J I and Wang C K C 1997 A new approach to film dosimetry for high energy photon beams: lateral scatter filtering *Med. Phys.* **24** 775–83
- Chui C-S, LoSasso T and Spirou S 1994 Dose calculation for photon beams with intensity modulation generated by dynamic jaw or multileaf collimations *Med. Phys.* **21** 1237–44
- Danciu C, Proimos B S, Rosenwald J-C and Mijnheer B J 2001 Variation of sensitometric curves of radiographic films in high energy photon beams *Med. Phys.* **28** 966–74
- De Neve W, De Wagter C, De Jaeger K, Thienpont M, Colle C, Derycke S and Schelfhout J 1996 Planning and delivering high doses to targets surrounding the spinal cord at the lower neck and upper mediastinal levels: static beam-segmentation technique executed with a multileaf collimator *Radiother. Oncol.* **40** 271–9
- Essers M, de Langen M, Dirkx M L P and Heijmen B J M 2001 Commissioning of a commercially available system for intensity-modulated radiotherapy dose delivery with dynamic multileaf collimation *Radiother. Oncol.* **60** 215–24
- Galvin J M, Smith A R and Lally B 1993 Characterization of a multileaf collimator system *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **25** 181–92
- Hamilton J F 1966a Reciprocity, intermittency, and low-temperature exposure effects *The Theory of the Photographic Process* ed T H James (New York: Macmillan) pp 132–48
- Hamilton J F 1966b Photographic effects on electron beams, x-rays, and gamma rays *The Theory of the Photographic Process* ed T H James (New York: Macmillan) pp 132–48
- Hoban P W, Heydarian M, Beckham W A and Beddoe A H 1994 Dose rate dependence of a PTW diamond detector in the dosimetry of a 6 MV photon beam *Phys. Med. Biol.* **39** 1219–29
- Laub W U, Kaulich T W and Nüsslin F 1997 Energy and dose rate dependence of a diamond detector in the dosimetry of 4–25 MV photon beams *Med. Phys.* **24** 535–6
- Mersseman B and De Wagter C 1998 Characteristics of a commercially available film digitiser and their significance for film dosimetry *Phys. Med. Biol.* **43** 1803–12

- Mobit P N and Sandison G A 1999 A Monte Carlo comparison of the response of the PTW-diamond and the TL-diamond detectors in megavoltage photon beams *Med. Phys.* **26** 2503–7
- Muench P J, Meigooni A S, Nath R and McLaughlin W L 1991 Photon energy dependence of the sensitivity of radiochromic film and comparison with silver halide film and LiF TLDs used for brachytherapy dosimetry *Med. Phys.* **18** 769–75
- Papatheodorou S, Rosenwald J-C, Zefkili S, Murillo M-C, Drouard J and Gaboriaud G 2000 Dose calculation and verification of intensity modulation generated by dynamic multileaf collimators *Med. Phys.* **27** 960–71
- Sykes J R, James H V and Williams P C 1999 How much does film sensitivity increase at depth for larger field sizes? *Med. Phys.* **26** 329–30
- Wang X, Spirou S, LoSasso T, Stein J, Chui C-S and Mohan R 1996 Dosimetric verification of intensity-modulated fields *Med. Phys.* **23** 317–27
- Williamson J F, Khan F M and Sharma S C 1981 Film dosimetry of megavoltage photon beams: a practical method of isodensity-to-isodose curve conversion *Med. Phys.* **8** 94–8
- Zhu X R, Allen J J, Shi J and Simon W E 2000 Total scatter factors and tissue maximum ratios for small radiosurgery fields: comparison of diode detectors, a parallel-plate ion chamber, and radiographic film *Med. Phys.* **27** 472–7

## NOTE

## Improved delivery efficiency for step and shoot intensity modulated radiotherapy using a fast-tuning magnetron

G J Budgell<sup>1</sup>, C Martens<sup>2</sup> and F Claus<sup>2</sup>

<sup>1</sup>North Western Medical Physics, Christie Hospital NHS Trust, Manchester, M20 4BX, UK

<sup>2</sup>Division of Radiotherapy, Ghent University Hospital, De Pintelaan 185, B-9000 Gent, Belgium

E-mail: Geoff.Budgell@physics.cr.man.ac.uk

Received 17 May 2001, in final form 17 August 2001

Published 17 October 2001

Online at [stacks.iop.org/PMB/46/N253](http://stacks.iop.org/PMB/46/N253)

### Abstract

The delivery efficiency of step and shoot intensity modulated radiotherapy (IMRT) has been improved by the installation of fast-tuning magnetrons into three travelling wave linear accelerators. The IMRT delivery efficiency and the beam start-up performance have been compared before and after installation. Start-up and inter sub-field times were reduced by an average of 3.0 s. A typical start-up time from depression of the start button to beam on is now around 4 s. Delivery efficiency for a variety of clinical and quality control prescriptions was improved by an average of 30.7% (range 7.4–60.9%), depending on a complex combination of the number of sub-fields, distance moved by leaves and dose rate. For the oldest accelerator (7 years old), dosimetric accuracy was significantly improved for low dose sub-fields. The dose output was within 2% for a 1 monitor unit (MU) sub-field and 1% for a 2 MU sub-field. The two newer accelerators displayed similar or better dose characteristics even before fast-tuning magnetron installation. Beam symmetries and flatnesses were acceptable at all energies and dose rates, and showed no obvious degradation in low dose sub-fields. It is recommended that fast-tuning magnetrons are adopted for accelerators of this design performing step and shoot IMRT.

### 1. Introduction

Intensity modulated radiotherapy (IMRT) using conventional multileaf collimator (MLC) technology is being clinically implemented in an increasing number of hospitals. The most widely available method of delivery is the step and shoot technique, in which the intensity modulated beam (IMB) is delivered via a series of sub-fields, the leaves moving only while the beam is off. The main requirement for this technique is a rapid beam switch-on and stabilization between successive IMRT sub-fields. In particular, the inter sub-field time has

been identified as the major limitation on step and shoot IMB delivery efficiency. Xia and Verhey (1998) reported a 15 s radiation pause between sub-fields leading to 18–20 min of treatment time (excluding patient set-up) for a total of 79 sub-fields. Keller-Reichenbecher *et al* (1999), assuming an average time per sub-field of 20 s (including beam-on time, machine movements and machine verification), suggested a limit of 50 sub-fields shared between all the beams used in order to confine treatments to a time slot of 15–25 min. Grosser (2000) reported times for complex treatments of up to 50 min.

The purpose of this note is to report significant reduction in IMRT inter sub-field times with the installation of a fast-tuning magnetron (FasTraQ magnetron) into standard travelling wave linear accelerators (Elekta Oncology Systems, Crawley, UK) equipped with diode electron guns. Accelerators of this design use magnetrons for generation of microwaves. Standard magnetrons utilise a mechanically driven plunger in order to tune the magnetron cavity to the optimum frequency. In the fast-tuning magnetron, the plunger position is controlled using an electromagnetic solenoid, yielding a near-instantaneous tuning of the magnetron when the beam is switched on. This gives a significant reduction in beam switch-on time, the magnitude of which has been investigated and is reported here. Other beam start-up characteristics have also been measured and are reported.

## 2. Methods

Fast-tuning magnetrons were installed into three Elekta linear travelling wave accelerators (in Manchester, UK and Gent, Belgium) by the manufacturer for beta testing. The Gent accelerator is a dual energy SLiplus with 6 and 18 MV photon energies (SLi). The first Manchester accelerator is a dual energy SL15 with 6 and 8 MV photon energies (SL15). Measurements were also made in Manchester on a brand new dual energy Precise accelerator with 6 and 8 MV photon energies (Precise). On this machine the fast-tuning magnetron was installed between acceptance and commissioning, allowing only a limited set of measurements to be made. Accelerator performance was measured before and after installation in terms of the beam start-up times and beam stabilisation and then the results were compared. Standard quality control (QC) checks were also performed before the accelerators were returned to clinical use to ensure that the installation had not adversely affected the beam energy and profiles. No significant changes were noted.

### 2.1. Beam start-up time

Beam start-up time was evaluated using a stopwatch to measure the time from pressing the start button to the audible beam-on signal. A variety of measurements were made for different photon energies and dose rates (nominally 600, 400 or 100 MU min<sup>-1</sup>). On the SL15 these measurements were made in service mode, since IMRT software was available only in this mode on this machine. In addition, on the SL15 and Precise accelerators, restart times were measured from an interrupt state (the accelerator state after the interrupt button has been pressed during delivery) and from the inter sub-field state (i.e. the ‘step’ phase) of a step and shoot prescription. Since the inter sub-field time comprises a component for leaf motion and a component for beam start-up, this start-up time was measured for a step and shoot prescription in which the leaves remained static. This measurement thus corresponds to the time in a normal prescription from leaves reaching their correct positions during the ‘step’ phase to the time when the beam is on.

## 2.2. Prescription delivery efficiency

The times for a series of differing clinical and QC step and shoot prescriptions were measured. A compensating bladder intensity map was converted to a series of prescriptions specified with different numbers of sub-fields using a sliding window leaf sequencing algorithm. A breast compensator IMB was converted in the same way. An inverse planned prostate case was converted to leaf settings using two further different leaf sequencers, resulting in 8, 20 and 50 sub-fields, respectively. The QC prescription consisted of a series of eight 4 cm wide fields, matched together to yield a uniform intensity over the whole field. Prescriptions were delivered on the SL15 at 6 MV, using a research release (running in service mode only) of the Elekta IMRT software forced to run in step and shoot mode. The maximum nominal dose rate of 400 MU min<sup>-1</sup> was used where possible. For very low dose sub-fields this caused dose rate terminations. In such cases, a nominal dose rate of 100 MU min<sup>-1</sup> was used instead.

## 2.3. Beam stability

Dose per MU versus field MU size was measured using an ionisation chamber in a 10 × 10 cm field at a depth of 5 cm (6 and 8 MV) or 10 cm (18 MV) in a hardboard (SL15 and Precise) or water (SLi) phantom. All measurements were repeated at least twice and normalized to 1.0 at 100 MU. For low doses, multiple small MU fields were integrated to ensure a reading precision of at least 1% on the electrometer used. Measurements were made at all available photon energies, for nominal dose rates of 400 and 100 MU min<sup>-1</sup>. Results for the SL15 have been reported previously (SL15\_b in Hansen *et al* (1998)), but start-up performance has subsequently been improved by an upgrade of the flight tube and gun steering system (Buchgeister and Nüsslin 1999).

Beam symmetry and flatness versus field MU size was measured using two different methods. On the SLi, an LA48 liquid filled ionization chamber array (PTW-Freiburg, Freiburg, Germany) was used to measure 20 × 20 cm field profiles for fields of 1, 5 and 50 MU. Profiles were measured in a home-made polystyrene phantom at 5 cm and 10 cm depths for the 6 and 18 MV beams respectively. On the SL15, ionization chamber measurements were made at 5 cm deep in a hardboard phantom, at 4 points each 10 cm from the central axis along the gun-target (GT) and orthogonal (AB) axes in a fully open beam. Measurements were made over a range of 2–100 MU.

## 3. Results

### 3.1. Beam start-up time

Measurements of beam start-up time are given in table 1. The differences in start-up time between normal and interrupt states occur because these times include software checks which will vary in length according to machine state. Therefore, the effect of the fast-tuning magnetron can best be measured by looking at the reduction in start-up times. Average reduction in normal start-up time was 3.6 s (range 1.8–4.9 s) and from interrupt was 2.6 s (range 1.9–4.3 s). The inter sub-field time for a step and shoot prescription with stationary leaves was measured to be 2.2 s at 6 MV and 1.7 s at 8 MV at 400 MU min<sup>-1</sup> on the SL15 after installation of the fast-tuning magnetron. These figures represent the minimum possible inter sub-field time.

**Table 1.** Beam start-up times before and after installation of the fast-tuning magnetron. Start-up times were measured from depression of the start button to audible signal. Normal indicates a normal starting state, interrupt indicates starting from an interrupted accelerator state.

Machine	Mode	Energy (MV)	Nominal dose rate (MU min <sup>-1</sup> )	Normal start-up time (s)		Start-up time from interrupt (s)	
				Before	After	Before	After
SL15	Service	6	400	8.1	5.1	6.8	4.3
SL15	Service	6	100	8.8	4.4	6.8	3.6
SL15	Service	8	400	7.9	5.0	6.2	4.1
SL15	Service	8	100	8.1	4.7	6.3	3.7
SLi	Clinical	6/18	400	8	4.0	–	–
Precise	Clinical	6	600	8.1	4.0	6.9	3.8
Precise	Clinical	6	400	8.0	3.6	5.3	3.4
Precise	Clinical	6	100	7.3	4.2	6.1	3.4
Precise	Clinical	8	600	8.3	3.4	7.6	3.3
Precise	Clinical	8	400	6.4	3.7	5.5	3.3
Precise	Clinical	8	100	6.1	4.3	5.1	3.6

**Table 2.** Time to deliver a bladder prescription with varying number of sub-fields, before and after installation of the fast-tuning magnetron. Total monitor units delivered for each prescription was 177 MU.

Number of sub-fields	Dose rate (MU min <sup>-1</sup> )	Total time (s)		Time per sub-field (s)		Beam-off time per sub-field (s)	
		Before	After	Before	After	Before	After
5	470	56.6	52.4	11.3	10.5	6.8	6.0
8	470	86.4	65.4	10.8	8.2	8.0	5.4
16	470	129.9	88.5	8.1	5.5	6.7	4.1
30	120	205.3	188.7	6.8	6.3	3.9	3.3
40	120	262.2	211.1	6.6	5.3	4.3	3.1

### 3.2. Prescription delivery efficiency

Results of the times to deliver step and shoot prescriptions are given in tables 2–5. The results are given in three forms: the total time for each prescription, the time per sub-field (total time divided by number of sub-fields) and beam-off time per sub-field. The time per sub-field is the same parameter as that quoted by Keller-Reichenbecher (1999). The beam-off time per sub-field is equivalent to the average time between sub-fields including the time for leaves to move to their new positions as well as the beam start-up time. Hence, for increasing number of sub-fields this value decreases since the leaves travel shorter distances between sub-fields.

The average decrease in total time per prescription was 30.7% (range 7.4–60.9%). The beam-off time was reduced by an average of 38.9% (range 12.4–73.9%). The wide ranges demonstrate the complexity of the relationship between delivery efficiency, number of sub-fields, dose rate and start-up time.

Although it was not possible to perform these measurements on all three machines due to time limitations, it is fair to assume that similar efficiency improvements will be seen on the

**Table 3.** Time to deliver a breast prescription with varying number of sub-fields, before and after installation of the fast-tuning magnetron. Total monitor units delivered for each prescription was 148 MU, all were delivered at a 470 MU min<sup>-1</sup> dose rate.

Number of sub-fields	Times (s)		Time per sub-field (s)		Beam-off time per sub-field (s)	
	Before	After	Before	After	Before	After
4	48.7	39.8	12.2	10.0	7.5	5.2
6	61.3	42.3	10.2	7.1	7.1	3.9
12	92.9	59.4	7.7	5.0	6.2	3.4
18	132	79.1	7.3	4.4	6.3	3.3
25	166.5	101.5	6.7	4.1	5.9	3.3
30	192.3	120.1	6.4	4.0	5.8	3.4

**Table 4.** Time to deliver a prostate prescription with varying number of sub-fields, before and after installation of the fast-tuning magnetron.

Number of sub-fields	Dose rate (MU min <sup>-1</sup> )	MU	Total time (s)		Time per sub-field (s)		Beam-off time per sub-field (s)	
			Before	After	Before	After	Before	After
8	120	42	83.2	60.4	10.4	7.6	7.8	4.9
20	470	210	144.6	93.3	7.2	4.7	5.6	2.8
50	120	73	314.9	176.0	6.3	3.5	5.9	3.3

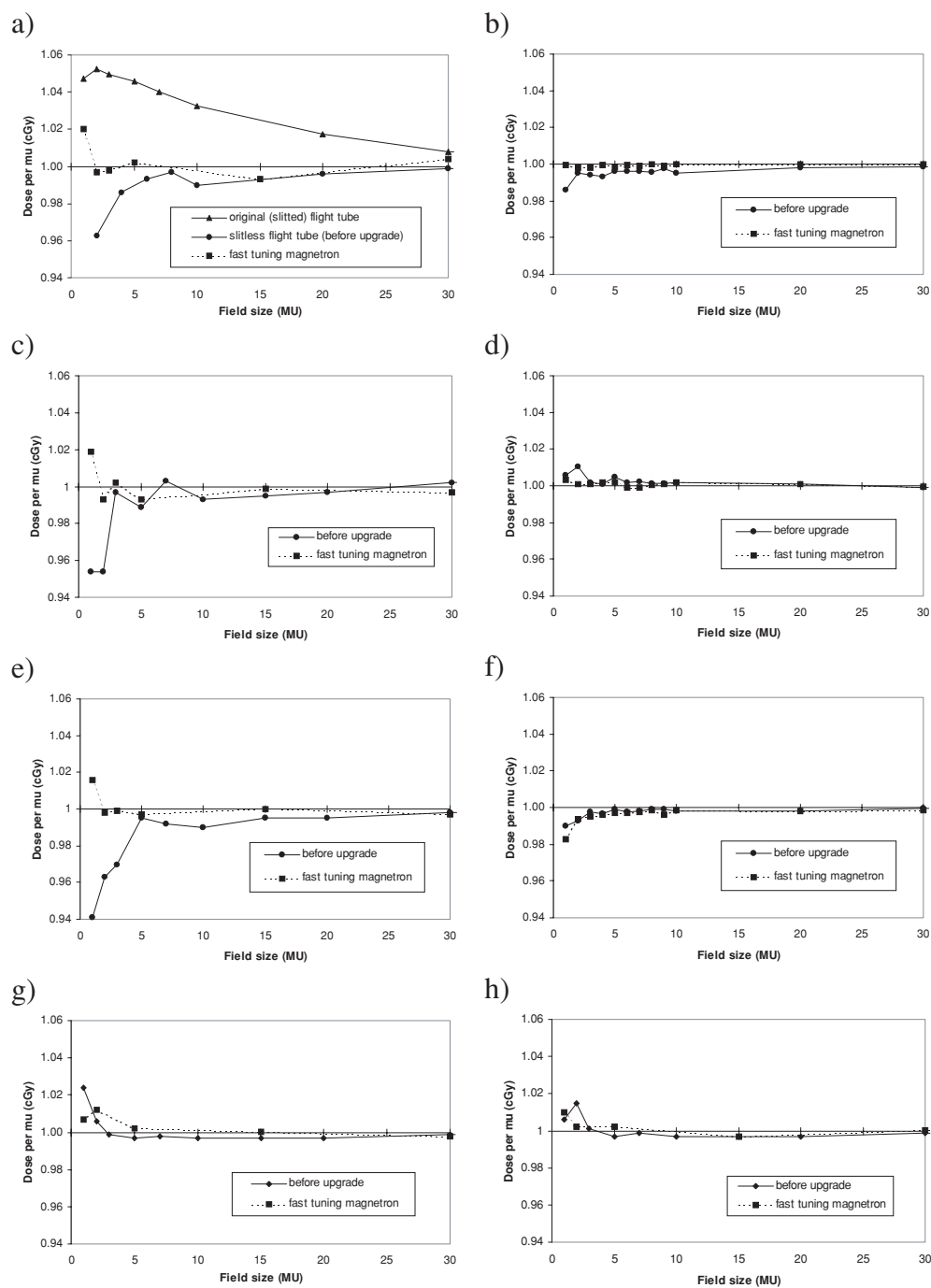
**Table 5.** Time to deliver a quality control prescription, before and after installation of the fast-tuning magnetron. Total monitor units delivered was 280 MU, delivered at a 470 MU min<sup>-1</sup> dose rate.

Number of sub-fields	Time (s)		Time per sub-field (s)		Beam-off time per sub-field (s)	
	Before	After	Before	After	Before	After
8	203.2	79.5	25.4	9.9	20.9	5.5

SLi and Precise accelerators, since very similar decreases in start-up times were measured on all three machines.

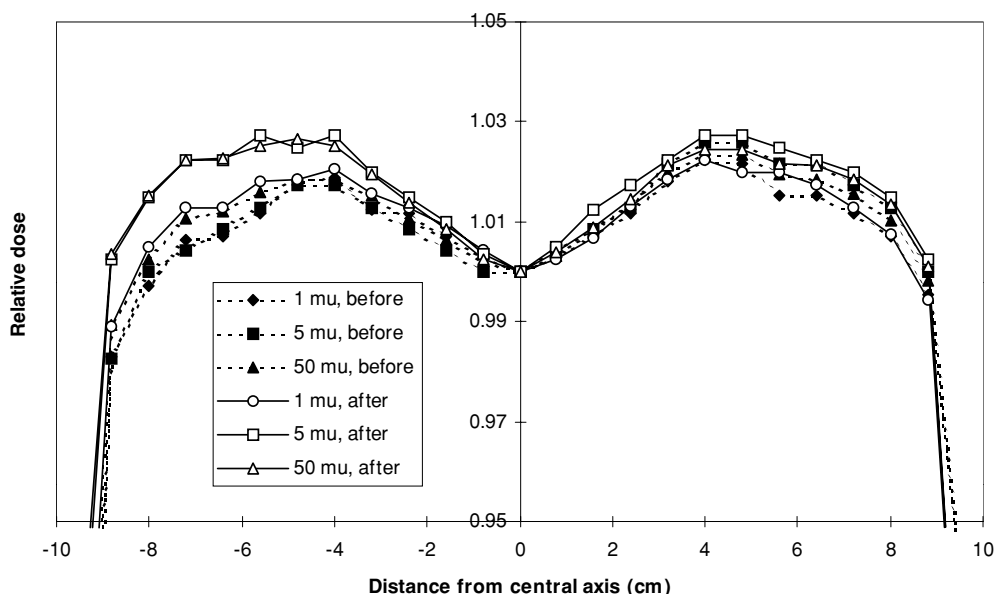
### 3.3. Beam stability

Results for dose per MU versus sub-field size are shown in figure 1. For the SL15 (figures 1(a), 1(c), 1(e)), the maximum error for a 1 MU field is now 2.0%, compared to 4–6% before installation. Errors are within 1% after 2 MU. Figure 1(a) includes data to show the improvement in start-up performance since the slitted flight tube (measurements reported by Hansen *et al* (1998)) was upgraded to a slitless flight tube (Buchgeister and Nüsslin 1998) and since the fast-tuning magnetron was installed. For the SLi, beam stability is similar before and after the fast-tuning magnetron upgrade (figures 1(b), 1(d), 1(f)). Errors were already within the 2% for 1 MU and 1% for 2 MU before the upgrade which made little difference at low dose rate (100 MU min<sup>-1</sup>). At the clinical dose rate (400 MU min<sup>-1</sup>) errors are less than 0.3% even for 1 MU fields. For the Precise accelerator (figures 1(g), 1(h)), the fast-tuning

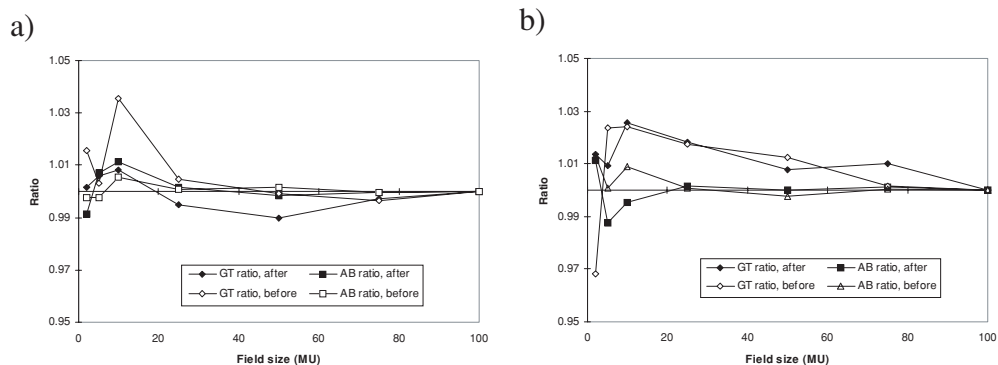


**Figure 1.** Dose per MU versus field MU size before and after upgrade from a conventional to a fast-tuning magnetron: (a) SL15, 6 MV, 400 MU min<sup>-1</sup> (figure 1(a) shows the result before the SL15 was upgraded from a slitted to a slitless waveguide); (b) SLi, 6 MV, 400 MU min<sup>-1</sup>; (c) SL15, 8 MV, 400 MU min<sup>-1</sup>; (d) SLi, 18 MV, 400 MU min<sup>-1</sup>; (e) SL15, 6 MV, 100 MU min<sup>-1</sup>; (f) SLi, 6 MV, 100 MU min<sup>-1</sup>; (g) Precise, 6 MV, 400 MU min<sup>-1</sup>; and (h) Precise, 8 MV, 400 MU min<sup>-1</sup>.





**Figure 2.** Example of beam profiles measured for a 20 × 20 cm field using an LA48 array. Measured at 6 MV and 400 MU min<sup>-1</sup> along the GT axis on the SLi accelerator.



**Figure 3.** Ratio of doses at 10 cm symmetrical points versus field MU size on the SL15 accelerator before and after the upgrade to a fast-tuning magnetron: (a) 6 MV, 400 MU min<sup>-1</sup> and (b) 8 MV, 400 MU min<sup>-1</sup>.

magnetron also had only a small effect on dose per MU. Again, dose errors are brought within 2% for 1 MU and 1% for 2 MU segments, even at a higher dose rate of 600 MU min<sup>-1</sup> (figure not shown).

Beam symmetry and flatness results are shown in figures 2 and 3. Figure 2 is an example result from the SLi measured with the LA48 array. For both energies, both GT and AB axes and at both 1 and 5 MU the SLi symmetries were always within 1.5% of the 50 MU symmetry. Hence the beam symmetry and flatness were always inside acceptable limits and showed no noticeable difference after the magnetron installation. Figure 3 shows the symmetries versus field MU for the SL15, normalised to 1.0 for the 100 MU measurement. The results show no obvious trends although before the magnetron installation there were two low MU symmetry

measurements just outside 3%. After installation the 6 MV symmetries are within 1% and the 8 MV symmetries within 3% of the 100 MU measurement. These measurements are also within recommended limits (IPEM 1999).

#### 4. Discussion and conclusion

The use of a fast-tuning magnetron on an Elekta travelling wave linear accelerator leads to a significant reduction in beam start-up time and therefore increases the efficiency of step and shoot IMRT. The measured inter sub-field time and the time per sub-field are, on average, around half of the values given by Xia and Verhey (1998) and Keller-Reichenbecher *et al* (1999) (and 70% of the values measured before fast-tuning magnetron installation) hence allowing an increased number of sub-fields or a considerable reduction in treatment time compared to the figures given by these authors. The improvements also narrow the gap in efficiency between dynamic and step and shoot IMRT deliveries.

It should be noted that this technical improvement will not benefit every type of commercial accelerator. An alternative design uses a triode electron gun to give rapid regulation of the electron beam. This design avoids the need for rapid frequency stabilization since the microwave system can be maintained in a stable state and the electron beam switched on and off using the triode grid.

If the number of sub-fields used increases, the average MU per sub-field will decrease. It is important to ensure that for small MU sub-fields the dose per MU, beam symmetry and beam flatness are not degraded. The faster start-up time ensured that the fast-tuning magnetron installation improved these parameters for small MU segments, although the effect is small for the newer accelerators which already possessed excellent start-up characteristics. However, it is still important to make a full set of QC measurements for small MU sub-fields and to set limits on the sub-field doses appropriate to the specific machine, energy, dose rate and technique used (Sharpe *et al* 2000).

In conclusion, it is recommended that fast-tuning magnetrons are used for step and shoot IMRT in travelling wave accelerators of the Elekta design.

#### Acknowledgments

Thanks to Dr Alan Hounsell and Dr Carlos de Wagter for their comments on this paper. This work was supported by Elekta Oncology Systems (EOS), through the EOS sponsored international consortium of research groups developing techniques for the clinical implementation of IMRT.

#### References

- Buchgeister M and Nüsslin F 1998 Startup performance of the travelling wave versus standing wave linear accelerator *Med. Phys.* **25** 493–5
- Grosser K-H 2000 Reduction of treatment time in IMRT step and shoot irradiations by means of a changed fractionation scheme *Proc. XIIIth International Conference on the Use of Computers in Radiation Therapy* ed W Schlegel and T Bortfeld (Heidelberg: Springer) pp 308–10
- Hansen V N, Evans P M, Budgell G J, Mott J H L, Williams P C, Brugmans M, Wittkämper F W and Mijnheer B 1998 Quality assurance of the dose delivered by small radiation segments *Phys. Med. Biol.* **43** 2665–75
- Institute of Physics and Engineering in Medicine 1999 Physics aspects of quality control in radiotherapy *IPEM Report* 81

- Keller-Reichenbecher M-A, Bortfeld T, Levegrun S, Stein J, Presier K and Schlegel W 1999 Intensity modulation with the 'step and shoot' technique using a commercial MLC: a planning study *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **45** 1315–24
- Sharpe M B, Miller B M, Yan D and Wong J W 2000 Monitor unit settings for intensity modulated beams delivered using a step-and-shoot approach *Med. Phys.* **27** 2719–25
- Xia P and Verhey L J 1998 Multileaf collimator leaf sequencing algorithm for intensity modulated beams with multiple static segments *Med. Phys.* **25** 1424–34

## Vérification dosimétrique de la modulation d'intensité par accélérateur classique équipé d'un collimateur multilame

C. De Wagter, C. Martens, Y. De Deene, W. De Gersem, B. Van Duyse, W. De Neve

*Service de radiothérapie, hôpital universitaire de Gent (R-UZG), De Pintelaan 185, 9000 Gent, Belgique*

### RÉSUMÉ

En radiothérapie conformationnelle à l'aide de modulation d'intensité, la connaissance de la dose est indispensable dans le volume cible aussi bien que dans les organes à risque et, par conséquent, dans les régions de fort gradient de dose. La planification, qui guide comme référence pendant toute l'optimisation d'un traitement de modulation d'intensité, doit être validée profondément et spécifiquement. À cet effet, on a distingué trois niveaux de dosimétrie expérimentale: l'étude dosimétrique des petits segments uniformes ou faisceaux élémentaires, la dosimétrie sur fantôme d'eau des faisceaux d'intensité modulée et la vérification préclinique sur fantôme anthropomorphe de la planification de modulation d'intensité segmentaire basée sur un concept géométrique. L'étude révèle que les caractéristiques dosimétriques des petits champs sont gravement influencées par l'ajustement géométrique du dispositif de collimation. L'analyse démontre la nécessité de caractériser rigoureusement la pénombre des segments. La vérification signale un aspect délicat d'une balistique de faisceaux de petite séparation angulaire. En modulation d'intensité, la vérification dosimétrique est pour le moment aussi indispensable que la planimétrie et la technologie. © 1999 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

**radiothérapie conformationnelle / modulation d'intensité / collimateur multilames / vérification préclinique / dosimétrie par gel**

### SUMMARY

**Dosimetric verification of intensity modulation executed by a conventional accelerator equipped with a multileaf collimator.**

In intensity modulated conformal radiotherapy, it is essential to know the exact radiation dose in the target volume, in the organs at risk, and in the regions of steep dose gradient. The treatment planning, which provides a guideline during the

optimisation of intensity modulated radiotherapy, must be thoroughly and specifically validated. In this context, 3 levels of experimental dosimetry have been differentiated: i) the dosimetric study of small uniform segments or elementary beams; ii) the dosimetric study of intensity modulated beams in a water phantom; and iii) the preclinical dosimetric evaluation in anthropomorphic phantoms of geometry-based segmental intensity modulated radiotherapy. The results of this study showed the following: i) the small-field dosimetric characteristics were strongly influenced by the geometric adjustment of the collimating equipment; ii) it demonstrated the necessity for rigorous characterisation of the penumbra of the segments; iii) it focussed attention on the delicate aspect of narrow angular beam separation. At the present time, in intensity modulation the precise dosimetric assessment is just as imperative as the treatment planning and the therapy-related technology. © 1999 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

**conformal radiotherapy / intensity modulation / multileaf collimator / preclinical assessment / gel dosimetry**

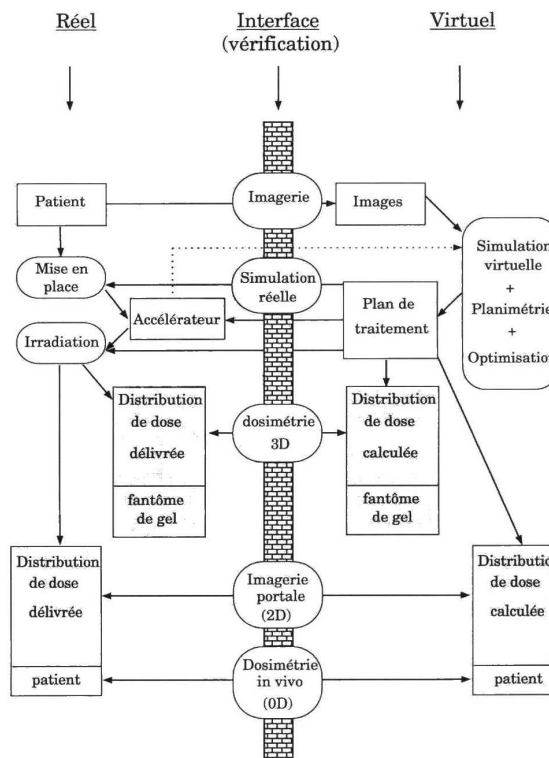
La radiothérapie conformationnelle vise à délivrer une dose élevée dans le volume lésionnel en préservant les tissus sains ou les organes à risque avoisinants. L'augmentation de la dose à la tumeur augmente la probabilité de contrôle local. Les collimateurs multilames, dont de plus en plus d'accélérateurs linéaires sont dotés, permettent de créer aisément des champs d'irradiation irréguliers épousant au mieux la forme du volume cible. La combinaison de plusieurs incidences de faisceaux de photons, coplanaires ou non, permettent de créer des volumes traités de forme complexe et même concave. L'homogénéité ou – plus généralement – la modulation

de la distribution de dose déposée dans le volume cible peut être encore améliorée par la modulation d'intensité (IMRT) qui consiste à produire une variation spatiale de la fluence de chacun des faisceaux.

Le filtre en coin ou le compensateur traditionnel étaient les premiers dispositifs pour moduler l'intensité d'un faisceau en une et deux dimensions respectivement. Les désavantages du compensateur classiques sont qu'il nécessite d'entrer dans la salle de traitement pour changer les compensateurs entre les irradiations et que sa fabrication et son contrôle de qualité sont individuels.

Les collimateurs multilames, développés au départ pour remplacer les caches, offrent une méthode élégante de réaliser la modulation spatiale de l'intensité par une modulation en fonction du temps. En effet, les systèmes de commande électronique avancés, avec lesquels tous les collimateurs multilame disponibles sur le marché sont équipés, permettent de déplacer les lames de manière automatique et synchronisée même au cours de l'irradiation. La modulation d'intensité temporelle de chaque faisceau est réalisée par une superposition d'un nombre de faisceaux élémentaires définis par le collimateur multilame [1]. Si les faisceaux élémentaires – quelquefois appelés « segments » – sont délivrés en mode statique, la synthèse d'un faisceau modulé consiste en une alternance d'irradiations effectives et de déplacements des lames. Alors, on parle de modulation d'intensité segmentaire ou *stop et shoot*. L'alternative est la modulation d'intensité dynamique où les lames se déplacent au cours de l'irradiation [23, 26], s'étendant du coin dynamique [16] jusqu'à la fenêtre glissante [25] et la combinaison avec thérapie de rotation [27]. La modulation d'intensité segmentaire [7, 8, 13] et la modulation d'intensité dynamique [17] ont été introduites en clinique comme méthode de traitement.

Par les développements mentionnés au-dessus, la radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité forme un processus contenant une diversité d'actions. La figure 1 donne l'organigramme suivi dans notre service. Le plan d'un traitement par modulation d'intensité est conçu et optimisé dans un monde virtuel créé par le système de planimétrie dans lequel le patient est reconstruit à la base de ses coupes scanographiques. Le patient virtuel doit être la copie la plus fidèle du patient réel, ainsi que sa tenue, soulignant l'importance des systèmes de contention. Toutes les caractéristiques mécaniques et physiques des appareils de traitement y sont prises en compte. Le passage du plan de traitement au monde réel commence avec la mise en place du simulateur de radiothérapie en utilisant la superposition de l'image de contrôle créée et de l'image construite (*DRR ou digitally reconstructed radiograph*) à la base des coupes scanographiques. Le fichier du traitement, les positions successives des lames incluses, est transféré à l'accélérateur. L'image-



**Figure 1.** Diagramme contenant la chaîne d'actions prises dans notre service pour une radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité segmentaire. Le plan d'un traitement par modulation d'intensité est conçu et optimisé dans un monde virtuel dans lequel les caractéristiques du patient et des appareils de traitement sont prises en compte. Le passage du plan de traitement au monde réel contient notamment la mise en place du patient sous le simulateur et le transfert du fichier du traitement à l'accélérateur. La vérification dosimétrique préclinique dans un fantôme anthropomorphe de gel consiste à déterminer la distribution 3D de dose. La comparaison avec la distribution calculée forme le contrôle de qualité de presque tous les maillons de la chaîne de traitement. L'imagerie portale vérifie surtout la balistique et la dosimétrie in vivo contrôle la dose dans quelques points pendant le traitement du patient lui-même.

rie portale permet de vérifier le positionnement du patient et – quelquefois – la balistique et la géométrie des faisceaux par rapport au volume cible. Par ailleurs, la dosimétrie in vivo vérifie la dose au cours du traitement lui-même. Bien que la méthode soit normalement limitée à quelques points proprement choisis, il y a maintenant des perspectives d'une vérification dosimétrique in vivo en deux dimensions (2D) par l'imagerie portale électronique [14]. La précision du traitement conformationnel dépend évidemment de l'ensemble de

la procédure et impose à un contrôle de qualité de l'ensemble incluant l'acquisition des images, la définition des volumes cibles, le système de planification ainsi que les algorithmes de calcul de dose, le transfert par réseau informatique, les paramètres géométriques et dosimétriques de l'accélérateur et la mise en place et l'immobilisation du patient. Comme indiqué sur la *figure 1*, la vérification dosimétrique préclinique que nous avons établie mesure la distribution de la dose absorbée pendant le traitement complet par modulation d'intensité dans les trois dimensions spatiales (3D) d'un fantôme homogène anthropomorphe de gel. La comparaison avec la distribution calculée, éventuellement recalculée spécifiquement pour le fantôme, ne forme pas seulement une validation expérimentale de la planification dans un cas particulier, mais elle effectue aussi le contrôle de qualité d'autres maillons de la chaîne : le transfert, les données de base et la mise en place du fantôme anthropomorphe. En cas de discordances, des adaptations sont appliquées. Sur la *figure 1*, on peut discerner trois phases d'activités : planification, vérification dosimétrique préclinique et traitement effectif du patient. Le travail présenté ici succède l'article de De Neve [7] et est focalisé sur la vérification dosimétrique préclinique.

## MATÉRIEL ET MÉTHODES

### Appareils d'irradiation

Les méthodes décrites dans ce travail pour s'assurer de la qualité ont été appliquées à deux accélérateurs Elekta (SL25 et SLiplus), chacun muni d'un collimateur comportant 40 paires de lames à bouts arrondis et d'une largeur projetée de 1 cm au niveau de l'isocentre [15]. Concernant la direction des axes X et Y, on emploie dans ce texte la convention suivie par Elekta : lorsque la position angulaire du collimateur est à zéro, l'axe X est parallèle à l'axe de rotation du bras isocentrique et l'axe Y est perpendiculaire. Les distances suivant les directions X et Y sont exprimées en  $cm_X$  ( $mm_X$ ) et  $cm_Y$  ( $mm_Y$ ) respectivement et s'appliquent au niveau de l'isocentre. À ce jour, nous appliquons la modulation d'intensité segmentaire en clinique. Le logiciel de contrôle dynamique des lames nous permet de délivrer les segments de façon rapide.

### Stratégie de planification basée sur un concept géométrique pour la modulation d'intensité segmentaire

Nous avons développé une stratégie de planification d'une modulation d'intensité segmentaire qui est basée sur un seul isocentre sur lequel nous positionnons un nombre de faisceaux modulés et qui optimise la balistique de manière assez intuitive. En effet, nous définissons les segments en utilisant la vue du volume cible depuis la source en mode « vue du faisceau » et le fait que les gradients de dose en bordure des surfaces

concaves du volume cible doivent être compensés par des segments étroits dans les directions des gradients [7, 9].

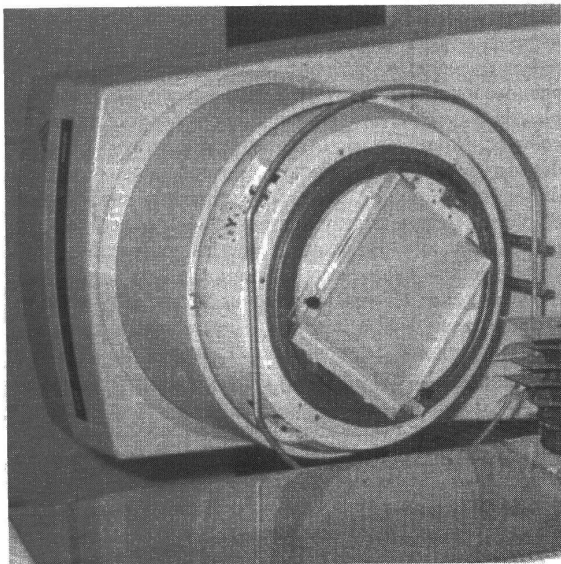
Une pondération est donnée aux segments en minimisant une fonction d'objective [6, 11]. Pendant cette optimisation du plan de traitement, la contribution du rayonnement diffusé est comptée. Notre approche « géométrique » permet de réaliser des distributions de dose complexes avec un nombre modeste de segments. En plus, les faisceaux d'intensité modulée sont composés typiquement de petits segments superposés aux grands segments. Cela signifie que les petits segments ne contribuent que faiblement à la dose totale dans chaque point du volume cible. Comme nous verrons, la dose délivrée par les petits segments dépend fortement d'une calibration mécanique correcte du dispositif de collimation. La planification précise et la dosimétrie expérimentale des petits champs sont plus difficiles.

Le système de planification utilisé est fondé sur le logiciel GRATIS [24] que nous avons étendu pour l'optimisation des pondérations des segments [6, 11] et le transfert des fichiers de traitement. Le pivot de l'algorithme de calcul est le rapport tissu/fantôme qui, à son tour, est basé sur la séparation de la dose primaire et diffusée.

### Détermination expérimentale des distributions de la modulation d'intensité

La modulation de l'intensité d'un faisceau concerne en effet la distribution de la fluence énergétique des photons dans l'air. Habituellement, la fluence est définie dans un plan (2D) perpendiculaire à l'axe du faisceau. Il faut souligner la différence avec la dose qui est essentiellement 3D. La dose est le résultat de l'interaction directe et indirecte de la fluence des photons avec les tissus du patient. La fluence est assez bien contrôlable par l'accélérateur à modulation d'intensité, ce qui n'est pas tout à fait le cas pour la dose. L'accumulation en profondeur et l'atténuation des faisceaux, par exemple, ne sont pas directement contrôlables et elles ne dépendent que faiblement de la qualité (exprimée en MV). Nous avons construit un dispositif afin de signer la modulation sur film radiographique (Kodak XV-2). La *figure 2* montre une photo du dispositif en position opérationnelle. Le dispositif est conçu pour le contrôle de la collimation du collimateur multilames pour une orientation quelconque du bras isocentrique et du collimateur. La perturbation géométrique et spectrale des faisceaux étant négligeable, nous pouvons employer le dispositif aussi pour contrôler la modulation pendant les traitements des patients. La méthode exige seulement un accroissement des nombres d'unités moniteurs (UM) par 3 % en cas de photons de 6 MV. La distribution de densité optique de chaque film est digitalisée [22] par le système Vidar VXR-12 (Vidar Systems Corporation, Herndon, Virginia, USA).

La méthode alternative consiste à utiliser une barrette de chambres d'ionisation (LA48, PTW, Freiburg, Allemagne) montée dans un fantôme d'eau automatisé. Chacune des 47 chambres, dont les centres sont séparés de 8 mm, est remplie



**Figure 2.** Le dispositif qui contient un film radiographique afin de mesurer la modulation de la fluence des faisceaux, attaché à la tête de traitement comme le porte-caches. Le film glisse facilement entre deux plaques minces en plexiglas qui fixent le film et créent une accumulation d'électrons secondaires nettement suffisante.

de liquide et leur surface mesure  $4 \times 4$  mm. La résolution spatiale peut être accrue en mesurant le profil de dose huit fois et en respectant un décalage différentiel de 1 mm.

### Dosimétrie tridimensionnelle par gel sur fantôme anthropomorphe

La méthode de gel consiste essentiellement en un système à gélatine dopée aux monomères qui polymérisent par l'absorption de dose [21]. L'imagerie par résonance magnétique (IRM) permet de visualiser et de déterminer quantitativement la distribution de dose, car la relaxation ( $R_2 = 1/T_2$ ) est approximativement proportionnelle à la dose. Une courbe d'étalonnage est à déterminer lors de chaque fabrication de gel. Pour cet étalonnage, des échantillons sont irradiés à différentes doses entre 0 et 8 Gy. L'IRM quantitative du paramètre  $T_2$  a été optimisée spécifiquement pour la dosimétrie par gel [5]. Nous avons développé une technique afin de modéliser des masques en PVC pour chaque patient [4] ou le fantôme Rando (Alderson Research Laboratories, Stamford, Connecticut, USA). Le fantôme de gel consiste en un tel masque rempli de gel. On irradie le fantôme dans des conditions identiques à la planification, à l'exception de la dose absolue : afin d'exploiter le domaine dynamique de 8 Gy, les nombres d'unités moniteurs (UM) de tous les segments sont multipliés par un facteur fixe. La dosi-

métrie par gel est vraiment tridimensionnelle et permet d'intégrer simultanément le débit de dose pendant la durée du traitement complet. Pour la dosimétrie relative, nous avons obtenu une précision de 3 % avec une résolution spatiale de 1,56 mm dans chaque coupe IRM de 5 mm d'épaisseur [4].

## RÉSULTATS ET DISCUSSION

### Contrôle de qualité des caractéristiques mécaniques

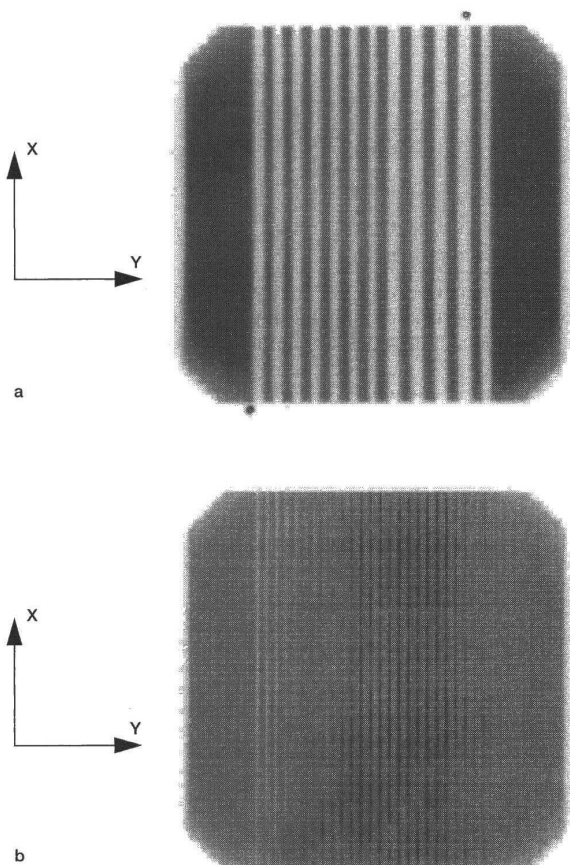
Il est évident que la radiothérapie conformationnelle et la modulation d'intensité font appel à toutes les spécifications mécaniques des accélérateurs modernes. La rotation du bras isocentrique, la rotation du collimateur et la rotation isocentrique de la table sont importantes. Aussi, les lasers doivent être réglés précisément et vérifiés très régulièrement.

En modulation d'intensité, le collimateur multilames détermine deux choses : la précision géométrique et l'exactitude dosimétrique intrinsèque. La modulation d'intensité exige donc une haute précision au contrôle des positions des lames. Dans la littérature, on trouve des méthodes ingénieuses développées spécifiquement en vue de la modulation d'intensité dynamique [3, 20] pour détecter les points faibles dans le positionnement des lames. Nous avons conçu deux faisceaux de test afin de contrôler l'alignement des lames et leur collimation en fonction de leur décalage. Un premier contenait 13 segments étroits de  $40 \text{ cm}_x \times 1 \text{ cm}_y$  réalisés par les lames qui marchaient en ligne droite à travers le champ maximal de  $40 \text{ cm}_x \times 40 \text{ cm}_y$  en mode *stop et shoot*. On peut faire ce test avec ou sans les mâchoires Y qui servent à bloquer la fuite entre les lames en cas d'Elekta. La *figure 3a* montre le résultat dans le cas de la combinaison des lames et des mâchoires Y, obtenu sur film en utilisant le dispositif exposé sur la *figure 2*, dans le cas d'une faible coïncidence spatiale des lames avec les mâchoires. On peut observer que les mâchoires Y sont décalées vers la gauche par rapport aux lames à cause d'une calibration mécanique fautive. Dans le deuxième faisceau, les 27 segments étaient supposés se joindre. Sur la *figure 3b*, les segments à gauche sont trop étroits. Du centre vers la droite, le chevauchement des segments prouve qu'ils étaient un peu trop larges à cet endroit. La calibration correcte du collimateur, en revanche, assure un alignement des lames et une reproductibilité de positionnement de l'ordre du millimètre.

### Dosimétrie expérimentale des segments réguliers

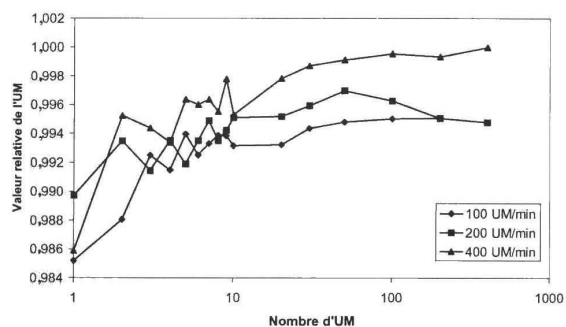
#### Segments d'un nombre d'unités moniteurs réduit

Comme la modulation d'intensité va de pair avec la multiplication des segments, le nombre d'unités moniteurs par segment se réduit. Voilà pourquoi nous avons étudié l'effet de l'établissement d'un faisceau de 6 MV sur la



**Figure 3.** Contrôle de la précision géométrique du positionnement des lames en modulation d'intensité segmentaire. Exemple de deux images négatives obtenues par film en employant le dispositif de la figure 2. Une série de segments de  $40 \text{ cm}_x \times 1 \text{ cm}_y$  a été réalisée par une ouverture créée par les lames et marchant à travers le champ total de  $40 \text{ cm}_x \times 40 \text{ cm}_y$ , de gauche à droite. Parce que les lames et les mâchoires Y ne peuvent dépasser l'axe que de  $12,5 \text{ cm}_y$ , les deux segments écartés sont plus larges. Ces résultats de test révélaient de manière élégante la calibration incorrecte du collimateur. **a.** Les segments sont séparés par  $1 \text{ cm}_y$  et  $1,5 \text{ cm}_y$  pour les décalages négatifs et positifs respectivement. On peut observer que les mâchoires Y sont décalées vers la gauche par rapport aux lames en obscurcissant complètement les lames droites. L'alignement des lames était inférieur à  $1 \text{ mm}_y$ . **b.** Image obtenue d'une série de 27 segments qui sont supposés se joindre. Les segments gauches se séparent, ceux au centre et à droite se chevauchent.

dose délivrée et son profil. Nous avons mesuré la dose par unité moniteur en fonction du nombre d'unités moniteurs. La figure 4 montre les courbes obtenues par chambre d'ionisation pour trois valeurs différentes du débit de dose. À partir de trois unités moniteurs, la précision atteint déjà 1 %.



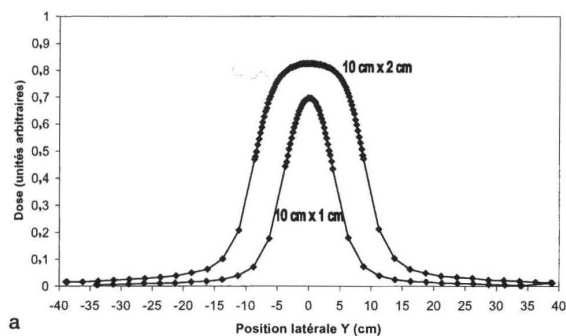
**Figure 4.** La dose par unité moniteur (UM) aux différents débits pendant l'établissement du faisceau. Remarquez l'échelle logarithmique pour le nombre d'unités moniteurs. La normalisation de la courbe de 400 UM/min correspond à l'étalonnage de l'accélérateur.

À un débit de 100 UM/min, que nous appliquons pour la modulation d'intensité segmentaire, le profil de dose des segments est déjà plat après 1 UM. La différence entre deux profils d'un champ de  $20 \text{ cm}_x \times 20 \text{ cm}_y$ , mesurés en eau à 5 cm de profondeur, respectivement résultant de 1 et 5 UM, n'est plus que de 0,69 % (racine carrée de la moyenne des déviations carrées) ou 1,5 % au maximum, ce qui est situé dans la zone de pénombre.

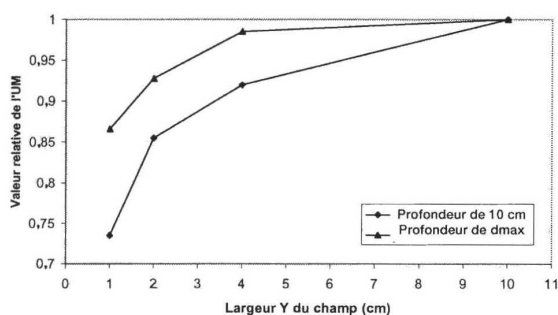
#### Facteurs de sortie des petits segments

Les petits segments sont importants en modulation d'intensité pour établir les forts gradients de dose nécessaires, par exemple entre le volume cible et les organes à risque. La figure 5a présente les profils de dose des champs de  $(10 \text{ cm}_x \times 1 \text{ cm}_y)$  et de  $(10 \text{ cm}_x \times 2 \text{ cm}_y)$  mesurés avec un détecteur diamant (PTW, Freiburg, Allemagne). Ces profils prouvent que les champs étroits n'ont plus de plateau ce qui implique que le choix du point où l'on définit la valeur de l'unité moniteur est délicat. Une bonne connaissance des profils et, de préférence, de toute la distribution de dose dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau est essentielle. La valeur de l'unité moniteur pour un champ de longueur fixe de  $10 \text{ cm}_x$  est donnée sur la figure 5b en fonction de la largeur du champ. La courbe représentant la valeur de l'unité moniteur à  $10 \text{ cm}$  de profondeur montre plus de variation parce qu'elle contient en plus l'effet de la taille du champ sur le rendement en profondeur. Cette constatation souligne l'importance de rapporter la profondeur à laquelle les facteurs de sortie ont été déterminés [12]. On peut constater que la valeur de l'unité moniteur diminue dramatiquement pour les champs rétrécissants : à une profondeur de  $10 \text{ cm}$ , la dose d'un champ de  $9 \text{ mm}_y$  de largeur est inférieure de 7 % à celle d'un champ de  $10 \text{ mm}_y$ . Cela signifie que l'ajustement mécanique du collimateur multilame affecte gravement

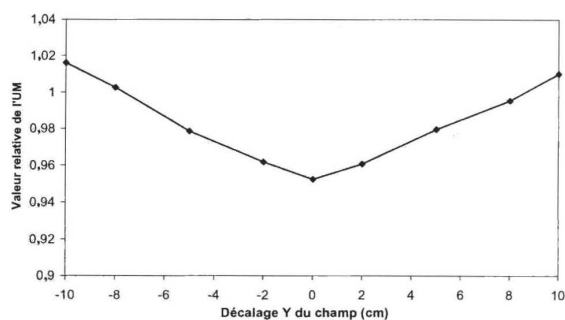




a



b



c

**Figure 5.** Étude expérimentale de champs étroits (SLiplus à 6 MV) en utilisant un détecteur diamant, qui était orienté avec son axe parallèle à la direction latérale Y afin d'obtenir la résolution spatiale maximale, c'est-à-dire 0,21 mm. **a.** Les profils des champs de  $10\text{ cm}_X \times 1\text{ cm}_Y$  et de  $10\text{ cm}_X \times 2\text{ cm}_Y$  dans le plan isocentrique à une profondeur de 10 cm. **b.** Valeur de l'unité moniteur à l'isocentre en fonction de la largeur d'un champ de longueur fixe de  $10\text{ cm}_X$  à la profondeur du maximum ( $d_{\text{max}}$ ) et de 10 cm, normalisée pour un champ de  $(10\text{ cm}_X \times 10\text{ cm}_Y)$ . **c.** Valeur de l'unité moniteur dans le plan isocentrique pour un champ de  $10\text{ cm}_X \times 2\text{ cm}_Y$  en fonction de son décalage dans la direction Y à une profondeur de 5 cm, normalisée pour un champ de  $5\text{ cm}_X \times 5\text{ cm}_Y$ .

la précision dosimétrique des petits champs. Dans le cas d'un accélérateur Elekta, l'explication est que les lames forment la couche de collimation la plus proche de la chambre moniteur [10, 15]. Voilà pourquoi la variation relative de la dose en fonction de la taille du champ est plus importante que celle qui a été publiée en cas d'un accélérateur Varian [18].

L'effet du décalage d'un petit champ sur le facteur de sortie est donné sur la figure 5c. En traçant cette courbe, nous avons assuré que la largeur du champ reste exactement  $2\text{ cm}_Y$ . Le minimum sur l'axe du faisceau est introduit par le filtre égalisateur et le déficit de diffusé de fantôme pour ces petits champs.

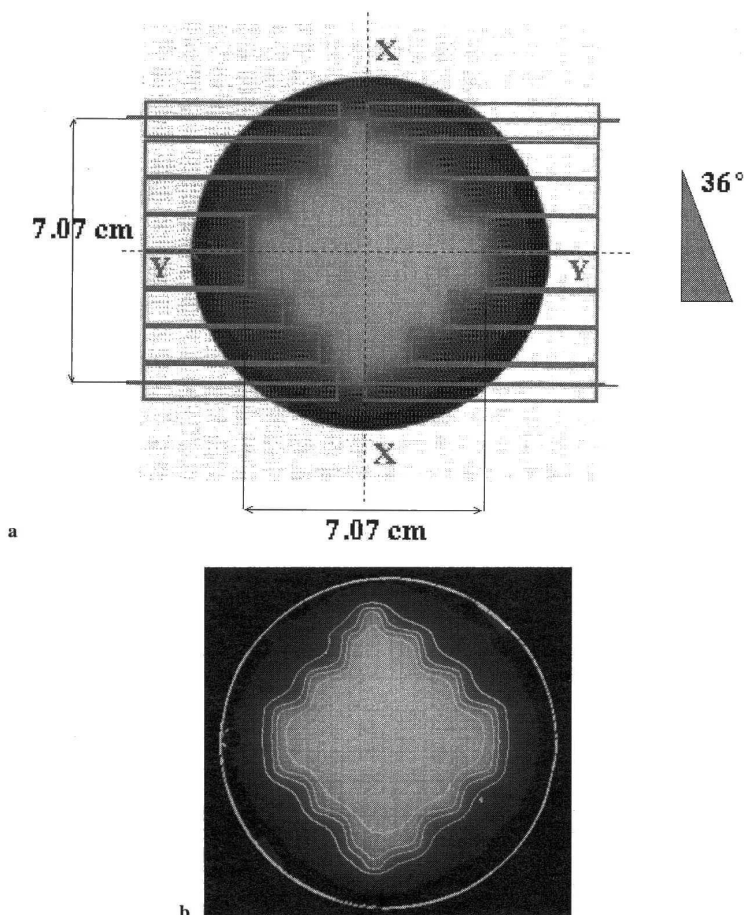
#### Dosimétrie expérimentale d'un segment irrégulier

Un segment irrégulier était uniquement formé par les lames (figure 6a). Le segment peut être considéré comme étant obtenu par une rotation fictive de  $45^\circ$  d'un champ régulier de  $5\text{ cm}_X \times 5\text{ cm}_Y$ . Le champ était modulé par un filtre en coin de  $36^\circ$ . L'énergie du faisceau utilisé était de 25 MV. Un film radiographique (Kodak XV-2) a été placé à une profondeur de 10 cm dans un fantôme cylindrique de polystyrène. Les courbes

isodoses mesurées par le film dans la coupe transversale sont reproduites sur la figure 6b. À 10 cm de profondeur, l'effet des « marches d'escalier » (introduit par les lames) est déjà diminué considérablement. Malgré la modulation par le filtre en coin, la pénombre effective (20–80 %) ne dépasse pas 12 mm.

#### Dosimétrie expérimentale d'un faisceau modulé en intensité

Lors d'une modulation d'intensité segmentaire pour le traitement de multiples adénopathies dans le cou d'un carcinome de la glande thyroïde, nous étions particulièrement intéressés en la dose délivrée à la moelle épinière. L'IRM de la figure 7a affiche – lors d'une coupe sagittale – la distribution de dose délivrée dans un fantôme anthropomorphe de gel modelé sur le patient. La méthode de dosimétrie par gel est décrite dans la section suivante. Il y avait six faisceaux coplanaires avec une qualité de 6 MV. La synthèse du faisceau étudié spécifiquement est donnée sur la figure 7b. Le profil sous la paire de lames indiquée a été mesuré au niveau de l'isocentre à une profondeur de 5 cm en utilisant la barrette de chambres d'ionisation montée dans un fantôme d'eau

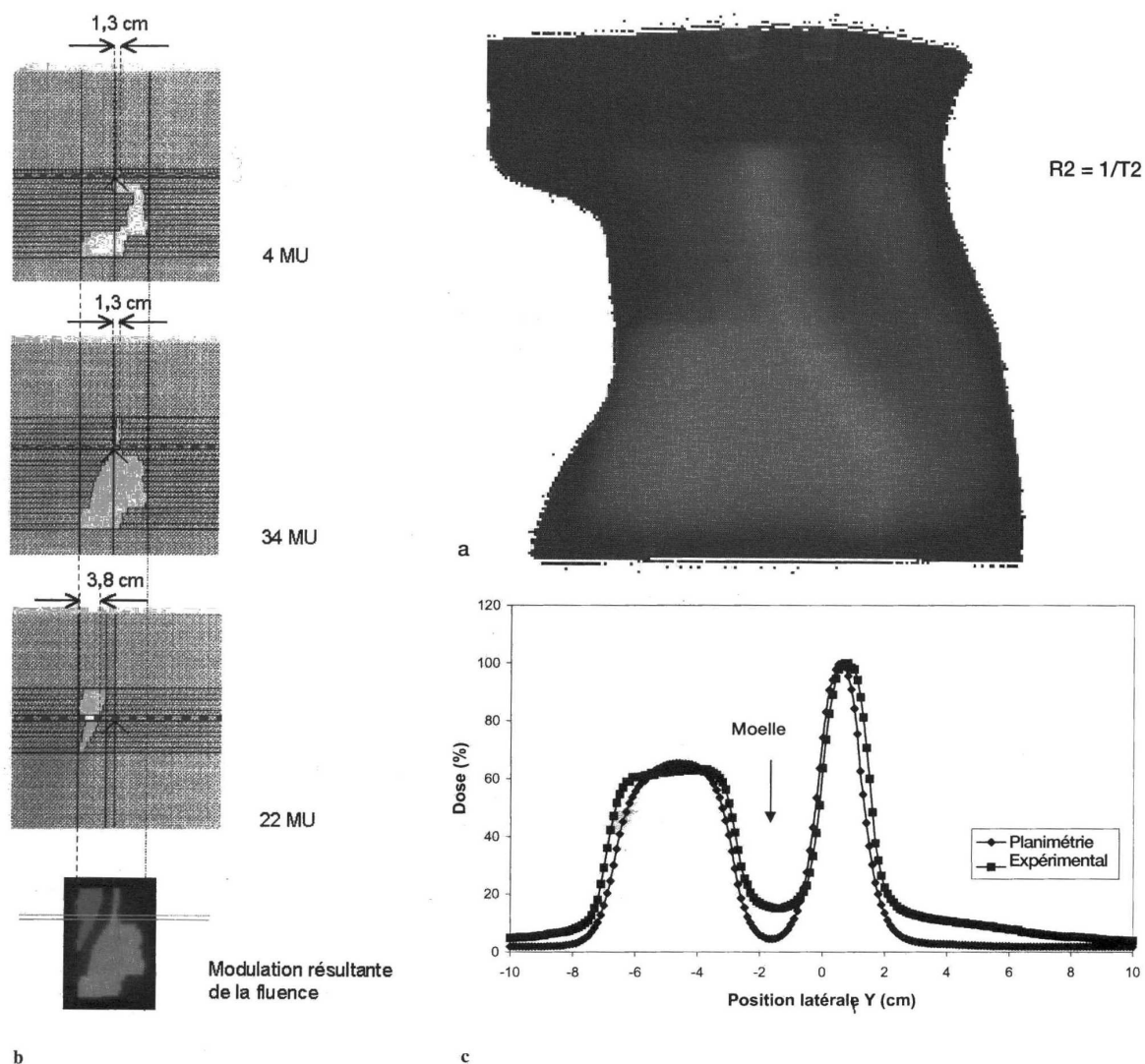


**Figure 6.** a. Un segment irrégulier modulé par un filtre en coin de  $36^\circ$ , créé en utilisant huit paires de lames. b. La distribution de la dose mesurée par film dans une coupe transversale à une profondeur de 10 cm. Le film contenait l'isocentre. Les taches blanches indiquent le 100 % où la dose du champ en coin est au maximum. À cette profondeur, les isodoses sont déjà plus lissées.

automatisé. Le profil obtenu est comparé au profil calculé spécifiquement pour le fantôme d'eau sur la *figure 7c*. À cette époque, la planification sous-estimait clairement la dose au-dessous des lames pénétrantes qui, par définition, ne sont pas cachées par une mâchoire Y. Les différences observées peuvent être expliquées physiquement par une augmentation de la transmission à travers des lames, de la largeur de la zone de la pénombre et du diffusé de fantôme latéral en sens X.

Une considération importante est que, dépendant de la configuration spatiale des faisceaux modulés et de la répartition des pondérations, les isodoses haute valeur (par exemple 95 %) peuvent être déterminées localement par

les plus faibles doses appartenant à la pénombre d'un des segments contribuant avec grande pondération [2]. Cela souligne la nécessité d'examiner également les segments au niveau de dose faible dans la zone de pénombre. Une autre raison pour porter son attention sur les parties de faible dose est la suivante : une escalade de dose peut être obtenue après une rénormalisation de la distribution de dose totale déterminée de façon que la dose de tolérance soit exactement atteinte dans un organe critique. Parce que la dose dans les organes critiques est normalement une accumulation de contributions de doses faibles, souvent dues uniquement au diffusé, on est forcé d'atteindre une précision relative suffisante également aux niveaux bas



**Figure 7.** Étude d'un faisceau modulé d'intensité faisant partie d'une modulation d'intensité segmentaire pour le traitement de multiples adénopathies dans le cou. **a.** Distribution de dose dans la coupe sagittale centrale créée dans un fantôme de gel et obtenue à l'aide d'IRM. Il y avait six faisceaux coplanaires. La moelle spinale épinière a été clairement épargnée. **b.** Composition d'un des faisceaux (angle d'incidence de 315°) et modulation résultante de la fluence. La moelle épinière était exclue totalement. **c.** Profil de dose, à la hauteur de la paire de lames indiquée sur le panneau (b), mesuré en employant une barrette de chambres d'ionisation. Le profil est comparé au profil calculé par le système de planification GRATIS qui était muni, à cette époque, de données de base insuffisantes pour les champs étroits. La planification sous-estime fortement la dose à la moelle épinière.

des profils d'intensité des segments. Reprenant l'exemple de la figure 7, la rénormalisation est basée sur la dose calculée dans la moelle et causerait un surdosage de plus de 100 % (à condition que le faisceau étudié soit représentatif pour le traitement complet).

#### Vérification dosimétrique préclinique

La procédure de vérification dosimétrique préclinique que nous avons développée consiste à mesurer la distribution de la dose absorbée dans un fantôme anthropo-

morphe de gel à la suite du traitement complet. Donc, cette vérification contrôle aussi la balistique et la superposition propre des doses des faisceaux individuels, ce qui ne peut pas être réalisé par une dosimétrie expérimentale des segments individuels ou même des faisceaux modulés séparés.

Nous appliquons une telle vérification dosimétrique préclinique quant à l'introduction de chaque solution de groupe en clinique [7]. La dosimétrie par gel est démontrée dans le cas de la vérification préclinique d'un plan de traitement par modulation d'intensité segmentaire pour une tumeur du nasopharynx. Le plan clinique a été greffé sur le fantôme Rando. La *figure 8a* résume tout le plan et illustre notre approche. Les angles d'incidence des six faisceaux étaient 45°, 75°, 165°, 195°, 285° et 315°. La modulation de chacun des faisceaux coplanaires est réalisée par superposition partielle d'un nombre de segments comme indiqué sur la figure. Le principe de la superposition de champs dans le champ est exploité au maximum et donne deux avantages : une contribution plus faible des petits champs et un nombre total d'unités moniteurs encore raisonnable. D'une part, comme mentionné ci-dessus, la dose absolue déposée par les petits champs est extrêmement sensible aux déviations de leurs dimensions et de leur décalage. Les petits champs sont aussi caractérisés par un agrandissement de la zone de pénombre en fonction de la profondeur, surtout dans le cas d'hétérogénéité de tissus et de hautes énergies des photons. D'autre part, la méthode de champs dans le champ évite la nécessité d'un patchwork de champs et diminue le nombre total d'unités moniteurs, donc la durée de l'irradiation, diminuant ainsi les risques de mouvements du patient. La distribution de dose résultante (*figure 8a*) obéit à la forme concave du volume cible. Les images positives de la modulation ont été enregistrées par film en utilisant le dispositif exposé sur la *figure 2*.

La *figure 8b* contient une photo du fantôme de gel dont le masque en PVC a été modelé d'après Rando. Sur la *figure 8c*, on a comparé de manière numérique la distribution de dose calculée et mesurée par gel dans la coupe sagittale qui contient l'isocentre. L'épaisseur de la coupe IRM était égale à 10 mm. Les dimensions des pixels étaient de 1,2 × 1,2 mm. Nos critères d'acceptation incluaient, à cette époque, une déviation dosimétrique de 5 % au maximum dans les régions de dose uniforme et une déviation spatiale maximale de 3 mm dans les régions de fort gradient de dose. Une combinaison continue entre les deux sortes de critères a été proposée [19]. La dérive observée dans le volume cible est en grande partie inférieure à 5 %. On peut aussi observer un maximum de dose secondaire dans la partie postérieure du crâne. Ici, la comparaison montre des déviations importantes. Une raison plausible est exposée sur la *figure 8d*. Le maximum secondaire est dû à une ren-

contre involontaire du segment droit du faisceau à 165° avec le segment gauche du faisceau à 195° (gauche/droit comme sur les distributions de fluence sur la *figure 8a*). La position du maximum secondaire dépend fortement des angles d'incidence des deux faisceaux considérés. Sur la *figure 8d*, une combinaison des faisceaux à 164° et 196° fait glisser le maximum secondaire antérieurement. La partie antérieure du maximum secondaire est poussée de 8 mm, la distance révélée par la dosimétrie par gel. La conclusion est donc qu'une déviation similaire pourrait être la cause de la discordance trouvée sur la *figure 8c*. En tout cas, cette analyse invite à positionner l'isocentre dans le volume cible et à éviter des séparations angulaires étroites entre les faisceaux. Par la suite, nous avons adapté la solution de groupe en augmentant la séparation angulaire jusqu'à deux fois 20°. Bien que la dose dans le maximum secondaire soit inférieure à 70 %, étant au-dessous du seuil de tolérance du cerveau, l'apparition du maximum de dose secondaire tout à fait hors du volume cible nous a encouragés à prendre désormais le volume exploré par planification ou dosimétrie expérimentale suffisamment large.

## CONCLUSION

Des méthodes dosimétriques ont été mises au point pour contrôler et assurer la qualité de radiothérapie conformationnelle à l'aide de modulation d'intensité segmentaire. La plupart d'entre eux sont aussi applicables à la modulation d'intensité dynamique. Quant à la précision mécanique du collimateur multilames, un résultat expérimental de ce travail est que les déviations géométriques des segments peuvent se traduire en erreurs dosimétriques.

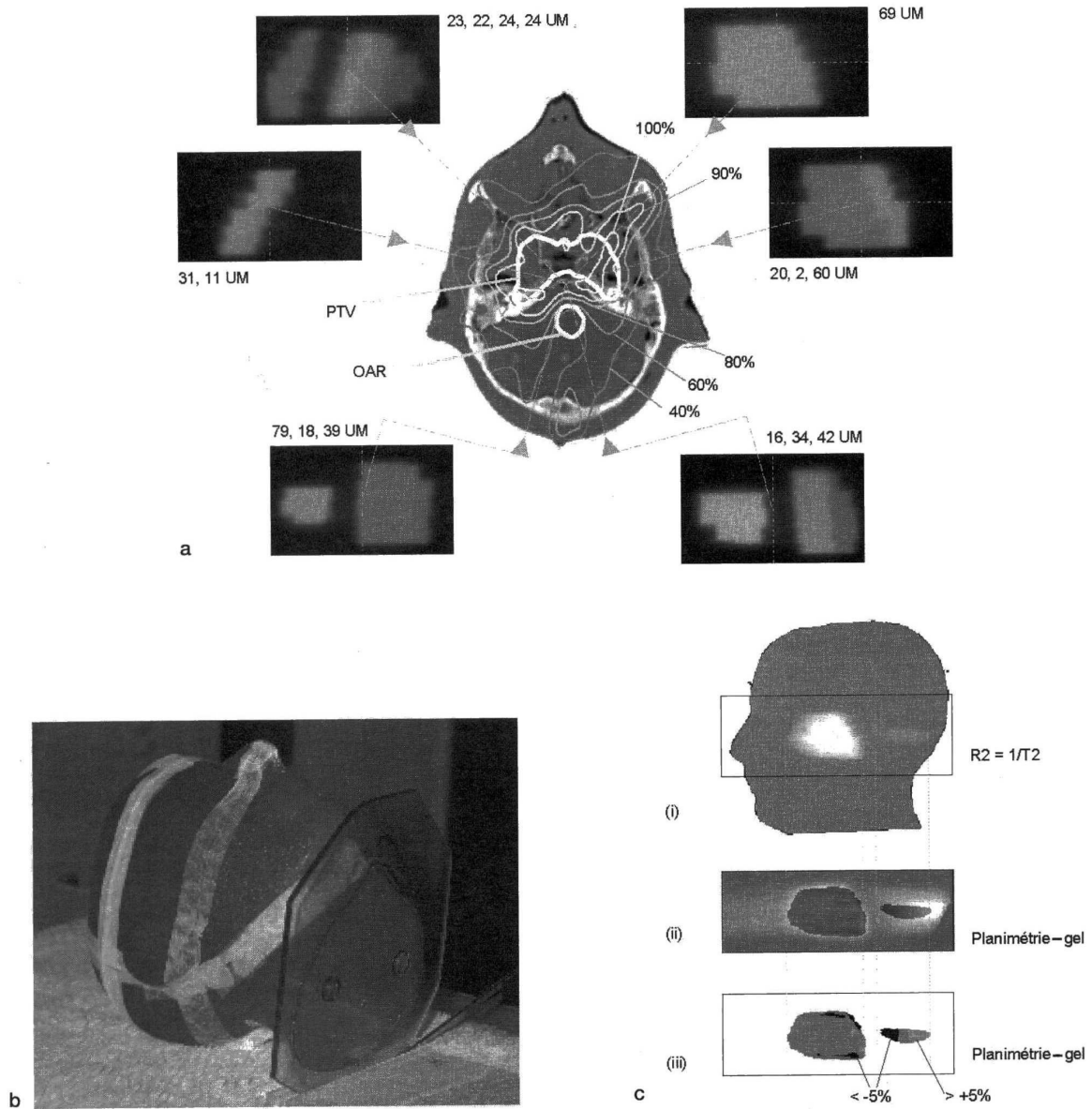
Notre stratégie de planification, qui est basée sur un concept géométrique, a été appliquée à deux cas cliniques. L'analyse détaillée des faisceaux individuels a démontré la nécessité de caractériser les segments à tous les niveaux de dose dans la zone de pénombre. La dosimétrie 3D par gel sur fantôme anthropomorphe a révélé une facette délicate d'une balistique contenant des faisceaux de petite séparation angulaire.

Toutes les comparaisons des données expérimentales ont été faites par rapport à la planimétrie. Indirectement, ce travail souligne l'importance que l'on doit accorder à la précision du système de planification qui guide le dessin et l'optimisation du plan de traitement.

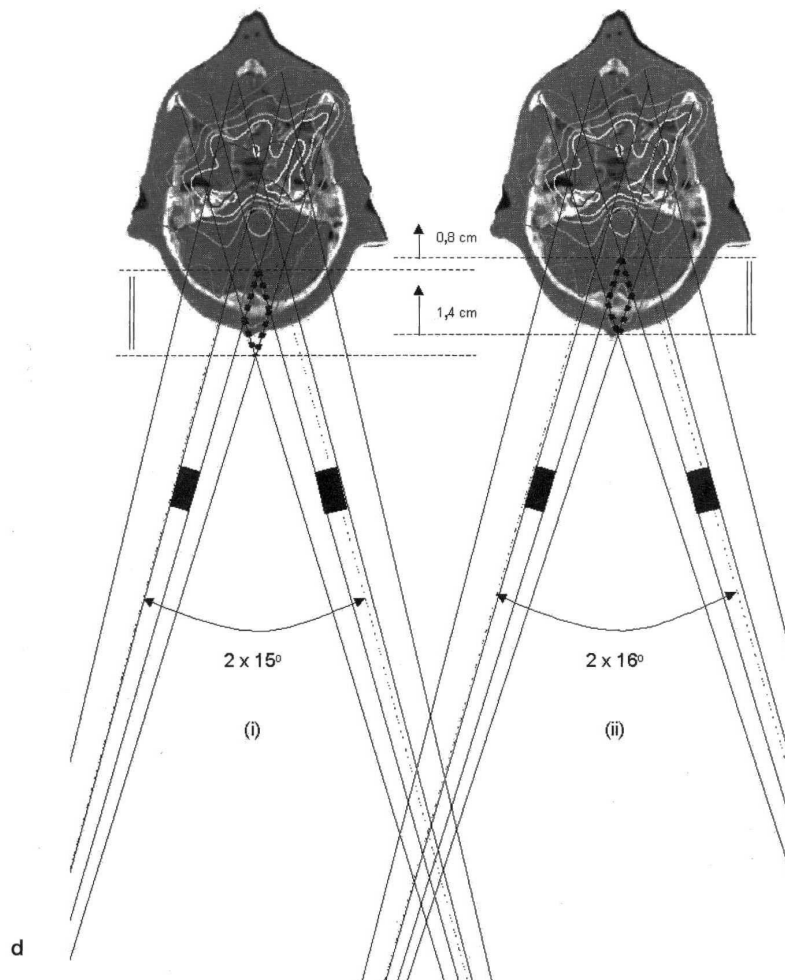
La conclusion finale est que la vérification dosimétrique forme un troisième pilier de la modulation d'intensité, aussi indispensable que sa planification et la technologie de son administration.

## REMERCIEMENTS

Ce travail est soutenu par des subventions du Fonds voor Wetenschappelijk Onderzoek Vlaanderen (grant FWO



**Figure 8a, b, c.** Vérification préclinique d'un plan de traitement par modulation d'intensité segmentaire à 6 MV en cas d'un volume cible prévisionnel (PTV) concave d'une tumeur du nasopharynx. **a.** La modulation, l'angle d'incidence et les pondérations (en unités moniteurs) des segments sont exposés pour chacun des six faisceaux. Les isodoses étaient calculées pour le fantôme Rando. Dans la coupe transversale, le tronc cérébral était le seul organe à risque. La dose à l'isocentre était de 100 %. Six paires de lames ont participé à la modulation d'intensité. Trois faisceaux ( $165^\circ$ ,  $195^\circ$  et  $315^\circ$ ) montrent une modulation bifurquée par le tronc cérébral. L'angle du collimateur a été pris égal à  $0^\circ$  pour tous les faisceaux. **b.** Le fantôme de gel : un masque en PVC modelé d'après le fantôme Rando rempli de gel. Les lignes de référence tracées sur le ruban adhésif guident la mise au point à l'aide des lasers. **c.** (i) Image dosimétrique obtenue par IRM et dosimétrie par gel. (ii) Image différentielle entre planimétrie et dosimétrie par gel. (iii) La dérive observée dans le volume cible est en grande partie inférieure à 5 % (gris). Les déviations plus importantes (noir et gris pâle) à la hauteur du maximum de dose secondaire suggèrent un déplacement qui est visualisé sur le panneau (d).



**Figure 8d.** (i) La balistique des faisceaux postérieurs de  $165^\circ$  et  $195^\circ$ . (ii) Simulation des effets d'une imprécision de l'angle du bras isocentrique. Une augmentation de la séparation par deux fois  $1^\circ$  cause une translation considérable du maximum secondaire.

G.0039.97), de l'université de Gand (grant 0011K0796), Sportvereniging tegen Kanker et Centrum voor Studie en Behandeling van Gezwelziekten. R-UZG fait partie du consortium Elekta modulation d'intensité. Nous adressons également nos remerciements à H. De Witte pour son aide linguistique.

### RÉFÉRENCES

- 1 Bortfeld TR, Kahler DL, Waldron TJ, Boyer AL. X-ray field compensation with multileaf collimators. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1994 ; 28 : 723-30.
- 2 Brugmans MJP, van der Horst A, Lebesque JV, Mijnheer BJ. Dosimetric verification of the 95% isodose surface for a conformal irradiation technique. *Med Phys* 1998 ; 25 : 424-34.
- 3 Chui CS, Spirou S, LoSasso T. Testing of dynamic multileaf collimation. *Med Phys* 1996 ; 23 : 635-41.
- 4 De Deene Y, De Wagter C, Van Duyse B, Derycke S, De Neve W, Achten E. Three-dimensional dosimetry using polymer gel and magnetic resonance imaging applied to the verification of conformal radiation therapy in head-and-neck cancer. *Radiother Oncol* 1998 ; 48 : 283-91.
- 5 De Deene Y, Van de Walle R, Achten E, De Wagter C. Mathematical analysis and experimental investigation of noise in quantitative magnetic resonance imaging applied in polymer gel dosimetry. *Signal Process* 1998 ; 70 : 85-101.
- 6 De Gerssem W, Derycke S, Colle C, De Wagter C, De Neve W.

- Inhomogeneous target-dose distributions: a dimension more for optimization? *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1999 ; 44 : 461-8.
- 7 De Neve W, Cleus F, Vanhoutte P, Derycke S, De Wagter C. La modulation d'intensité en radiothérapie par collimateur multilame dynamique. Technique et expérience clinique. *Cancer/Radiother* 1999 ; 3 : 378-92.
  - 8 De Neve W, De Gerssem W, Derycke S, De Meerleer G, Bate MT, Van Duyse B, et al. Clinical delivery of intensity modulated conformal radiotherapy for relapsed or second-primary head and neck cancer using a multileaf collimator with dynamic control. *Radiother Oncol* 1999 ; 50 : 301-14.
  - 9 De Neve W, De Wagter C, De Jaeger K, Thienpont M, Colle C, Derycke S, et al. Planning and delivering high doses to targets surrounding the spinal cord at the lower neck and upper mediastinal levels: static beam-segmentation technique executed by a multileaf collimator. *Radiother Oncol* 1996 ; 40 : 271-9.
  - 10 De Vlaminck K, Palmans H, Verhaegen F, De Wagter C, De Neve W, Thierens H. Dose measurements compared with Monte-Carlo simulations of narrow 6 MV MLC shaped photon beams. *Med Phys* 1999 ; 26 : 1874-82.
  - 11 De Wagter C, Colle C, Fortan L, Van Duyse B, Van den Berge D, De Neve W. 3D-conformal intensity modulated radiotherapy planning: interactive optimization by constrained matrix inversion. *Radiother Oncol* 1998 ; 47 : 69-76.
  - 12 Dutreix A, Bjärngård BE, Bridier A, Mijnheer B, Shaw JE, Svensson H. Monitor unit calculation for high energy photon beams. Leuven: Garant Publishers; 1997. p. 104.
  - 13 Eisbruch A, Marsch LH, Martel MK, Ship JA, Ten Haken R, Pu AT, et al. Comprehensive irradiation of head and neck cancer using conformal multisegmental fields: assessment of target coverage and noninvolved tissue sparing. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1998 ; 41 : 559-68.
  - 14 Essers M, Mijnheer BJ. In vivo dosimetry during external photon beam radiotherapy. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1999 ; 43 : 245-59.
  - 15 Jordan TJ, Williams PC. The design and performance characteristics of a multileaf collimator. *Phys Med Biol* 1994 ; 39 : 231-51.
  - 16 Leavitt DD, Martin M, Moeller JH, Lee WL. Dynamic wedge field techniques through computer-controlled collimator motion and dose delivery. *Med Phys* 1990 ; 17 : 87-91.
  - 17 Ling CC, Burman C, Chui CS, Kutcher GJ, Leibel SA, LoSasso T, et al. Conformal radiation treatment of prostate cancer using inversely-planned intensity-modulated photon beams produced with dynamic multileaf collimation. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1996 ; 35 : 721-30.
  - 18 LoSasso T, Chui CS, Ling CC. Physical and dosimetric aspects of a multileaf collimation system used in the dynamic mode for implementing intensity modulated radiotherapy. *Med Phys* 1998 ; 25 : 1919-27.
  - 19 Low DA, Harms WB, Mutic S, Purdy JA. A technique for the quantitative evaluation of dose distributions. *Med Phys* 1998 ; 25 : 656-61.
  - 20 Ma L, Geis PB, Boyer AL. Quality assurance for dynamic multileaf collimator modulated fields using a fast beam imaging system. *Med Phys* 1997 ; 24 : 1213-20.
  - 21 Maryanski MJ, Ibbott GS, Eastman P, Schulz RJ, Gore JC. Radiation therapy dosimetry using magnetic resonance imaging of polymer gels. *Med Phys* 1996 ; 23 : 699-705.
  - 22 Mersseman B, De Wagter C. Characteristics of a commercially available film digitizer and their significance for film dosimetry. *Phys Med Biol* 1998 ; 43 : 1803-12.
  - 23 Papatheodorou S, Rosenwald JC, Castellanos ME, Zefkili S, Bonalet L, Gaboriaud G. Utilisation d'un collimateur multilames pour la production de faisceaux modulés en intensité. *Cancer/Radiother* 1998 ; 2 : 392-403.
  - 24 Sherouse GW, Thorn J, Novins K, Margolese-Malin L, Mosher C. A portable 3D radiotherapy treatment design system. *Med Phys* 1989 ; 16 : 466.
  - 25 Spirou SV, Chui CS. Generation of arbitrary intensity profiles by dynamic jaws or multileaf collimators. *Med Phys* 1994 ; 21 : 1031-41.
  - 26 Stein J, Bortfeld T, Dörschel B, Schlegel W. Dynamic X-ray compensation for conformal radiotherapy by means of multi-leaf collimation. *Radiother Oncol* 1994 ; 32 : 163-73.
  - 27 Yu CX. Intensity-modulated arc therapy with dynamic multileaf collimation: an alternative to tomotherapy. *Phys Med Biol* 1995 ; 40 : 1435-49.

## PHYSICS CONTRIBUTION

# COMBINING THE ADVANTAGES OF STEP-AND-SHOOT AND DYNAMIC DELIVERY OF INTENSITY-MODULATED RADIOTHERAPY BY INTERRUPTED DYNAMIC SEQUENCES

CHANTAL MARTENS, IR., WERNER DE GERSEM, IR., WILFRIED DE NEVE, M.D., PH.D., AND CARLOS DE WAGTER, IR., PH.D.

Division of Radiotherapy, Gent University Hospital, Gent, Belgium

**Purpose:** A hybrid between step-and-shoot and dynamic operation, called interrupted dynamic sequences, was investigated for prostate intensity-modulated radiotherapy (IMRT) delivered by a multisegment close-in technique. The new delivery mode was compared to the step-and-shoot mode concerning dose distribution.

**Methods and Materials:** Segments suitable for dynamic transition were selected using a system of segment classes. Transitions were only allowed between two segments of the same class, keeping intended sharp in-field dose gradients unchanged. Delivery was performed by an Elekta SLiplus (Crawley, UK) linear accelerator equipped with a dynamic multileaf collimator (MLC). Because no modeling of the dose during the transitions is made, accurate dose measurements were performed. Dose profiles were measured using a linear ion chamber array (LA48, PTW—Freiburg). The suitability of this detector for measurements in sharp dose gradients was investigated first. In addition, field flatness was examined for segments with a low monitor unit (MU) count. Uncertainties in dose output were investigated using an ionization chamber (30001, PTW—Freiburg).

**Results:** Because linear array measured penumbræ are only slightly broader ( $\leq 0.4$  mm for MLC collimated field) than those obtained using a diamond detector, the array is a good device for profile measurements. Uncertainties related with the use of low MU beam segments are very small ( $< 1\%$  for segments of minimum 3 MU), giving no contra-evidence for the step-and-shoot mode. Interrupted dynamic sequences are shown to introduce only small dosimetric differences as compared to the step-and-shoot delivery.

**Conclusion:** Both delivery modes, step-and-shoot and interrupted dynamic sequences, result in similar dose distributions for the forward planned prostate class solution. © 2001 Elsevier Science Inc.

IMRT, Step-and-shoot, Dynamic, Linear ion chamber array, Low monitor unit segments.

## INTRODUCTION

Multileaf collimator (MLC) technology capable of delivering intensity-modulated radiotherapy (IMRT) is commercially available. Two IMRT delivery modes are associated with the use of MLCs, namely dynamic and step-and-shoot mode. Each mode has its advantages and disadvantages, and there is no consensus as to which may be considered the definitive delivery method. An overview is given by Webb (1). A large number of radiotherapy departments plan to apply IMRT in clinical practice; most of these departments focus on one mode to keep the investment cost bearable. In summary, we could argue that dynamic delivery is more time-efficient than step-and-shoot, the difference being most important for highly modulated beams. The increased time efficiency of dynamic operation must be balanced against the lower complexity of planning and delivery and

the lower cost of quality assurance for the step-and-shoot mode. In this paper, we will demonstrate that rationally developed hybrids between dynamic and step-and-shoot operation offer many of the advantages of each mode without adding the disadvantages. We developed a hybrid method that we called the “interrupted dynamic sequences” method. We demonstrated that interrupted dynamic sequences are attractive for delivery by a close-in technique planned by anatomy-based class solutions. A similar combination mode has been developed previously by Beavis *et al.* (2, 3).

## METHODS AND MATERIALS

### *Planning by decomposing intended dose distribution*

The prostate class solution, which was applied from March 1997 until now, involved the use of three beam

Reprint requests to: Dr. W. De Neve, Gent University Hospital, De Pintelaan 185, 9000 Gent, Belgium. Tel: 09-240-30-15; Fax: 32-09-240-30-40.

The project “Conformal Radiotherapy G.U.H.” is supported by the Belgische Federatie tegen Kanker and by grants from the Fonds voor Wetenschappelijk Onderzoek Vlaanderen (grants

FWO G.0049.98 and G.0039.97), the University of Gent (Verkennd Europees Onderzoek), the Sportvereniging tegen Kanker, and the Centrum voor Studie en Behandeling van Gezwelziekten. R-UZG is member of the Elekta IMRT consortium.

The first and second author contributed equally to this study.

Accepted for publication 24 January 2001.



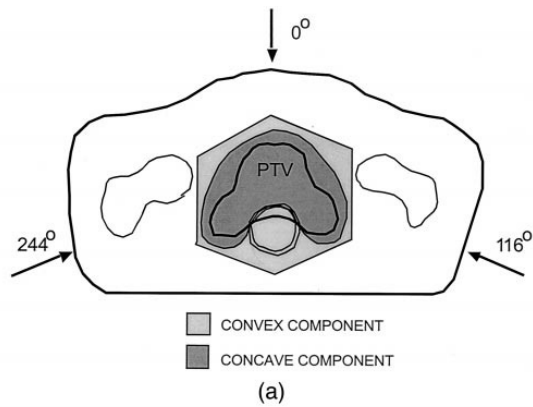


Fig. 1. (a) Convex and a concave dose component for prostate cancer. (b) Dose distribution in a transverse plane.

directions (in the transverse plane) with gantry angles of  $0^\circ$ ,  $116^\circ$ , and  $244^\circ$ . Their isocenters are located at the 3D midpoint of the planning target volume (PTV), which consists of the prostate and the seminal vesicles plus a 7-mm isotropical margin. The patient is planned in supine position. A simultaneous boost technique has been used. A basic dose (further called convex dose distribution component [Fig. 1a]) of about 68 Gy is delivered to the whole PTV by

means of large beam segments (one for each beam direction), which encompass the beam's-eye-view (BEV) projection of the PTV plus an 8-mm margin. A simultaneous boost dose (further called concave dose distribution component [Fig. 1a]) is delivered to the PTV minus the volume of overlap between the PTV and the rectum by smaller segments. The sum of both dose distribution components to the PTV has a median of 76–78 Gy, a maximum dose ( $D_{\max}$ ) of

Step-and-shoot sequence

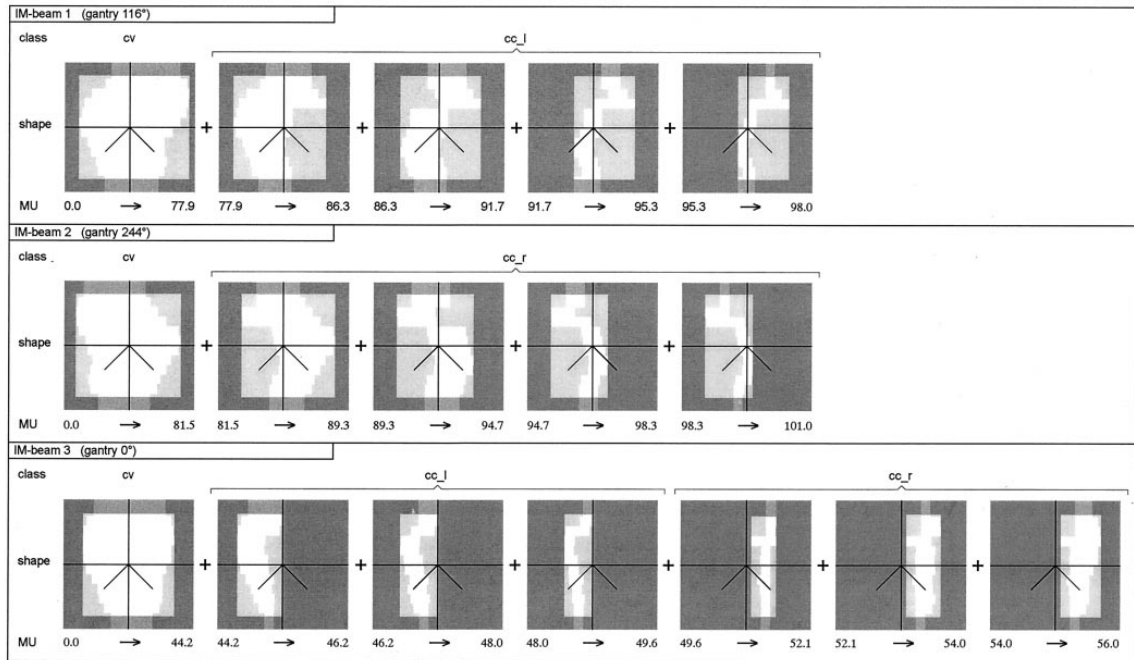


Fig. 2. Printout of the segment sequence for the three IM-beams of the studied prostate treatment. For each beam the class of the segments, their shapes, and number of MUs to be delivered shown.

80–82 Gy and a minimum dose of 69–71 Gy. The  $D_{max}$  of rectum is 72 Gy (actually, the plans are normalized to a rectum  $D_{max}$  of 72 Gy) and the treatment is delivered in 36 fractions.

To create the concave dose distribution component we previously described (4, 5), an anatomy-based method that defined the geometries of multiple superposed segments using principles derived from rotational therapy (6). In brief, for each beam direction, multiple segments are created from which the apertures exclude the BEV projection of the rectal wall by a narrow (0.0–0.3-cm) margin but cover the BEV projection of the PTV to various degrees. Segments are stacked in such a way that a large increase of intensity can be obtained with decreasing distance from the rectal wall and segment weights are optimized as described previously (7). The resulting dose distribution in a transverse plane is shown in Fig. 1b.

The dose gradients, which run anteriorly and anterolaterally from the anterior rectal wall, feature a dose difference of about 7–8% over a distance of 7 mm. If, by internal motion, the anterior rectal wall would be located 7 mm more ventrally than on the planning CT scan, the fraction dose at the anterior rectal wall would be increased by about 0.15 Gy. The posterior part of the clinical target volume (CTV) is located about midway across the dose gradients. A 7-mm displacement of the CTV in the posterior direction would

result in a dose decrease of up to 0.1 Gy/fraction to some parts of the CTV.

The result of segment generation is shown in Fig. 2, which is a printout of the segment sequence for the 3 intensity-modulated (IM) beams. The printout also gives the number of monitor units (MUs) that are to be delivered to each segment in step-and-shoot mode. The segment sequence of each IM-beam contains segments that belong to different classes. The first segment of each IM-beam belongs to the class “cv” which is the abbreviation for convex. For IM-beam 1 (gantry 116°), the remaining 4 segments belong to the class “cc\_l” which is the abbreviation for concave\_left. The cc\_l segments contribute to the concave dose distribution component and their aperture projects to the left side of the rectum in BEV. IM-beam 2 (gantry 244°) contains 4 segments that belong to the class “cc\_r”, which is the abbreviation for concave\_right (the segment apertures projects to the right side of the rectum in BEV). IM-beam 3 (gantry 0°) contains 3 segments (segments 2–4 of the sequence) that belong to the class “cc\_l” and 3 segments (segments 5–7 of the sequence) that belong to the class “cc\_r”, their apertures projecting to the left or right side, respectively, of the rectum in BEV.

For segments that belong to the same class, dynamic transitions are allowed for the following reason: for a concave dose distribution component, the intensity needed in-

side each IM-beam must continuously increase with decreasing distance from the rectal wall. The segmented planning and delivery approximate the intended intensity variation in a discontinuous (stepwise) fashion. Intuitively, we could argue that dynamic transitions might be desirable, as they blur the stepwise effects of segment edges on intensity. Alternatively, a segment edge that is needed to create a sharp in-field intensity gradient, should not be used in a dynamic sequence as blurring of the edge is undesirable. Therefore, step-and-shoot transition is performed between the segments of class cc\_l (or cc\_r) and the segment of class cv. In some other plans, the cv component contains additional segments that compensate for missing tissue between which dynamic transitions are allowed for the same reason.

#### *Selection of segments suitable for dynamic transitions*

Dynamic transitions are only applied between each two successive segments that belong to the same beam direction and segment class, and have the same energy, filters, trays, isocenter, and collimator angle. The segment class is obtained from the name of the segment, which is of the form:

$$\text{GTC}(\langle g \rangle \langle t \rangle \langle c \rangle) S \langle nr \rangle \langle cl \rangle \langle \dots \rangle \quad (1)$$

where  $\langle g \rangle$  denotes the gantry angle,  $\langle t \rangle$  table angle,  $\langle c \rangle$  collimator angle,  $\langle nr \rangle$  segment number or width (positive floating point number),  $\langle cl \rangle$  string (without white spaces) representing segment class, and  $\langle \dots \rangle$  any further information.

Segments can be generated automatically using a class solution (4), by using other automated segment generators, or by interactive virtual simulation. Automatically generated segments are named according to the described format. Segments having a name in a different format are excluded from dynamic transitions. This segment class is used (a) to prevent dynamic transitions to deposit dose while the leaves are moving over a critical organ and (b) to maintain steep in-field dose gradients.

#### *Nature of the dynamic transitions*

From each two successive segments suitable for dynamic transition, an equal number of MUs is transferred to the transition. The number of MUs needed for the transition is computed by taking into account the leaf or jaw that has to travel the longest distance in the transition, the minimum achievable leaf speed (Elekta MLC at Ghent UZ: 9 mm/s) in any conditions, and the dose rate (100 MU/min). The maximum absolute number of MUs allowed in dynamic transitions was set to 10 MU. Placing a dynamic transition between two segments can limit the possibility to make a further dynamic transition toward the next segment. In this case, the algorithm selects the possibility with the maximum number of dynamic transitions that has the minimal total amount of MUs used for dynamic transitions. For IM-beam 1, the number of MUs necessary to create a dynamic tran-

sition between segment 2 and 3, between segment 3 and 4, and between the last two segments, is 8.52, 3.70, and 1.85 MU, respectively. Although each of these three dynamic transitions could be applied separately, it is not possible to perform both the first and the second transition. Indeed, this would reduce the third segment with  $8.52/2 + 3.70/2 = 6.11$  MU, while only 5.4 MU (Fig. 2) are available. Of the two remaining possible combinations, this one with a dynamic transition between segment 3 and 4 and between segment 4 and 5 was selected for reasons of minimal number of MUs in the transitions. For IM-beam 2 (7.41, 3.70 and 1.85 MU needed for dynamic transition between segment 2 and 3, 3 and 4, and 4 and 5, respectively) and IM-beam 3 (4.26, 1.85, 2.04, and 2.96 MU needed for dynamic transition between segment 2 and 3, 3 and 4, 5 and 6, and 6 and 7, respectively) similar selections had to be made. The resulting dynamic transitions for the three beams of the studied prostate treatment are represented in Fig. 3. Note that the dynamic transitions have always at least one leaf or jaw traveling at the speed of 9 mm/s.

#### *Delivery*

Treatment delivery was performed by an Elekta SLiplus (6–18 MV) (Crawley, UK) linear accelerator equipped with a dynamic multileaf collimator (DMLC). The operation of the DMLC has been described previously (4).

#### *Dose measurements*

Unless mentioned otherwise the accelerator was set to a dose rate of 100 MU/min for reasons of the accuracy of the dose delivered per segment (4). The measurements were performed in a MP3 waterphantom (PTW—Freiburg) using a linear ion chamber array (LA48, PTW—Freiburg) with 47 fluid-filled ionization chambers connected to the MULTIDOS (PTW—Freiburg). The center-to-center distance of the chambers is 8 mm and the sensitive area of each chamber is  $4 \times 4 \text{ mm}^2$ . This detector is designed specifically for dynamic field dosimetry. A complete dose profile for an IM-beam, with a measuring point every 8 mm, can be obtained for each execution of the beam. The control software allows the shifting of the array longitudinally by 1 mm 7 times, resulting in a profile with a measurement every mm.

#### *Measurement of penumbrae: Comparison of the linear array with a diamond detector*

To investigate the suitability of the linear array for measurements in regions of a sharp dose gradient we measured profiles for  $5 \times 5\text{-cm}^2$  fields and compared them with those obtained using the diamond detector, oriented for maximum spatial resolution. The linear array was shifted longitudinally by 1 mm for 7 times to obtain profiles with a measurement every millimeter. The sensitive volume of the diamond detector is a small diamond disk with an area of  $5.6 \text{ mm}^2$  and a thickness of only 0.25 mm. The field edges of the  $5 \times 5\text{-cm}^2$  fields, perpendicular to the scan direction, were defined either by a conventional cerrobend block or

Interrupted dynamic sequence

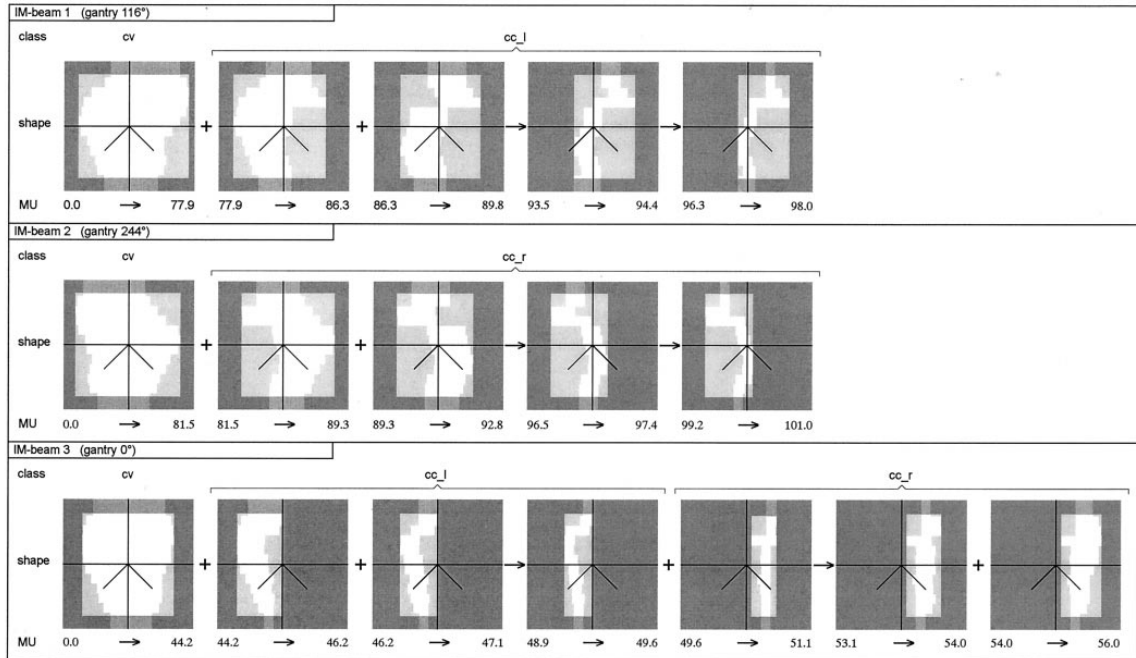


Fig. 3. Segments of the three IM-beams with the MUs to be delivered for the interrupted dynamic sequences. Step-and-shoot and dynamic transitions are represented by a plus sign and an arrow, respectively.

using the multileaf collimator in combination with the back-up jaws. The focused cerrobend block was constructed with care and mounted on the accelerator head to achieve the sharpest possible geometrical penumbra and in this way to assess the limits of the array performance. We distinguished between a 6- and 18-MV photon beam. Measurements were performed at depths of 5 and 10 cm, respectively, and profiles were obtained in the isocentric plane.

*Dosimetry of segments with a low number of MU*

Uncertainties in dose output and field flatness are a well-known problem of step-and-shoot delivery with low MU count per beam segment. They are related to the stabilizing servo mechanism of the beam control during startup. In dynamic sequences, these uncertainties are restricted to the first segment of each sequence while they occur in all segments with step-and-shoot.

To investigate the influence of the number of MU per segment on dose output, we used a Farmer-type ionization chamber (30001, PTW—Freiburg). This chamber was positioned at the isocenter at a depth of 10 cm for a field size of  $10 \times 10\text{-cm}^2$ . The beam energy was 18 MV and the accelerator was successively set to give a dose rate of 100, 200, and 400 MU/min.

To study the field flatness for these small MU beam segments, the linear array was used. Profiles for a  $20 \times 20\text{-cm}^2$  field, with a measurement point every 8 mm, were

obtained by a single exposure of the array. We compared the two available photon beams (6 and 18 MV) and distinguished between three dose rates (100, 200, and 400 MU/min). For each of these 6 combinations, beam segments with a length of 1, 5, and 50 MU were considered. Profiles were measured in the gun-target direction and in the left-right direction. Collimator angles were set to  $90^\circ$  and  $0^\circ$ , respectively, to exclude effects specific to either the upper (leaves and back-up) or lower collimator jaws. In addition, day-to-day variations of the flatness were investigated. For the 6-MV beam, the measurements in the gun-target direction were repeated several times during some consecutive days about 4.5 months after the above measurements.

*Dosimetry of interrupted dynamic sequences used in a prostate treatment*

Profiles were measured in the leaf travel direction (under leaf pair 20) at 10-cm depth, for the three 18-MV photon beams of the studied prostate treatment, for both step-and-shoot and dynamic delivery. Collimator and gantry angles were set to zero. The linear array was used. Each IM-beam was delivered eight times and each time the array was shifted longitudinally by 1 mm to obtain profiles with a measurement every mm.

Table 1. Measurements of penumbra at 5-cm depth

Photon beam	Detector	80%–20% Penumbra width (mm)	
		Left penumbra	Right penumbra
cerrobend block			
6 MV	Diamond detector	3.0 ± 0.1*	3.0 ± 0.1
	Linear array	3.8 ± 0.1	3.9 ± 0.1
18 MV	Diamond detector	5.2 ± 0.1	5.3 ± 0.1
	Linear array	5.4 ± 0.1	5.5 ± 0.1
Leaves and backup jaws			
6 MV	Diamond detector	4.3 ± 0.1	4.3 ± 0.1
	Linear array	4.7 ± 0.1	4.7 ± 0.1
18 MV	Diamond detector	6.3 ± 0.1	6.2 ± 0.1
	Linear array	6.3 ± 0.1	6.3 ± 0.1

\* Mean ± standard deviation of measured values.

Table 2. RMSDs of the profiles, in a 20 × 20-cm<sup>2</sup> field, for 1 and 5 MU compared to the profile for 50 MU

Measuring direction	Beam energy	Dose rate (MU/min)	RMSD (%)	
			1 MU	5 MU
Gun-target direction (collimator angle 90°)	6 MV	100	0.75	0.26
		200	0.75	0.22
		400	1.28	0.24
	18 MV	100	1.30	0.49
		200	1.89	0.45
		400	2.48	0.63
Left-right direction (collimator angle 0°)	6 MV	100	0.40	0.14
		200	0.52	0.17
		400	0.80	0.20
	18 MV	100	0.96	0.26
		200	1.23	0.35
		400	0.91	0.53

**RESULTS**

*Dose measurements*

*Measurement of penumbrae: comparison of the linear array with a diamond detector*

Table 1 represents the 80-20% penumbra widths, as measured by the diamond detector and the linear array for the 5 × 5-cm<sup>2</sup> fields collimated using a cerrobend block or the MLC in combination with the backup jaws. Obviously, no major measurement artifacts are introduced by the use of the linear array. From the table, it is obvious that the penumbra-broadening effect introduced by the linear array is very

small, especially for the 18-MV photon beams. For the MLC collimated fields, a penumbra broadening of about 0.4 mm and 0.1 mm was found for the 6- and 18-MV photon beam, respectively.

*Dosimetry of segments with a small number of MU*

The effect of the number of MUs per segment on dose output is represented in Fig. 4 for the 18-MV photon beam of our accelerator. The output for a 400-MU segment with a dose rate of 400 MU/min is used as a reference because these are the parameters we use for the calibration of our accelerators. From this figure, we can conclude that for

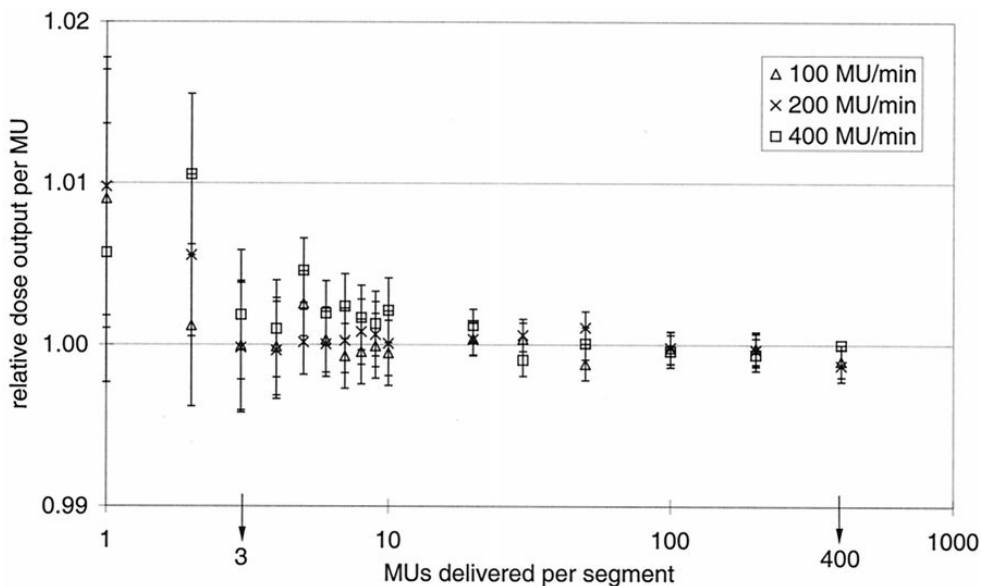


Fig. 4. Influence of the number of MUs delivered per segment, on the accuracy of dose output. Measurements were performed for segments of 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 20, 30, 50, 100, 200, and 400 MU. The curves were normalized at 400 MU and 400 MU/min.

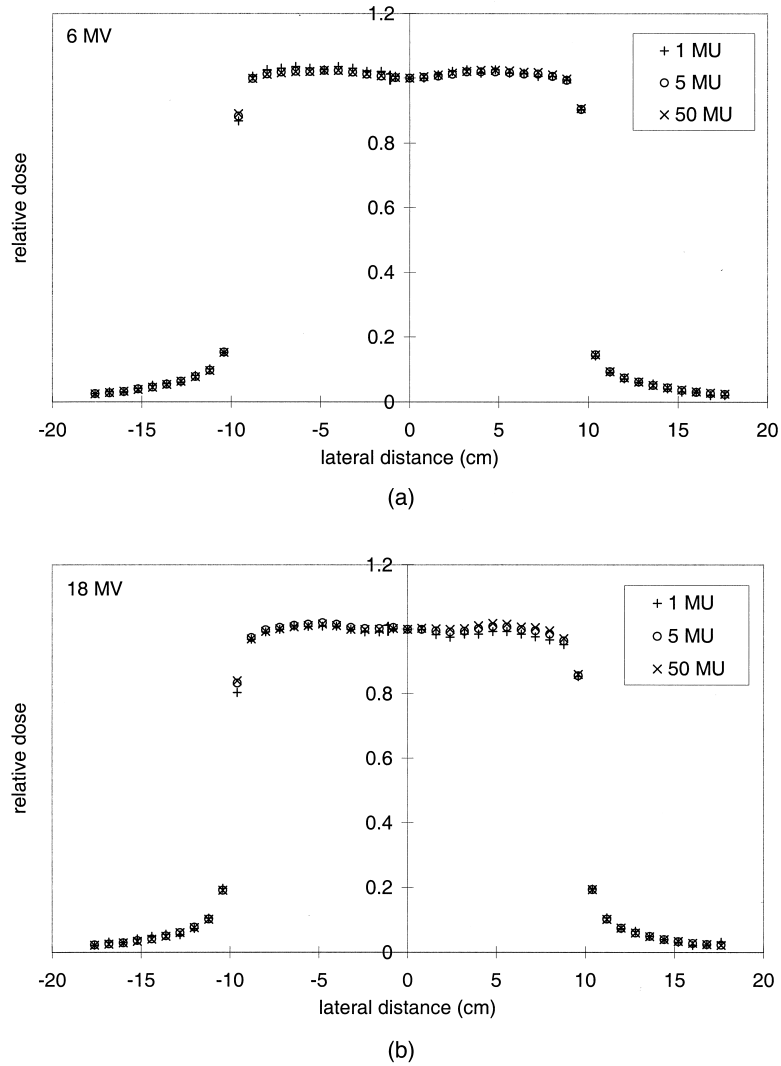


Fig. 5. Profiles in the gun-target direction for a 20 × 20-cm<sup>2</sup> field and a variety of MUs. The two available photon beam qualities, 6 MV (a) and 18 MV (b), were applied. The dose rate was 100 MU/min.

segments of minimum 3 MU the deviations in dose output are less than 1%, irrespective of the dose rate.

Table 2 represents the root mean square deviations (RMSDs) of the profiles for 1 and 5 MU in comparison to the profile for 50 MU:

$$\text{RMSD} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (P_i - P_{50\text{MU},i})^2}{n}} \cdot 100\% \quad (2)$$

with  $P_i$ ;  $i = 1 \dots n$ : relative doses in points of the profile for 1 or 5 MU;  $P_{50\text{MU},i}$ ;  $i = 1 \dots n$ : relative doses in points of

the profile for 50 MU; and  $n$ : the number of equidistant measurement points. Forty-five equidistant measurement points were considered and the RMSDs include the penumbra region. The influence of beam energy, profile orientation, and dose rate can be derived from these tables. The RMSDs are obviously greater for the 18- than for the 6-MV photon beam. Furthermore, the orientation of the sampled profile plays an important role: the effect of the number of MU is more important for the gun-target than for the left-right direction. And, except for the left-right scan in an 18-MV beam, the deviations increase with dose rate.

Figure 5 represents the profiles in the gun-target direction for 6 (a) and 18 MV (b), and for 100 MU/min, the dose rate

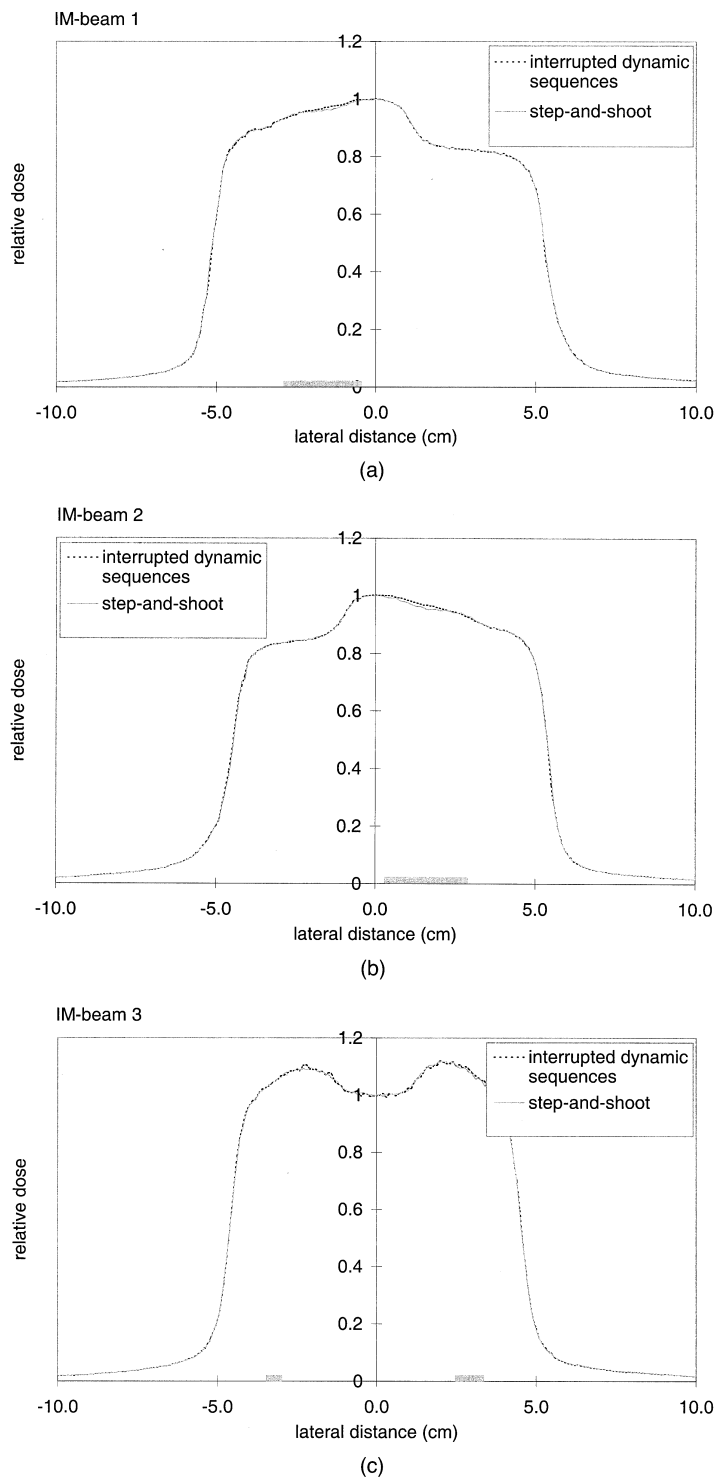


Fig. 6. Profiles in the leaf travel direction (under leaf pair 20) for the three beams. (a) IM-beam 1, (b) IM-beam 2, and (c) IM-beam 3 of the prostate treatment. Regions of dynamic transition for leaf pair 20 are indicated by a solid line.

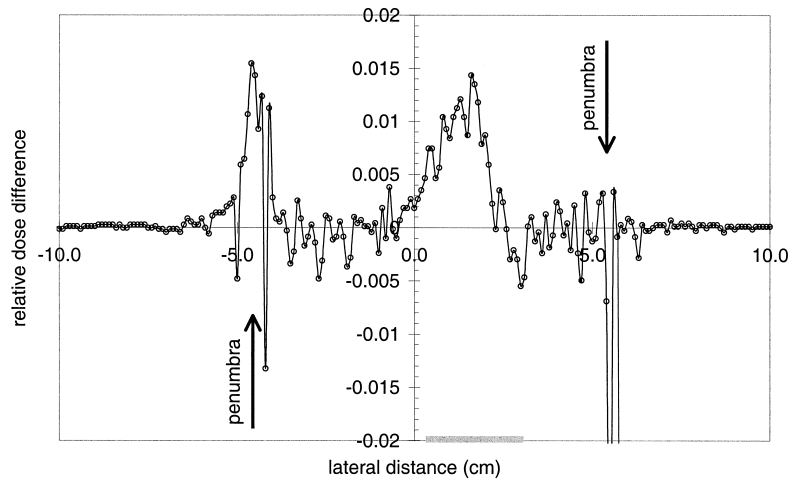


Fig. 7. Relative dose difference profile (dose for dynamic delivery minus dose for step-and-shoot delivery) for IM-beam 2. Regions of dynamic transition for leaf pair 20 are indicated by a solid line.

used in IMRT. We want to emphasize that the above-mentioned profile deviations are worst-case results and that day-to-day variations are important, especially over longer time periods. In the case of the 6-MV photon beam and the highest dose rate, for instance, Table 2 gives an RMSD of 1.28% for the 1-MU segment and the gun-target direction. Measurements about 4.5 months later gave RMSDs varying from day-to-day between 0.56% and 0.78%. Most probably, these long-term variations are related to the gradual degradation and periodical replacement of the electron gun, in combination with the necessary monthly readjustments of the gun-current starting value.

#### *Dosimetry of interrupted dynamic sequences used in a prostate treatment*

A dosimetric comparison between the two delivery modes, step-and-shoot and interrupted dynamic sequences, is given in Fig. 6 for the three beams of the studied prostate treatment. All profiles were normalized at the dose in the center of the field for the step-and-shoot case of the considered beam. Obviously, the use of interrupted dynamic sequences keeps the intended sharp gradients near the rectum unchanged. Furthermore, in the regions of dynamic transition, no major effects on dose distribution were found. Figure 7 represents the dose for dynamic delivery minus the dose for step-and-shoot delivery for the second beam. The most extended deviation is related to the two dynamic sequences in this beam and is less than 1.5%. The higher dose for dynamic sequences is related to the sublinear increase in output factor with field width.

Other deviations in this figure are due to statistical uncertainties, especially those near the field edges where small differences in the exact position of the leaves can cause relatively large, but very local, deviations.

## DISCUSSION

In MLC collimated IMRT fields, penumbræ measured with the linear array are only slightly broader than those obtained using the diamond detector; therefore, the linear array is a suitable device for accurate measurements in sharp dose gradients. As a consequence, this detector was chosen because only eight deliveries of each IM beam were required to obtain millimeter resolution.

Possible uncertainties in dose output and field flatness for small MU beam segments are related to the beam-stabilizing mechanism. Deviations in field flatness are somewhat higher for the gun-target than for the left-right direction, probably because of the bending in this direction. For our SLiplus linear accelerator, the uncertainties are very small; therefore, the more frequent beam restart-up, characteristic for step-and-shoot, is not a drawback of this delivery mode.

By making the dynamic transitions temporally as short as physically possible, dose profiles obtained with dynamic delivery showed only small differences when compared to the profiles obtained with step-and-shoot delivery. The differences were located at edge regions of the segments that were programmed in a dynamic sequence. Accurate knowledge of these differences is needed because the planning is made as multiple static segments without modeling of the dynamic transitions. Theoretically, the magnitude of the differences is function of the leaf travel distance involved in the dynamic transition. For the forward planned prostate class solution, typical dynamic transitions take 1.5–4 MU (corresponding with a maximum leaf travel distance of 8.1–21.6 mm). It is demonstrated that these transitions introduce only small dosimetric differences as compared to the step-and-shoot delivery. In case of treatments involving longer transitions, an extra dosimetric check for the treatment considered is recommended. The choice of segments



was such that (a) the dosimetric differences were further restricted to field areas that delivered dose to the planning target volume but not to the dose limiting organ(s) at risk and (b) intended sharp gradients in fluence were respected by a step-and-shoot transition.

Note that there is no discussion regarding the number of dynamic transitions that can be introduced. For the treatment considered, 43% of the transitions were executed dynamically. The consecutive estimated increase in time efficiency is calculated taking into account the beam startup time (4 s for fast-tuning magnetron), the dose rate of 100 MU/min, and the time needed to reposition the leaves (leaf speed is 9 mm/s). The resulting execution times for the three IM-beams are 93 s, 93 s, and 80 s and 81 s, 82 s, and 70 s for step-and-shoot and interrupted dynamic sequences, re-

spectively. The use of the hybrid approach corresponds to an average gain in time of 12%.

## CONCLUSION

Interrupted dynamic sequences are attractive for time efficiency and dose smoothing in prostate IMRT delivered by a close-in technique. Dynamic transitions were not used in situations where they would blur intended sharp dose gradients. Another restriction is the limited number of MUs available.

Dose differences between the two delivery modes, step-and-shoot and dynamic delivery, were extremely small; therefore, interrupted dynamic sequences offer a safe method to deliver prostate treatment.

## REFERENCES

1. Webb S. Methods to create intensity-modulated beams. In: Webb S, editor. *The physics of conformal radiotherapy*. Bristol: IOP Publishing; 1997. p. 96–175.
2. Beavis AW, Whitton VJ, Xing L. A combination delivery mode for intensity modulated radiation therapy based on specific patient cases. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 1999;45:(Suppl.):164.
3. Beavis AW, Ganney PS, Whiton VJ, *et al*. Slide and shoot. A new method for MLC delivery of IMRT. In: Schlegal W, Bortfeld T, editors. *The Use Of Computers In Radiation Therapy: XIIIth International Conference*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag; 2000. p. 182–184.
4. De Neve W, De Gerssem W, Derycke S, *et al*. Clinical delivery of intensity modulated conformal radiotherapy for relapsed or second-primary head and neck cancer using a multileaf collimator with dynamic control. *Radiother Oncol* 1999;50:301–314.
5. De Neve W, De Wagter C, De Jaeger K, *et al*. Planning and delivering high doses to targets surrounding the spinal cord at the lower neck and upper mediastinal levels: Static beam-segmentation technique executed by a multileaf collimator. *Radiother Oncol* 1996;40:271–279.
6. Brahme A. Optimization of stationary and moving beam radiation therapy techniques. *Radiother Oncol* 1988;12:129–140.
7. De Meerleer G, Vakaet L, De Gerssem W, *et al*. Radiotherapy of prostate cancer with segmented or non-segmented beams: A planning comparison. *Int J Radiat Oncol Biol Phys*. In press.

## Underdosage of the upper-airway mucosa for small fields as used in intensity-modulated radiation therapy: A comparison between radiochromic film measurements, Monte Carlo simulations, and collapsed cone convolution calculations

C. Martens

*Division of Radiotherapy, Ghent University Hospital, De Pintelaan 185, B-9000 Gent, Belgium*

N. Reynaert

*Department of Medical Physics, Ghent University, Proeftuinstraat 86, B-9000 Gent, Belgium*

C. De Wagter

*Division of Radiotherapy, Ghent University Hospital, De Pintelaan 185, B-9000 Gent, Belgium*

P. Nilsson

*Department of Radiation Physics, Lund University Hospital, SE-221 85 Lund, Sweden*

M. Coghe

*Division of Radiotherapy, Ghent University Hospital, De Pintelaan 185, B-9000 Gent, Belgium*

H. Palmans

*Subatomic and Radiation Physics Department, Ghent University, Proeftuinstraat 86, B-9000 Gent, Belgium*

H. Thierens

*Department of Medical Physics, Ghent University, Proeftuinstraat 86, B-9000 Gent, Belgium*

W. De Neve

*Division of Radiotherapy, Ghent University Hospital, De Pintelaan 185, B-9000 Gent, Belgium*

(Received 11 January 2002; accepted for publication 24 April 2002)

Head-and-neck tumors are often situated at an air-tissue interface what may result in an underdosage of part of the tumor in radiotherapy treatments using megavoltage photons, especially for small fields. In addition to effects of transient electronic disequilibrium, for these small fields, an increased lateral electron range in air will result in an important extra reduction of the central axis dose beyond the cavity. Therefore dose calculation algorithms need to model electron transport accurately. We simulated the trachea by a 2 cm diameter cylindrical air cavity with the rim situated 2 cm beneath the phantom surface. A 6 MV photon beam from an Elekta SLiplus linear accelerator, equipped with the standard multileaf collimator (MLC), was assessed. A  $10 \times 2$  cm<sup>2</sup> and a  $10 \times 1$  cm<sup>2</sup> field, both widthwise collimated by the MLC, were applied with their long side parallel to the cylinder axis. Central axis dose rebuild-up was studied. Radiochromic film measurements were performed in an in-house manufactured polystyrene phantom with the films oriented either along or perpendicular to the beam axis. Monte Carlo simulations were performed with BEAM and EGSnrc. Calculations were also performed using the pencil beam (PB) algorithm and the collapsed cone convolution (CCC) algorithm of Helax-TMS (MDS Nordion, Kanata, Canada) version 6.0.2 and using the CCC algorithm of Pinnacle (ADAC Laboratories, Milpitas, CA, USA) version 4.2. A very good agreement between the film measurements and the Monte Carlo simulations was found. The CCC algorithms were not able to predict the interface dose accurately when lateral electronic disequilibrium occurs, but were shown to be a considerable improvement compared to the PB algorithm. The CCC algorithms overestimate the dose in the rebuild-up region. The interface dose was overestimated by a maximum of 31% or 54%, depending on the implementation of the CCC algorithm. At a depth of 1 mm, the maximum dose overestimation was 14% or 24%. © 2002 American Association of Physicists in Medicine. [DOI: 10.1118/1.1487421]

Key words: air cavity, small fields, radiochromic film, Monte Carlo, collapsed cone convolution calculations

### I. INTRODUCTION

Many head-and-neck tumors originate in the mucosa. Their localization at an air-tissue interface complicates accurate dosimetry and may result in an underdosage of part of the tumor when treated with megavoltage photons. Many inves-

tigators explored the perturbations near low-density inhomogeneities experimentally.<sup>1-7</sup> Li *et al.*<sup>8</sup> performed Monte Carlo simulations to investigate the effect of beam quality, field size, cavity shape and dimensions, and depth of the cavity in water. A decreased beam attenuation, changes in

photon scatter, transient electronic disequilibrium and, for small fields, an increased lateral electron range affect the dose distribution. It is well known that treatment planning systems using conventional dose calculation algorithms, e.g., based on pencil beams, are not able to predict interface doses accurately. Monte Carlo simulations present an alternative to the analytical methods. Kan *et al.*<sup>9</sup> found that Monte Carlo simulations give accurate dose distributions for a cubic air cavity of  $4 \times 4 \times 4 \text{ cm}^3$  and a  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  field. They compared the simulations with Markus chamber and radiographic film measurements. Arnfield *et al.*<sup>10</sup> found a good correspondence between Monte Carlo simulations and TLD or film measurements for a simple planar configuration and a  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  or  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  field. But, Monte Carlo simulations are currently still time consuming for routine clinical planning. Convolution/superposition calculations might offer a solution for this problem. However, Arnfield *et al.*<sup>10</sup> found deviations in the regions of electronic disequilibrium when using the collapsed cone convolution (CCC) algorithm of the Pinnacle (ADAC Laboratories, Milpitas, CA, USA) treatment planning system.

In intensity-modulated radiation therapy (IMRT) small fields deliver an important part of the dose. For these fields, which suffer already from lateral electronic disequilibrium in a homogeneous water medium, the increased electron range in air will result in a dramatic reduction of the central axis dose just beyond the cavity.<sup>7</sup> This will test dose calculation algorithms to their utmost limits. Therefore, we assessed in this paper the dose rebuild-up behind the cavity for small fields. We investigated the agreement between Monte Carlo simulations and measurements. In addition, we performed pencil beam (PB) and CCC calculations with the Helax-TMS (MDS Nordion, Kanata, Canada) version 6.0.2 treatment planning system and we performed CCC calculations with the Pinnacle (ADAC Laboratories, Milpitas, CA, USA) version 4.2 treatment planning system.

## II. MATERIALS AND METHODS

We applied the cavity geometry formerly used by De Vlaminck *et al.*<sup>7</sup> A 2 cm diameter tube simulates the trachea. However, we replaced the styrofoam, used by these authors to permit a measurement in a water phantom, by air in order to have a more critical case and a case that is more relevant for tumors in the upper airways. The dose rebuild-up behind this cavity was studied for 6 MV photon beams because of the clinical use of this beam quality at our institution for treatments in the head-and-neck region. An Elekta SLiplus linear accelerator, equipped with the standard multileaf collimator (MLC), was used. Two rectangular fields were applied:  $10 \times 2 \text{ cm}^2$  and  $10 \times 1 \text{ cm}^2$ . Both were collimated widthwise using the MLC in combination with the back-up jaws. A schematic representation of the configurations studied is given in Fig. 1. The axis of the cylinder was always parallel to the long side of the fields. The rim of the cylinder was positioned 2 cm beneath the surface. The source-to-surface distance (SSD) was 95 cm.

Medical Physics, Vol. 29, No. 7, July 2002

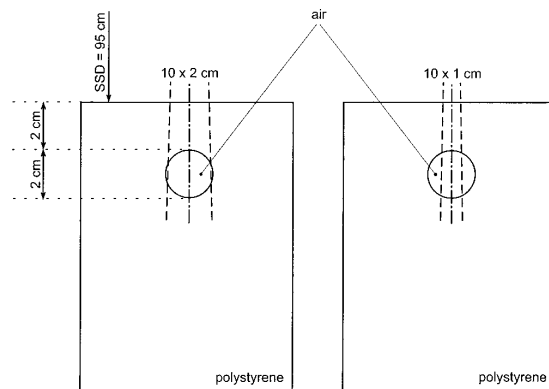


FIG. 1. Schematic representation of the configurations used in this study.

### A. Radiochromic film measurements

Measurements with radiochromic film (Gafchromic type MD-55 Cat. No. 37-041 Lot #I1215MD55) were performed in an in-house manufactured polystyrene phantom. At first, the films were positioned along the beam axis as shown in Fig. 2(a). The gantry angle was set to  $270^\circ$ . Since cut edges of a film may be stressed,<sup>11</sup> a simple measurement of the interface dose might be adversely affected. Therefore, film

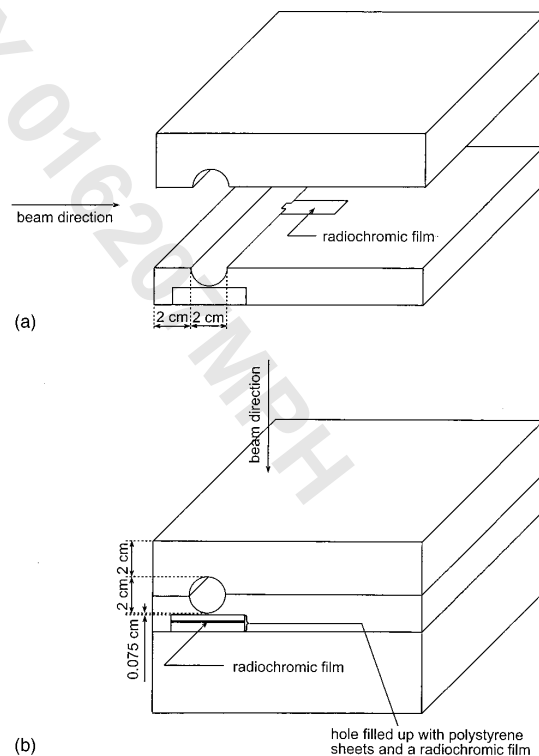


FIG. 2. Polystyrene phantom used for the irradiation of the radiochromic film strips oriented (a) along or (b) perpendicular to the beam axis.

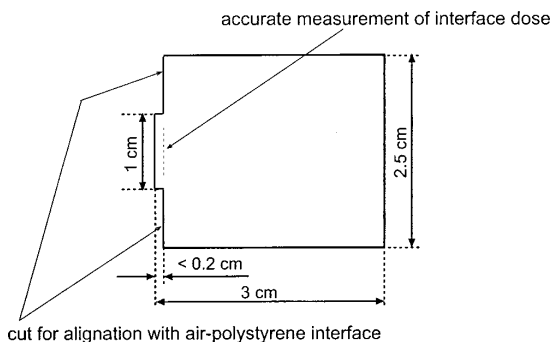


FIG. 3. Film strips for measurements along the beam axis were cut in a special way to allow an accurate measurement of the interface dose.

strips were cut in a special way as outlined in Fig. 3. The tongue allows an accurate measurement of the interface dose, while the edges situated next to it were used to assure an accurate alignment of the film strip with the air-polystyrene interface. To minimize statistical fluctuations, within each film strip as many as possible depth dose curves (typically ca. 95) were averaged. In addition, for both field sizes, the results of three film strips were averaged. To assess the value of radiochromic film measurements in an orientation along the beam axis, measurements were also performed with film strips perpendicular to the beam axis. The setup for these measurements is shown in Fig. 2(b). The gantry angle was  $0^\circ$ . The hole under the cylinder cavity [represented in Fig. 2(b)] allows the positioning of film strips at several depths behind the cylinder using a set of 0.5 mm thick polystyrene sheets. The thin shell (0.075 cm) of polystyrene between the hole and the cylinder cavity, indicated in Fig. 2(b), made the construction of the phantom easier. To obtain the effective depth of measurement, half the thickness of the film<sup>12</sup> multiplied by the relative density<sup>13</sup> [ $1/2 \cdot (0.0278 \text{ cm}) \cdot 1.3 = 0.01807 \text{ cm}$ ] was added to the thickness of the polystyrene layer. Films were cut into strips of  $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ . The measurements at normalization depth were repeated four times to assure an accurate normalization.

Optical density (OD) data were obtained with a Vidar VXR-12 digitizer (Vidar Systems Corporation, Virginia, USA). The 12-bit mode was used and the maximum resolution of 300 dpi was applied. A detailed study of the characteristics of this scanner can be found elsewhere.<sup>14</sup> We used the built-in conversion table LIN to obtain the transmission ( $T$ ) at each point. From this, the OD was calculated as

$$\begin{aligned} \text{OD} &= \log\left(\frac{4095}{T} \cdot \frac{t}{10 \text{ ms/line}}\right) \\ &= \log\left(\frac{4095}{T}\right) + \log\left(\frac{t}{10 \text{ ms/line}}\right) \end{aligned}$$

with  $t$  the exposure time, which is the time the CCD array integrates the light signal for each scan line. This exposure time can be varied between 10 and 20 ms/line. For a given film density, the resulting transmission read-out  $T$  is propor-

tional to  $t$ . The fact that the Vidar digitizer always performs its calibration at 10 ms/line, regardless of the user's choice of  $t$ , explains the second term of the formula. Increasing the exposure time has the advantage of reducing the noise.<sup>14</sup> However, the exposure time has also an effect on the minimum OD that can be read

$$\text{OD}_{\min} = \log\left(\frac{t}{10 \text{ ms/line}}\right).$$

Increasing  $t$  from 10 to 20 ms/line changes  $\text{OD}_{\min}$  from 0 to  $\log 2$ . For these reasons, we digitized all films at 14 ms/line which is the longest exposure time that still permits the read out of an unexposed film.

The standard broadband fluorescent tube was replaced by a red Osram L18W/60 tube, making the scanner more sensitive for the blue color tones in radiochromic film. Besides the drift related to the warm-up during a 15–20 min period after switching on the digitizer, unlike the radiographic film whose response is stable,<sup>14</sup> further response changes occur with radiochromic film. This is presumably due to small spectrum changes. From 20 min to 3 hours after the switching on, OD data can change by up to 4%. Therefore, we started all scan sessions exactly 20 min after switching on the digitizer and the first film was frequently rescanned to detect possible sensitivity variations of the digitizer.

To correct for nonuniformity of the radiochromic film response a double-exposure technique<sup>12</sup> was used. All film strips, including those for calibration, were preirradiated to a dose of 10 Gy. For this purpose, three or four films were placed together in the central  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  part of a  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  field. A depth of 5 cm and a source-detector distance (SDD) of 100 cm were applied. Then, the dose homogeneity is within 1%. Corrections for nonuniform film response were then applied at two levels. In-house developed software was used to correct for inhomogeneities within each film strip. In addition, sensitivity differences from strip to strip were taken into account.

According to Niroomand-Rad *et al.*,<sup>12</sup> post-irradiation color changes continue at an ever decreasing rate. Therefore, a period of 7 days was applied between preirradiation and second irradiation. The preirradiated films were read-out just before the second irradiation. After the second irradiation a period of only 2–3 more days was waited before data acquisition. Calibration film strips were irradiated to doses of 5, 10, 13, 16, 20, 23, 26, 30, 35, and 40 Gy. For the actual film dosimetry experiment, 3000 monitor units (MUs) were delivered to the phantom [1 MU corresponds, in a homogeneous phantom, to 1 cGy for a  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  field at a source-detector distance (SDD) of 100 cm and a depth of 5 cm at 6 MV]. A dose rate of 400 MU/min was set for all measurements.

## B. Monte Carlo simulations

The treatment head of the Elekta SLiplus linear accelerator was modeled for the 6 MV photon beam, using the Monte Carlo system BEAM/EGS4.<sup>15</sup> The model was based on technical drawings and data provided by the manufacturer, and

was very similar to the one used for an Elekta SL25 in an earlier publication.<sup>16</sup> For a schematic graphical representation of the model we refer to that publication. The same set of component modules was used and there were only some small geometrical differences in the primary collimator, the flattening filter and in the leaf positioning algorithms. For the modeling of the multileaf collimator, the BEAM component module MLCQ was used. Phase space files of particles exiting the head were generated for the two studied small fields, i.e.,  $10 \times 1 \text{ cm}^2$  and  $10 \times 2 \text{ cm}^2$ . The simulations were performed on an array of 18 dual pentium III's 1 GHz in three steps.

(i) Eighteen Monte Carlo runs (using different couples of initial random number seeds) were performed. For each,  $5 \times 10^7$  electrons incident on the target were sampled from the energy distribution published by Knight.<sup>17</sup> The electron source was modeled as a cylindrical parallel beam with a diameter of 1 mm. The electron and photon transport cutoff values ECUT and PCUT were set to 700 keV and 10 keV and the electron transport algorithm PRESTA<sup>18</sup> was enabled. Bremsstrahlung splitting was invoked as variance reduction method, i.e., each bremsstrahlung photon was actually split in 25 photons with reduced weight. The option of range rejection, also a variance reduction method, was enabled as well. Each electron with a kinetic energy lower than 1 MeV that failed to reach the nearest boundary was discarded and its energy was delivered in the local region. For each run a phase space file containing data for about  $6 \times 10^7$  particles (mostly photons) was scored under the mirror.

(ii) Particles were sampled from these eighteen phase space files (re-using each particle from these files four times) and were transported by BEAM/EGS4 through the multileaf collimator and jaws, with the option of range rejection enabled. A second phase space file was scored under the Mylar foil. The number of particles in this file depended on the field size:  $1.3 \times 10^6$  particles for the  $10 \times 2 \text{ cm}^2$  field and  $6.4 \times 10^5$  particles for the  $10 \times 1 \text{ cm}^2$  field.

(iii) The 18 phase space files for each field were combined into one phase space file, which was then used for the transport simulation in the phantom.

The EGSnrc particle code was used for the determination of the dose distribution behind the cylinder cavity. With the exception of range rejection, which is the default in EGSnrc, no variance reduction techniques were used. The transport was performed with ECUT=0.561 MeV and PCUT=0.010 MeV. The geometry of the cylinder was modeled exactly. The standard air density of  $0.001205 \text{ g/cm}^3$  was used. For the polystyrene phantom we used the experimentally determined density of  $1.04 \text{ g/cm}^3$ . For comparison, simulations were also performed in a water medium. Dose was scored in rectangular voxels. The length of the voxels (parallel with the cylinder's central axis) was 2 cm whereas the thickness (in the direction of the beam axis) was 0.01 cm at close distance to the cavity. The thickness of the voxels increased with increasing distance to the cylinder. The width was chosen as 0.4 cm for the  $10 \times 2 \text{ cm}^2$  field and 0.2 cm for the  $10 \times 1 \text{ cm}^2$  field. In this way it is possible to obtain results with a standard deviation of less than 1%. An analysis

of film measurements performed perpendicularly to the beam axis, showed that deviations related with the voxel length of 2 cm and the voxel width of 0.4 or 0.2 cm are within 1%.

### C. Pencil beam and collapsed cone convolution calculations

CCC calculations were performed with the Helax-TMS version 6.0.2 and the Pinnacle version 4.2 treatment planning systems. For comparison, calculations were also performed with the Helax-TMS PB algorithm. The CCC algorithm of the Helax-TMS system is an implementation of the work of Ahnesjö.<sup>19</sup> The modeling of the beam is performed by MDS Nordion for routine clinical use, based on a set of accelerator design data and a series of measurements performed by the customer. The dose calculations consist of a convolution of the energy released per unit mass with energy deposition kernels. The algorithm applies kernel tilting and accounts for beam hardening<sup>20</sup> and off-axis softening.<sup>21</sup> For inhomogeneous media, simple density scaling of the kernels is applied.<sup>19</sup> The calculations in Helax-TMS are based on a density matrix, which reflects the geometry and the material densities. For our calculations, we modeled a  $20 \times 20 \times 20.5 \text{ cm}^3$  water phantom using 41 identical transverse slices, i.e., the voxel size in the length direction equals 0.5 cm. The air tube was defined by drawing a circle in one of the slices, and then copying it to all other slices. The standard Helax-TMS air density of  $0.00108 \text{ g/cm}^3$  was used. The number of voxels in each slice is set by Helax-TMS, dependent on the phantom size and the number of slices. In our case we obtained  $252 \times 252$  voxels per slice. Thus the voxel size was  $0.5 \times 0.0794 \times 0.0794 \text{ cm}^3$  (length  $\times$  width  $\times$  thickness). To investigate the effect of voxel size, we performed also calculations for a phantom of  $10 \times 10 \times 10.2 \text{ cm}^3$  and higher resolution voxels of  $0.2 \times 0.0442 \times 0.0442 \text{ cm}^3$ . To obtain the dose in a series of specified points along the beam axis, the "line dose" tool of Helax-TMS was used, implying a three-dimensional interpolation in the density matrix.

The CCC algorithm of the Pinnacle system is based on the work of Mackie *et al.*<sup>22,23</sup> and Papanikolaou *et al.*<sup>24</sup> Commissioning of a beam model is performed by the customer for routine clinical use. A series of parameters must be fit to a set of measured profiles and depth dose curves.<sup>25</sup> The convolution algorithm is analogue to that of the Helax-TMS system. A correction for off-axis softening is applied. For inhomogeneous media density scaled kernels are used. For the modeling of the phantom, 30 identical slices with a thickness of 1 cm were used. Each slice measured  $30 \times 30 \text{ cm}^2$ . The dimensions of the voxels in the slices were set to  $1 \times 0.1 \times 0.1 \text{ cm}^3$ . The standard Pinnacle air density of  $0.0012 \text{ g/cm}^3$  was used.

Note that the geometry of the cylinder was not modeled exactly, but was approximated by the voxels of the density matrix, for both Helax-TMS and Pinnacle.

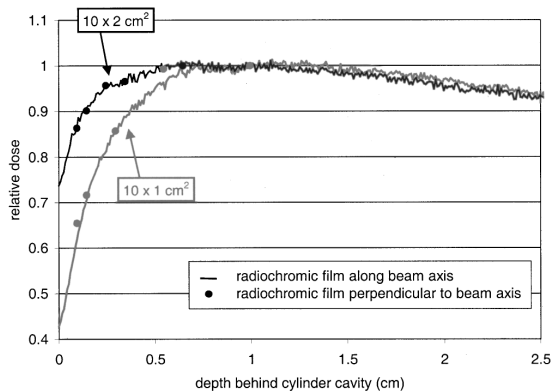


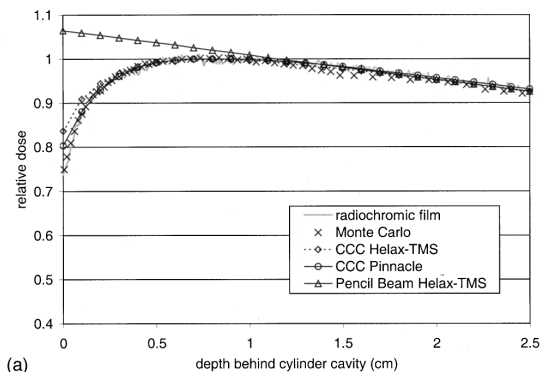
FIG. 4. Dose rebuild-up behind the cylinder cavity: A comparison between radiochromic film measurements with the film strips oriented along and perpendicular to the beam axis. The curves are normalized at the depth of maximum dose rebuild-up.

### III. RESULTS AND DISCUSSION

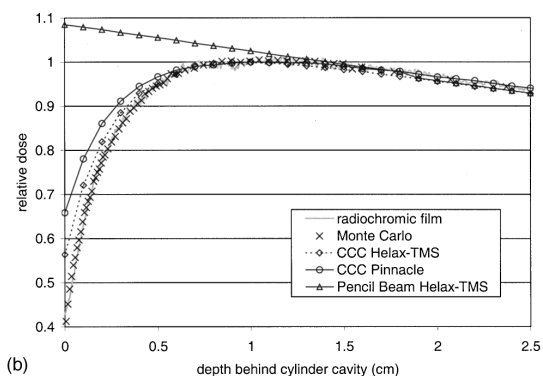
Figure 4 compares measurements performed with radiochromic film strips in an orientation parallel and perpendicular to the beam axis. The curves are normalized at the depth of maximum dose rebuild-up. The standard deviation on the measurement data is 2%. The uncertainties on the measuring depth are 0.2 mm and 0.15 mm, respectively, for the measurements perpendicular and parallel to the beam axis. Taking into account the uncertainties, there is a good accordance between the results obtained for both orientations, providing confidence to the use of radiochromic film strips placed along the beam axis. Therefore, these measurements were used in all further discussions.

Figure 4 also displays an important effect of field width. To quantify this, we used the formalism of Epp *et al.*<sup>1</sup> who defined the inverse of the build-up ratio ( $BUR^{-1}$ ) as the ratio of the dose measured at the interface to the dose measured at the depth of maximum rebuild-up. For the  $10 \times 2 \text{ cm}^2$  field we found a  $BUR^{-1}$  of 0.74, while for the  $10 \times 1 \text{ cm}^2$  field a  $BUR^{-1}$  of 0.43 was found. This illustrates the increasing importance of lateral electronic disequilibrium with decreasing field width.

In Figs. 5(a) and 5(b), Monte Carlo simulations, CCC calculations, and PB calculations are compared with the film measurements. The Monte Carlo simulations, which have a standard deviation of 0.6%, are in good agreement with the measurements over the entire depth. This confirms the findings of Solberg *et al.*,<sup>26</sup> who compared Monte Carlo simulations with diode measurements for small circular radiosurgery fields. Figure 5 also shows that the CCC calculations overestimate the dose in the first millimeters behind the air tube, what is related to the rectilinear density scaling of the kernels, which incorporates only the average density between photon interaction site and dose deposition site. As the largest contribution to the lateral electron spread at a certain plane is from scattering events furthest from the plane, the in-field dose is overestimated in a layer beyond a high to low



(a)



(b)

FIG. 5. Dose rebuild-up behind the cylinder cavity: A comparison between Monte Carlo simulations, PB calculations, CCC calculations and radiochromic film measurements (film strips along the beam axis) for a  $10 \times 2 \text{ cm}^2$  (a) and a  $10 \times 1 \text{ cm}^2$  (b) field.

density interface whereas the in-field dose is underestimated in a layer beyond a low to high density interface.<sup>27</sup> In our configuration, the situation is more complex. Most electrons contributing to the dose in the rebuild-up region originate in the water in front of the air tube, as discussed in detail later. These electrons are scattered mainly in this upper water layer, implying a projected span at the deposition site that is wider than that corresponding with a medium of average density. However, the CCC calculations are undoubtedly better than the PB calculations that do not account for electron transport and thus do not model the rebuild-up. For the calculations with the Helax-TMS CCC algorithm, a  $BUR^{-1}$  of 0.84 and 0.56 was found for the  $10 \times 2 \text{ cm}^2$  and  $10 \times 1 \text{ cm}^2$  field, respectively. This corresponds to an overestimation of the interface dose by 13% and 31%, respectively. At a depth of 1 mm, the dose overestimations were reduced to 3% and 14%. For the Pinnacle CCC calculations the  $BUR^{-1}$  was 0.80 and 0.66 corresponding to an overestimation of the interface dose by 9% and 54%, respectively, for the  $10 \times 2 \text{ cm}^2$  and  $10 \times 1 \text{ cm}^2$  field. At a depth of 1 mm, the dose overestimations were reduced to 0% and 24%.

A difference between the CCC calculations and the measurements or Monte Carlo simulations is the use of a water medium instead of a polystyrene medium. However, Monte

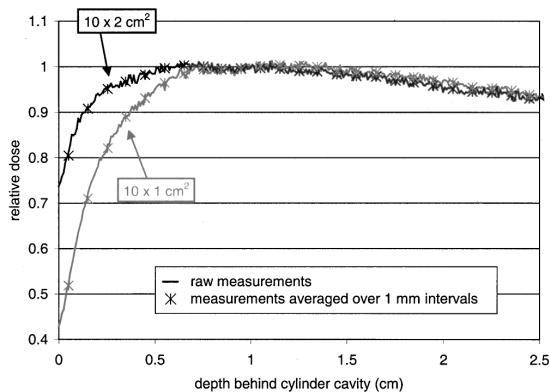


FIG. 6. Effect of volume averaging on the rebuild-up dose distributions.

Carlo simulations performed for a water medium and a polystyrene medium agree to within 2% over the entire range of depth.

Figure 6 assesses the effect of volume averaging of the dose distribution over the voxels. The radiochromic film curves were averaged over depth intervals of 1 mm. A comparison with the raw measurements shows that this has no significant effect on the dose. Consequently, volume averaging is not the explanation for the underestimation of the rebuild-up effect by the two CCC algorithms.

Figure 7 shows calculations in Helax-TMS with two different voxel sizes. Smaller voxels obviously result in somewhat better dose calculations. This could be due to a better modeling of the cylinder geometry. The remaining deviations seem to be inherent to the CCC algorithms themselves.

The rebuild-up effect was studied in detail by determining electron fluence spectra by means of EGSnrc Monte Carlo calculations. In a normal build-up zone (when a megavoltage photon beam enters a phantom) entrance dose is low because of an absence of electrons. In contrast, in the situation studied in this paper there is a contribution of up-stream electrons, generated in the 2 cm polystyrene slab in front of the

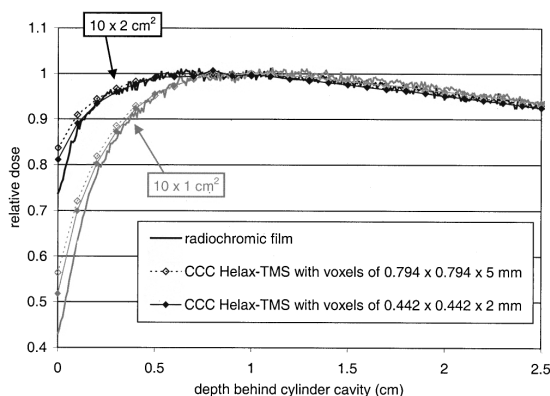


FIG. 7. Effect of voxel size on Helax-TMS CCC calculations.

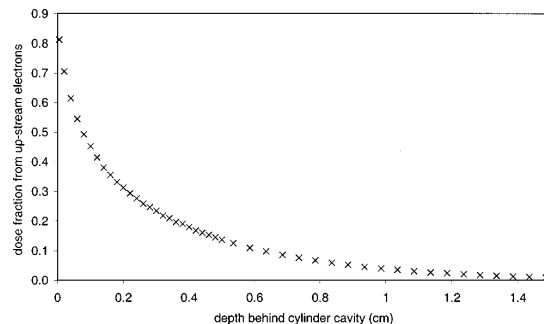


FIG. 8. Relative contribution of up-stream electrons on the central axis as a function of depth behind the cavity.

cavity. Because of this 2 cm layer, the dose has already passed its maximum, before the beam reaches the cavity. In Fig. 8, the relative contribution to the central depth dose of up-stream electrons is shown as a function of depth behind the cavity. At the exit of the cavity this contribution attains 80% of the total dose, which demonstrates the large difference with a normal build-up situation. The fact that dose is still relatively low behind the cavity, can be caused by two remaining effects: a change in electron spectrum (a harder electron spectrum will lead to a dose decrease at the exit of the cavity), and an increase of the lateral range of the electrons in the air cavity (leading to a lower central dose deposition). To evaluate the relative contribution of these two effects, electron spectra were scored directly behind the cavity for two different cavity materials, namely air and water. The average energy of the electrons behind the cavity is 1.19 MeV and 1.14 MeV for water and air, respectively. This demonstrates that the rebuild-up effect is not caused by a change in electron energy. In Fig. 9, the electron fluence along the central axis, behind an air cavity is normalized to the homogeneous situation. This curve is almost identical to the depth dose curve. From this we can conclude that the rebuild-up effect is caused by a fluence perturbation, due to an increase of the lateral range of the electrons that cross the air cavity. Another effect than can be deduced from Fig. 9 is

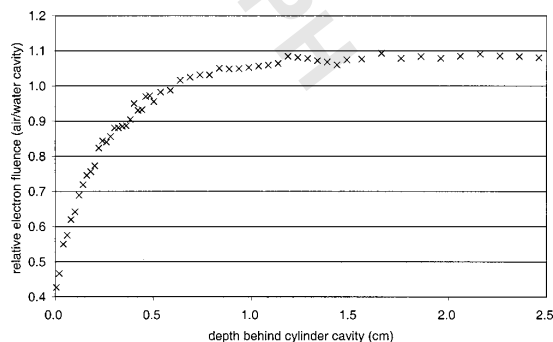


FIG. 9. Electron fluence along the central axis, normalized to the homogeneous situation.

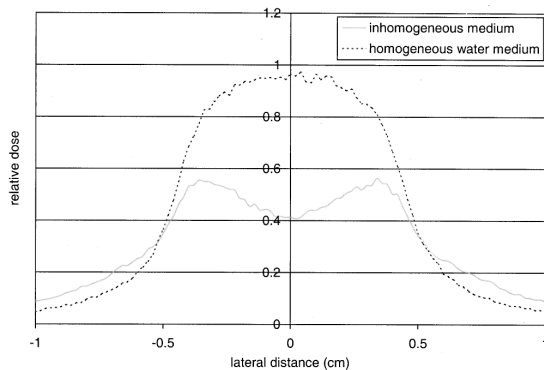


Fig. 10. Lateral dose distributions with the cavity material set to air and to water at 0.005 cm behind the rim of the air cavity, i.e., at a depth of 4.005 cm.

the decrease in beam attenuation in the air cavity, which leads to a ca. 10% higher dose at distances behind the dose maximum.

The increased lateral range for electrons that travel through the air cavity is demonstrated in Fig. 10. Lateral dose distributions with the cavity material set to air and to water were compared at 0.005 cm behind the rim of the air cavity, i.e., at a depth of 4.005 cm. For the profile behind the air tube, the closer vicinity of the air tube in the field center than near the field edges explains the large central dip. The larger electron range in air results also in a higher dose in the tails of the profiles for the inhomogeneous case.

The phantom is obviously relevant for cancer of the trachea where the tumor bulges into the lumen with cancer cells close to the air cavity. Tracheal cancer is a rare entity but radiation beams traverse air cavities in laryngeal, pharyngeal, nasal cavity and paranasal sinus tumors. Of particular concern are paranasal sinus tumors, when treated by IMRT postoperatively.<sup>28,29</sup> By surgical resection, very large air cavities may be created. Many edges of the air cavities are planes of resection which in turn are clinical target volume. Indeed, a generous resection margin is often impossible for these tumors because of the location of surrounding nervous, muscular or anatomic barrier structures for which resection would translate to unacceptable morbidity. As a result of (i) the complex shape of the planning target volume and (ii) the close vicinity of radiation sensitive structures of small size like the optic pathways, highly modulated beams tend to occur. Small intensity peaks will feature large rebuild-up if the air cavity is traversed upstream. This paper shows that Monte Carlo based techniques accurately compute the dose in the rebuild-up regions. Advanced algorithms like collapsed cone convolution predict the rebuild-up phenomenon but with limited accuracy. Conventional algorithms like PB lead to large dose computation errors for small fields that hit an air cavity, which may misguide optimization procedures if such algorithms are used for IMRT planning with an important dose contribution of these fields. In contrast, the use of proper dose computations algorithms might allow optimization to

find solutions which limit underdosage of the planning target volume (PTV) by rebuild-up.

The use of proper dose computations algorithms is relevant, not only for IMRT but also for stereotactic radiotherapy techniques as applied for boost treatments for example in nasopharyngeal cancer.<sup>30–32</sup> Such stereotactic techniques often use small beam apertures and arc therapy. In the direction orthogonal to the arc plane, the beam is not flanked by other beams and loss of lateral electron equilibrium will remain uncompensated.

#### IV. CONCLUSIONS

For small fields, the increased lateral electron range in air causes an important extra reduction of the central axis dose in the first millimeters behind an air cavity. Radiochromic film strips oriented along the beam axis are found to be useful for accurate interface and rebuild-up dose measurements. Monte Carlo simulation results correspond very well to the measurements. CCC algorithms do not calculate the rebuild-up dose exactly, but are an important improvement compared to PB algorithms.

#### ACKNOWLEDGMENTS

The work was supported by GOA Grant No. 12050401 of Ghent University and Grant No. G.0039.97 of the Fund for Scientific Research–Flanders (Belgium) (FWO). Services provided by the Software and Development Team of MDS Nordion are acknowledged with appreciation.

- <sup>1</sup>E. R. Epp, A. L. Boyer, and K. P. Doppke, "Underdosing of lesions resulting from lack of electronic equilibrium in upper respiratory air cavities irradiated by 10 MV x-ray beams," *Int. J. Radiat. Oncol., Biol., Phys.* **2**, 613–619 (1977).
- <sup>2</sup>R. O. Kornelsen and M. E. J. Young, "Changes in dose-profiles of a 10 MV x-ray beam within and beyond low density material," *Med. Phys.* **9**, 114–116 (1982).
- <sup>3</sup>J. L. Beach, M. S. Mendiondo, and O. A. Mendiondo, "A comparison of air-cavity inhomogeneity effects for cobalt-60, 6-, and 10-MV x-ray beams," *Med. Phys.* **14**, 140–144 (1987).
- <sup>4</sup>K. E. Ekstrand and W. H. Barnes, "Pitfalls in the use of high energy x-rays to treat tumors in the lung," *Int. J. Radiat. Oncol., Biol., Phys.* **18**, 249–252 (1990).
- <sup>5</sup>E. E. Klein, L. M. Chin, R. K. Rice, and B. J. Mijnheer, "The influence of air cavities on interface doses for photon beams," *Int. J. Radiat. Oncol., Biol., Phys.* **27**, 419–427 (1993).
- <sup>6</sup>P. M. Ostwald, T. Kron, and C. S. Hamilton, "Assessment of mucosal underdosing in larynx irradiation," *Int. J. Radiat. Oncol., Biol., Phys.* **36**, 181–187 (1996).
- <sup>7</sup>K. De Vlamynck, C. De Wagter, and W. De Neve, "Diamond detector measurements near simulated air channels for narrow photon beams," *Radiother. Oncol.* **53**, 155–159 (1999).
- <sup>8</sup>X. A. Li, C. Yu, and T. Holmes, "A systematic evaluation of air cavity dose perturbation in megavoltage x-ray beams," *Med. Phys.* **27**, 1011–1017 (2000).
- <sup>9</sup>W. K. Kan, P. M. Wu, H. T. Leung, T. C. Lo, C. W. Chung, D. L. W. Kwong, and S. T. Sham, "The effect of the nasopharyngeal air cavity on x-ray interface doses," *Phys. Med. Biol.* **43**, 529–537 (1998).
- <sup>10</sup>M. R. Arnfield, C. H. Siantar, J. Siebers, P. Garmon, L. Cox, and R. Mohan, "The impact of electron transport on the accuracy of computed dose," *Med. Phys.* **27**, 1266–1274 (2000).
- <sup>11</sup>N. V. Klassen, L. van der Zwan, and J. Cygler, "GafChromic MD-55: Investigated as a precision dosimeter," *Med. Phys.* **24**, 1924–1934 (1997).



- <sup>12</sup>A. Niroomand-Rad, C. R. Blackwell, B. M. Coursey, K. P. Gall, J. M. Galvin, W. L. McLaughlin, A. S. Meigooni, R. Nath, J. E. Rodgers, and C. G. Soares, "Radiochromic film dosimetry: Recommendations of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group 55," *Med. Phys.* **25**, 2093–2115 (1998).
- <sup>13</sup>M. J. Butson, P. K. N. Yu, and P. E. Metcalfe, "Extrapolated surface dose measurements with radiochromic film," *Med. Phys.* **26**, 485–488 (1999).
- <sup>14</sup>B. Mersseman and C. De Wagter, "Characteristics of a commercial available film digitizer and their significance for film dosimetry," *Phys. Med. Biol.* **43**, 1803–1812 (1998).
- <sup>15</sup>D. W. O. Rogers, B. A. Faddegon, G. X. Ding, C-M. Ma, J. We, and T. R. Mackie, "BEAM: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units," *Med. Phys.* **22**, 503–524 (1995).
- <sup>16</sup>K. De Vlamynck, H. Palmans, F. Verhaegen, C. De Wagter, W. De Neve, and H. Thierens, "Dose measurements compared with Monte Carlo simulations of narrow 6 MV multileaf collimator shaped photon beams," *Med. Phys.* **26**, 1874–1882 (1999).
- <sup>17</sup>R. T. Knight, "Absorbed dose conversion factors for therapeutic kilovoltage and megavoltage X-ray beams calculated by the Monte Carlo method" Ph.D. thesis University of London, ICR-Phys-1/96, 1996.
- <sup>18</sup>A. F. Bielajew and D. W. O. Rogers, "PRESTA: The parameter reduced electron step transport algorithm for electron Monte Carlo transport," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **18**, 165–181 (1987).
- <sup>19</sup>A. Ahnesjö, "Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media," *Med. Phys.* **16**, 577–592 (1989).
- <sup>20</sup>P. W. Hoban, "Accounting for the variation in collision kerma-to-terma ratio in polyenergetic photon beam convolution," *Med. Phys.* **22**, 2035–2044 (1995).
- <sup>21</sup>R. C. Taylor, V. M. Tello, C. B. Schroy, M. Vossler, and W. F. Hanson, "A generic off-axis energy correction for linac photon beam dosimetry," *Med. Phys.* **22**, 662–667 (1998).
- <sup>22</sup>T. R. Mackie, J. W. Scrimger, and J. J. Battista, "A convolution method of calculating dose for 15-MV x-rays," *Med. Phys.* **12**, 188–196 (1985).
- <sup>23</sup>T. R. Mackie, A. F. Bielajew, D. W. O. Rogers, and J. J. Battista, "Generation of photon energy deposition kernels using the EGS Monte Carlo code," *Phys. Med. Biol.* **33**, 1–20 (1988).
- <sup>24</sup>N. Papanikolaou, T. R. Mackie, C. Meger-Wells, M. Gehring, and P. Peckwerdt, "Investigation of the convolution method for polyenergetic photons from medical linear accelerators," *Med. Phys.* **20**, 1327–1336 (1993).
- <sup>25</sup>G. Starkschall, R. E. Steadham, R. A. Popple, S. Ahmad, and I. I. Rosen, "Beam-commissioning methodology for a three-dimensional convolution/superposition photon dose algorithm," *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **1**, 8–27 (2000).
- <sup>26</sup>T. D. Solberg, F. E. Holly, A. A. F. De Salles, R. E. Wallace, and J. B. Smathers, "Implications of tissue heterogeneity for radiosurgery in head and neck tumors," *Int. J. Radiat. Oncol., Biol., Phys.* **32**, 235–239 (1995).
- <sup>27</sup>P. J. Keall and P. W. Hoban, "Superposition dose calculation incorporating Monte Carlo generated electron track kernels," *Med. Phys.* **23**, 479–485 (1996).
- <sup>28</sup>F. Claus, L. Vakaet, W. De Gerssem, M. Lemmerling, I. Vanhoutte, S. Vermael, R. Van Severen, B. Van Duyse, H. Vermeersch, M. Moerman, and W. De Neve, "Postoperative radiotherapy of paranasal sinus tumours: a challenge for intensity modulated radiotherapy," *Acta Otorhinolaryngol. Belg.* **53**, 263–269 (1999).
- <sup>29</sup>F. Claus, W. De Gerssem, C. De Wagter, R. Van Severen, I. Vanhoutte, W. Duthoy, V. Remouchamps, B. Van Duyse, L. Vakaet, M. Lemmerling, H. Vermeersch, and W. De Neve, "An implementation strategy for IMRT of ethmoid sinus cancer with bilateral sparing of the optic pathways," *Int. J. Radiat. Oncol., Biol., Phys.* **51**, 318–331 (2001).
- <sup>30</sup>J. Xiao, G. Xu, and Y. Miao, "Fractionated stereotactic radiosurgery for 50 patients with recurrent or residual nasopharyngeal carcinoma," *Int. J. Radiat. Oncol., Biol., Phys.* **51**, 164–170 (2001).
- <sup>31</sup>D. T. Chua, J. S. Sham, K. N. Hung, L. H. Leung, P. W. Cheng, and P. W. Kwong, "Salvage treatment for persistent and recurrent T1-2 nasopharyngeal carcinoma by stereotactic radiosurgery," *Head Neck* **23**, 791–798 (2001).
- <sup>32</sup>H. J. Chen, S. W. Leung, and C. Y. Su, "Linear accelerator based radiosurgery as a salvage treatment for skull base and intracranial invasion of recurrent nasopharyngeal carcinomas," *Am. J. Clin. Oncol.* **24**, 255–258 (2001).



---

## Hoofdstuk 5:

# Aanvullingen op de publicaties

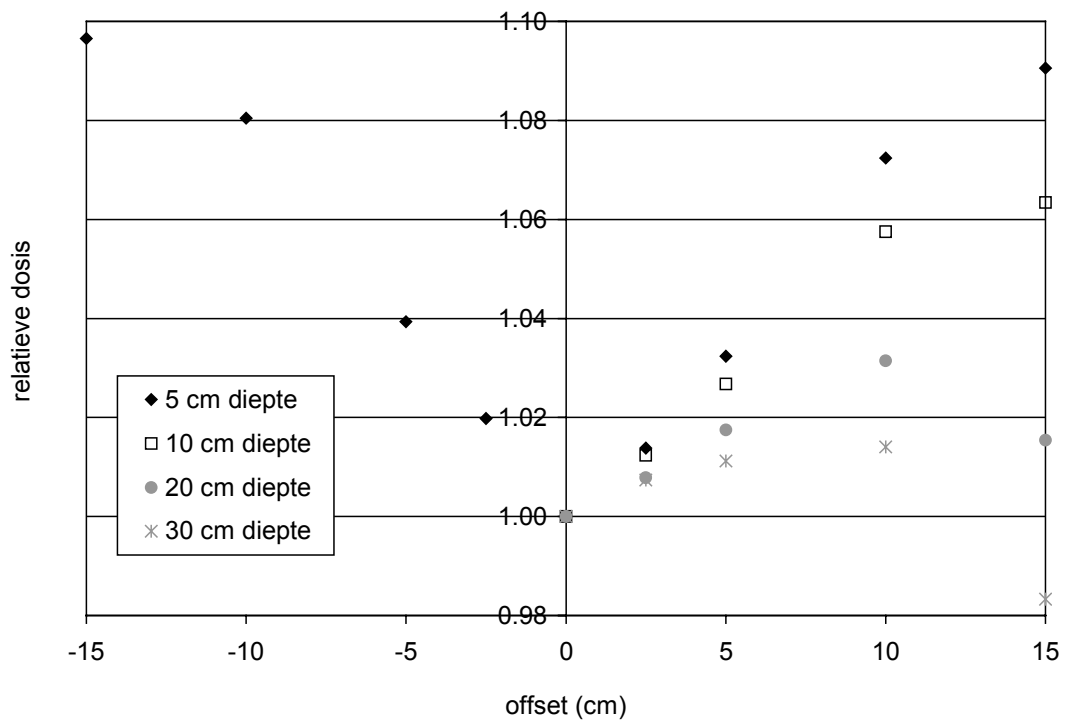
---

## 5.1 Dosimetrische karakteristieken van offset velden

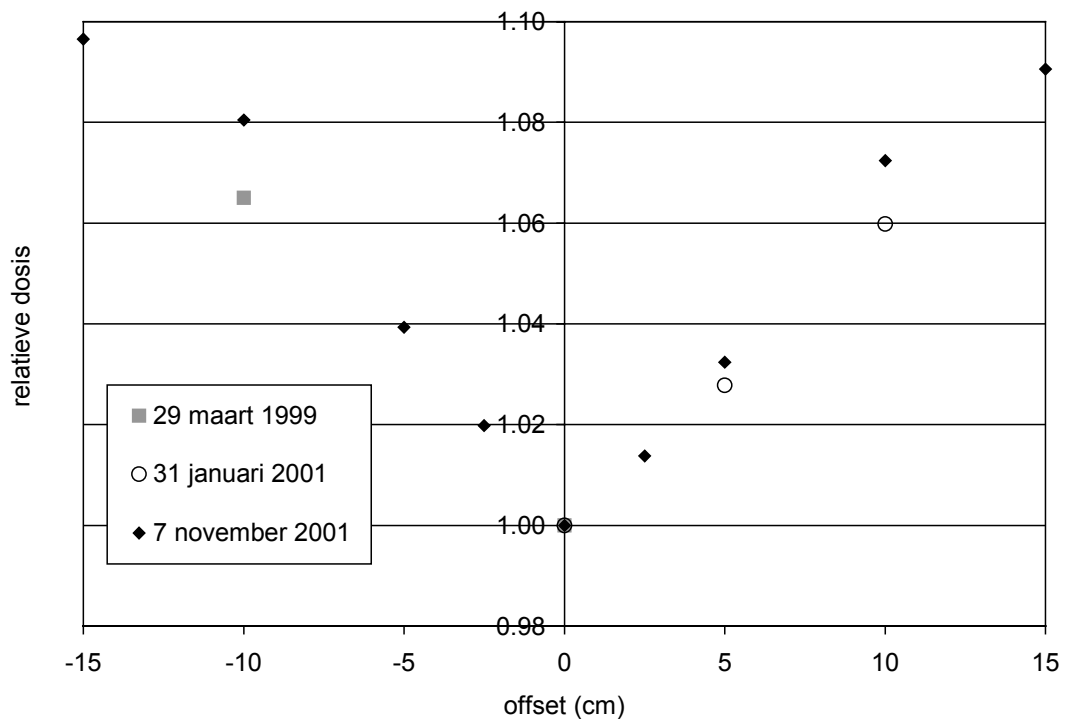
We bestudeerden de OFn en de profielen van offset velden experimenteel voor een 6 MV fotonenbundel afkomstig van onze Elekta SLiplus lineaire versneller. Alle metingen gebeurden m.b.v. de diamantdetector met serienummer 9-0002, in een automatisch waterfantom. De uitlezingen werden steeds gecorrigeerd voor de dosistempo-afhankelijkheid van de detector.

Figuur 5.1 geeft de OFn van offset 5x5 cm velden, relatief t.o.v. de OF voor het centrale 5x5 cm veld, zoals gemeten op verschillende dieptes in water. Uit de figuur is duidelijk dat, op een diepte van 5 cm, de OF toeneemt met 9-10% als de offset toeneemt van 0 tot  $\pm 15$  cm. Deze toename in de OF met de offset houdt verband met de centrale dip in het fluentieprofiel, die een gevolg is van het vlakheidsfilter. Merk op dat de dip in het fluentieprofiel nodig is om een vlakke dosis distributie in water te bekomen voor grote velden, doordat fantoomverstrooiing bij deze velden centraal voor een dosisverhoging zorgt. De figuur toont ook dat op grotere dieptes de toename in de OF minder uitgesproken is. Dit is te wijten aan het feit dat, voor de beschouwde bundelkwaliteit, de gemiddelde fotonenenergie voor offset velden kleiner is dan voor de overeenkomstige centrale velden, doordat het vlakheidsfilter bij voorkeur de laag-energetische fotonen absorbeert. Hierdoor neemt voor offset velden de dosis sneller af met toenemende diepte.

In figuur 5.2 zijn de OFn op 5 cm diepte gegeven voor offset 5x5 cm velden, zoals gemeten op verschillende momenten gespreid over een periode van meer dan 2.5 jaar. Het is duidelijk dat de offsetafhankelijkheid van outputfactoren onderhevig is aan fluctuaties, net zoals ook de vlakheid en symmetrie van grote centrale velden daaraan onderhevig zijn. Deze tijdsafhankelijkheden houden verband met kleine veranderingen in het energiespectrum van de versnelde elektronen en in de plaats van de spot op de target. Deze veranderingen worden veroorzaakt door de graduele degradatie en het regelmatig vervangen van het elektronenkanon en van het



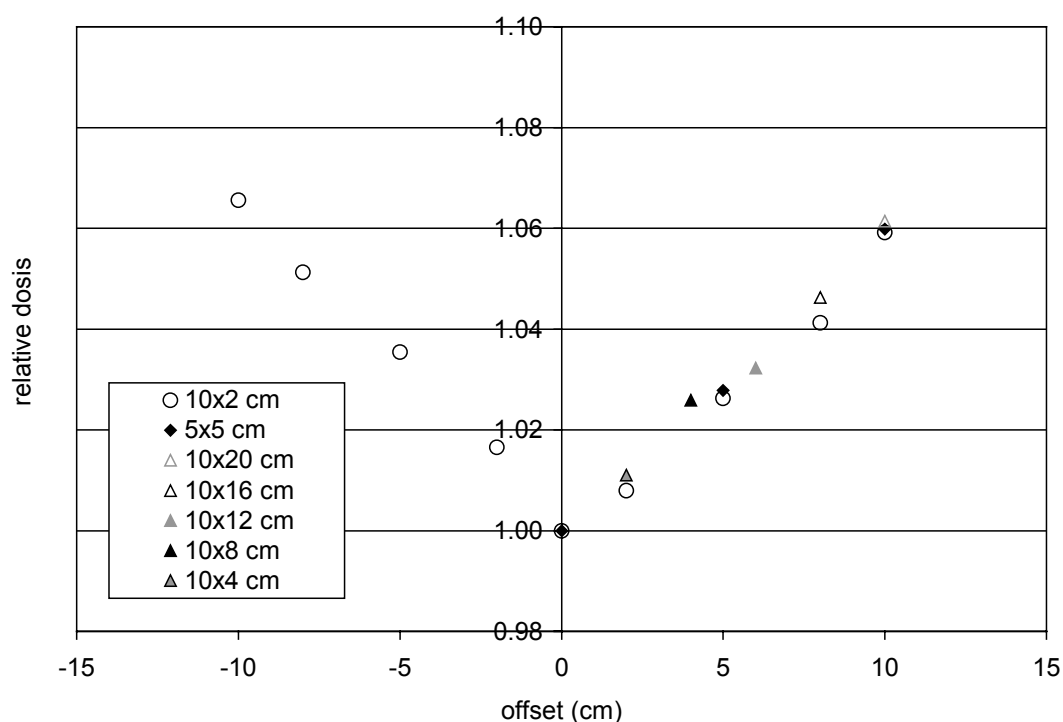
**Figuur 5.1:** Relatieve OFn voor offset 5x5 cm velden, gemeten op verschillende dieptes in water. Er werd steeds genormaliseerd op de OF voor het centrale 5x5 cm veld op de beschouwde diepte.



**Figuur 5.2:** Relatieve OFn voor offset 5x5 cm velden op een diepte van 5 cm, zoals gemeten op verschillende tijdstippen. Er werd steeds genormaliseerd op de OF voor het centrale 5x5 cm veld bekomen op het beschouwde moment. (De metingen van 29 maart 1999 werden uitgevoerd met de 0.125 cm<sup>3</sup> kamer i.p.v. met een diamantdetector.)

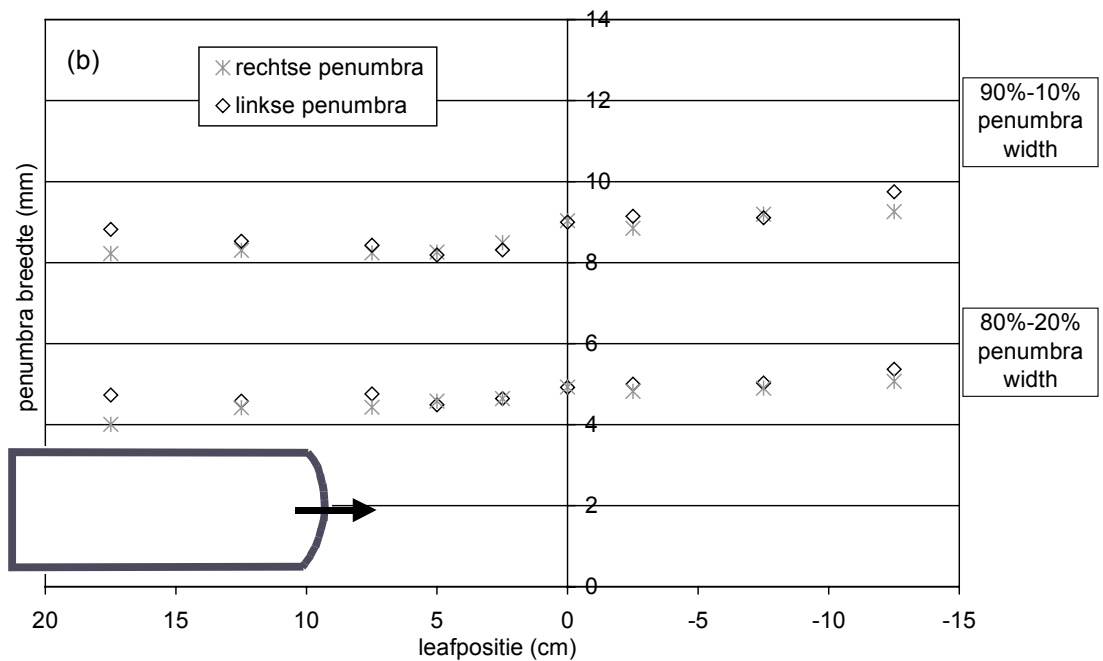
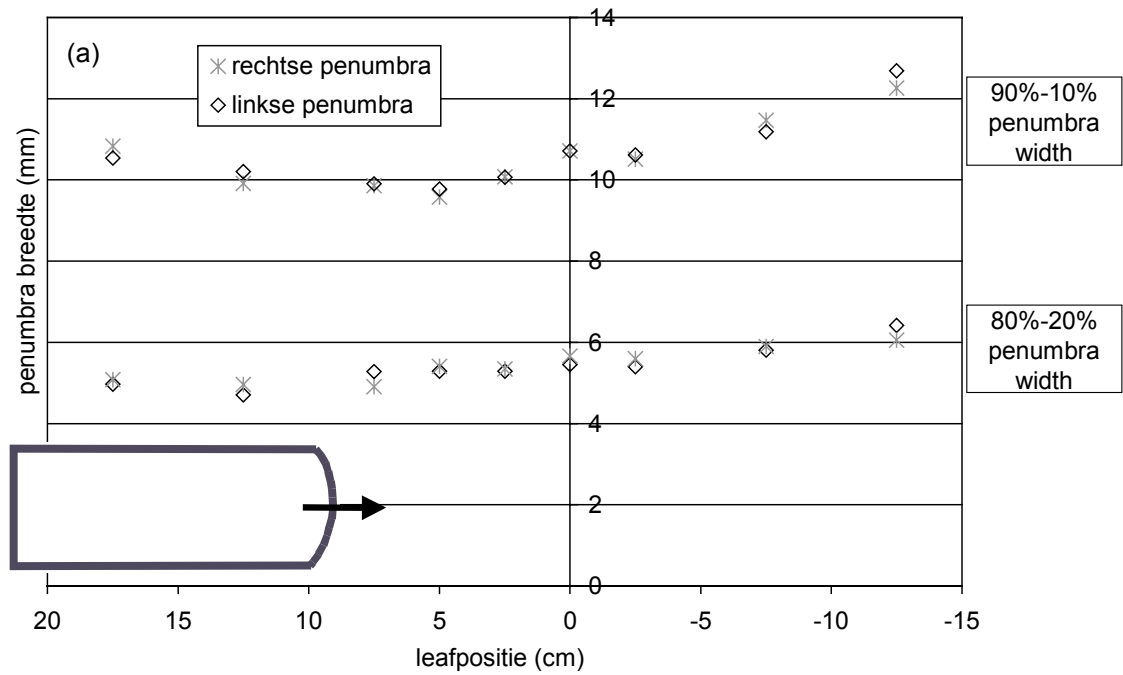
magnetron, in combinatie met de manier waarop de afregeling gebeurt in een servosysteem en in combinatie met de noodzakelijke regelmatige aanpassingen van de start-waarden van de stroom door het filament van het elektronenkanon en van de magnetron frekwentie. We merken ook op dat op korte termijn de OFn wel stabiel zijn.

In figuur 5.3 zijn de relatieve OFn voor offset velden van verschillende afmetingen gegeven op een diepte van 5 cm. Er werd hierbij steeds genormaliseerd op de OF van het centrale veld met dezelfde afmetingen. Uit de figuur blijkt dat de veldgrootte geen belangrijke rol vervult in de offset afhankelijkheid van OFn. Merk op dat dit ook geldt voor halfbeam configuraties (in de figuur aangeduid door driehoekjes).



**Figuur 5.3:** Relatieve OFn voor offset velden van verschillende afmetingen, op een diepte van 5 cm. Er werd steeds genormaliseerd op de OF voor het centrale veld met dezelfde afmetingen.

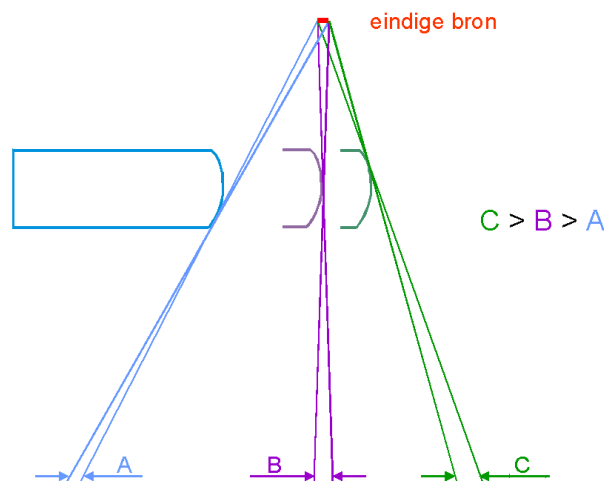
Figuur 5.4 (a) vermeldt 80%-20% en 90%-10% penumbra-breedtes als functie van de positie van de beschouwde veldgrens. De afmetingen van de velden zijn 5x5 cm, en de velden werden gecollimeerd enkel gebruik makende van de MLC. De profielen werden gemeten, op een diepte van 5 cm, onder leafpaar 20. Een negatieve leafpositie betekent in deze figuur dat de beschouwde leaf tot over de middellijn staat. Het is duidelijk dat vooral de 90%-10% penumbra-breedte varieert met de off-axis positie van de leaves. Verschillende fysische effecten spelen hierbij waarschijnlijk een rol. Vooreerst is de hoogte waarop de raakpunten tussen de laatste niet geattenueerde stralen van de bundel en de leaf zich bevinden afhankelijk van de off-axis positie van de leaves zoals weergegeven in figuur 5.5. Het feit dat de spot van een versneller zekere afmetingen heeft leidt tot een geometrische penumbra en die geometrische penumbra is voor een leaf van de linker bank breder naarmate de leaf zich verder naar rechts begeeft, doordat het raakpunt dan hoger komt te liggen. Een tweede mogelijke



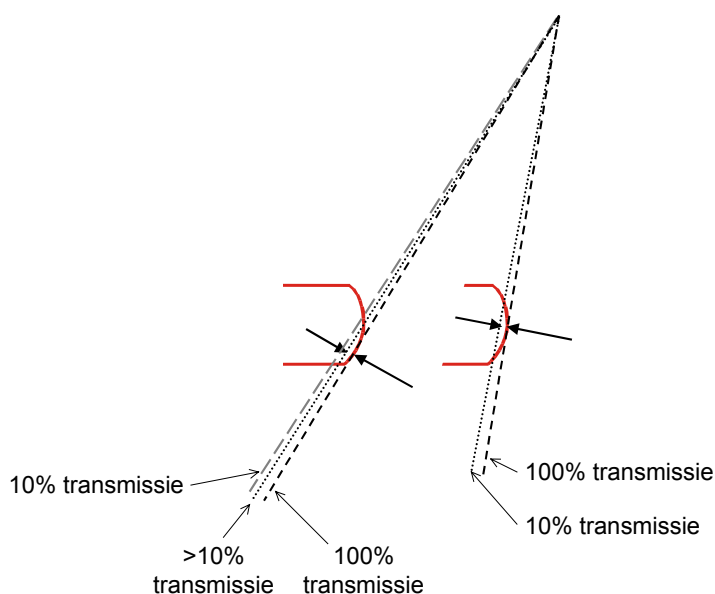
**Figuur 5.4:** 80%-20% en 90%-10% penumbrabreedtes als functie van de leafpositie, voor 5x5 cm velden gecollimeerd (a) enkel door de leaves of (b) door de leaves in combinatie met de back-up jaws. Een negatieve leafpositie betekent in deze figuur dat de beschouwde leaf tot over de middellijn staat.

bijdrage houdt verband met de geometrie van de top van de leaves. Als bij grote offsets de straal met een transmissie van 10% niet meer door het ronde gedeelte van de leaf gaat, zoals geïllustreerd in figuur 5.6, leidt dat tot een extra penumbraverbreiding. Ook veranderingen in de “head” verstrooiing kunnen een rol spelen in de penumbra van offset velden. Figuur 5.4 (b) vermeldt de penumbrabreedtes voor dezelfde velden, maar nu gecollimeerd door de leaves in combinatie met de back-up jaws. Uit de figuur blijkt dat dit de 90%-10% penumbra versmalt met ca. 2 mm en de 80%-20% penumbra versmalt met ca. 1 mm. Dit houdt verband met het feit dat het grootste deel van de straling die door de leaftoppen lekt, geattenueerd wordt door de onderliggende back-up jaw.

We kunnen concluderen dat, voor een 6 MV fotonenbundel, de outputfactor van offset velden op een diepte van 5 cm toeneemt met de offset over 8-10%, en dat deze toename onafhankelijk is van de veldgrootte, maar niet stabiel is over lange periodes. Op grotere dieptes neemt de OF minder snel toe, of soms zelfs af, met de offset. De 90%-10% penumbrabreedte varieert over maximum 2.9 mm met de offset. Voor de 80%-20% penumbrabreedte bedraagt de maximale variatie 1.7 mm.



**Figuur 5.5:** De hoogte waarop de raakpunten tussen de laatste niet geattenueerde stralen van de bundel en de leaf zich bevinden is afhankelijk van de off-axis positie van de leaf, wat voor eindige bronafmetingen aanleiding geeft tot een geometrische penumbra die afhankelijk is van de leafpositie.



**Figuur 5.6:** Wanneer bij de grootste offsets de straal met een transmissie van 10% niet meer door het ronde gedeelte van de leaf gaat, geeft dat aanleiding tot een penumbraverbreiding.

## 5.2 Kalibratie en kwantitatieve geometrische kwaliteitscontrole van een Elekta MLC

### 5.2.1 Kalibratie van een Elekta MLC

Zoals reeds eerder vermeld bestaat de Elekta MLC uit twee leaf banken met elk 40 leaves. Wanneer we de projectie in het isocentrisch vlak bekijken bedraagt de breedte van elke leaf 1 cm, de maximale veldgrootte 40x40 cm, de maximale afstand waarover de leaves kunnen geopend worden 20 cm, en de maximale leaf overtravel afstand 12.5 cm. De leaves bewegen lineair en hebben afgeronde toppen, zoals weergegeven in figuur LB.2 (p 174). De controle van de leafposities gebeurt via een camera die een beeld maakt van de reflectoren die zich op de bovenkant van elke leaf bevinden en van de 4 vaste referentie reflectoren. Het principe van de beeldvorming staat uitgelegd in figuur 5.7. Voor het afregelen van de twee MLC banken beschikken we over drie regelparameters. De parameter genaamd 'gain' geldt voor de twee leaf banken en bepaalt de kromming van de tweedegraadscurve die de leafposities beschrijft als functie van de gewenste veldgrensposities. Daarnaast kan men voor elke leaf bank afzonderlijk de 'offset' aanpassen. Om alle leaves binnen een leaf bank te aligneren beschikken we over twee keer 40 parameters waarnaar verwezen wordt als de 'minor offsets' van de individuele leaves. Deze parameters kunnen ondermeer verschillen in de plaats en de eigenschappen van de reflectoren opvangen.

Volgens de procedure vooropgesteld door Elekta gebeurt de kalibratie van de leaf banks aan de hand van radiografische films die bestraald worden met een aantal standaard velden waarvan de breedte na het ontwikkelen van de film opgemeten wordt gebruik makende van een meetlat. Het bepalen van de minor offsets gebeurt in de standaard Elekta procedure via een visuele inspectie van de lichtprojectie (zie figuur 5.7) van de leaves wanneer de back-up jaws teruggetrokken zijn. We vonden echter dat deze standaard procedure van Elekta niet toelaat om de MLC voldoende nauwkeurig te kalibreren. Daarom gebruiken wij een aangepaste methodologie. Eerst aligneren we alle leaves binnen elke leaf bank met leafpaar 20. Om de aanpassingen in de 'minor offsets' te berekenen die daarvoor nodig zijn, vertrekken we van een radiografische film die we bestralen met een centraal 40x2 cm veld, daarna inscannen, en waaruit we uiteindelijk de leafposities berekenen met een zelf geschreven c-programma. Aangezien zo een nieuwe afregeling verweven is met de kwaliteitscontrole verwijzen we naar de volgende paragraaf voor meer details omtrent de hierbij gevolgde werkwijze. Eenmaal alle leaves goed gealigneerd zijn, worden de twee leaf banken in hun geheel (en dus eigenlijk alle leaves) gekalibreerd aan de hand van metingen verricht met een PinPoint ionisatiekamer in een automatisch waterfantom, onder leafpaar 20.



### 5.2.2 Kwantitatieve geometrische kwaliteitscontrole van een Elekta MLC

Voor de kwaliteitscontrole van de MLC ontwikkelden we een methode die kwantitatief is. Een X-Omat V film van 33x41 cm wordt bestraald met een centraal 40x2 cm veld en twee 40x2 cm velden met tegengestelde offset. Om toe te laten conclusies te trekken omtrent de nauwkeurigheid die kan verwacht worden voor verschillende types IMRT behandelingen worden verschillende films bestraald waarbij de offsets  $\pm 13.5$  cm (de maximale offset mogelijk voor een 2 cm breed veld),  $\pm 10$  cm of  $\pm 8$  cm bedragen. De films worden daartoe in een polystyreen fantoom geplaatst in het isocentrisch vlak en op een diepte van 1.5 cm. Een 6 MV fotonenbundel wordt ingesteld en voor elk veld worden 10 MU toegediend. De film wordt ingescand met de Vidar scanner bij een resolutie van 150 dpi. Er wordt een lineaire respons van de film verondersteld, maar er wordt gecorrigeerd voor de fog OD van een blanco film. Daartoe wordt steeds een onbestraalde film van dezelfde batch ontwikkeld samen met de data film. Met behulp van een zelfgeschreven c-programma worden voor elk leafpaar de posities bepaald door na te gaan waar de netto OD 50 % bedraagt van de netto OD in het midden tussen de twee leaves.

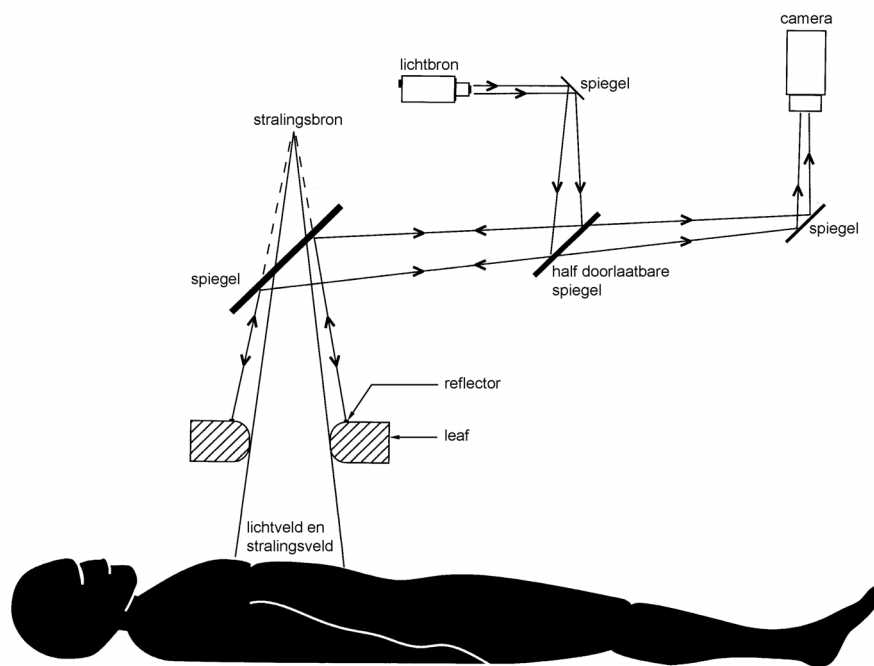
Als referentie voor de posities wordt de lichtprojectie van het dradenkruis dat bevestigd is aan de kop van de versneller gebruikt. Dit assenkruis wordt op de film overgebracht door met een speld vier gaatjes in de film te prikken nabij de uiteinden van de assen. De vraag stelt zich echter in hoeverre het dradenkruis betrouwbaar is. Om na te gaan of het midden van het dradenkruis overeenkomt met het rotatiecentrum van het onderste deel van de kop van de versneller (zie figuur LB.2 p 174), worden de projecties van het dradenkruis bij  $0^\circ$  en  $180^\circ$  rotatie vergeleken, zoals weergegeven in figuur 5.8 (a). Meestal vallen de twee dradenkruis projecties niet perfect samen. De afwijking  $\Delta$  varieert van tijd tot tijd en ligt typisch tussen 0 en 2.5 mm. Correcties hiervoor worden steeds in rekening gebracht in het c-programma. Daarnaast wordt er ook altijd nagegaan of één van de draden van het dradenkruis evenwijdig is aan de bewegingsrichting van de leaves. Hiertoe wordt leafpaar 19 in het veld geplaatst terwijl alle andere leaves zo ver mogelijk geopend zijn, en wordt de lichtprojectie bekeken, zoals weergegeven in figuur 5.8 (b). De hoek  $\alpha$  tussen de leaf bewegingsrichting en de draad van het dradenkruis bedraagt typisch tussen  $0^\circ$  en  $0.3^\circ$ . Aangezien een rotatiehoek van  $0.3^\circ$  voor leafpaar 1 en leafpaar 40 overeenkomt met een fout van ca. 2 mm, wordt hiervoor ook steeds gecorrigeerd in het programma.

Figuur 5.9 geeft een typisch voorbeeld van de resulterende leafposities bij de verschillende velden, vóór de kalibratie. Figuur 5.10 geeft een typische voorbeeld van de resultaten ná de kalibratie. Uit de figuren blijkt duidelijk dat we, gebruik makende van onze eigen methodologie, alle leaves tot op 1 mm nauwkeurig kunnen afregelen voor leafposities dichtbij de middellijn. Voor leaves die ver geopend zijn of die ver over de middellijn staan zijn de fouten van dezelfde grootteorde voor de 20 meest centraal gelegen leaves. Voor de uiterste leaves worden, voor deze leafposities, soms fouten van ca. 3-4 mm bekomen, die waarschijnlijk verband houden met bepaalde beeldvervalsingen te wijten aan één van de spiegels. Hierop wordt momenteel door de constructeur gewerkt.

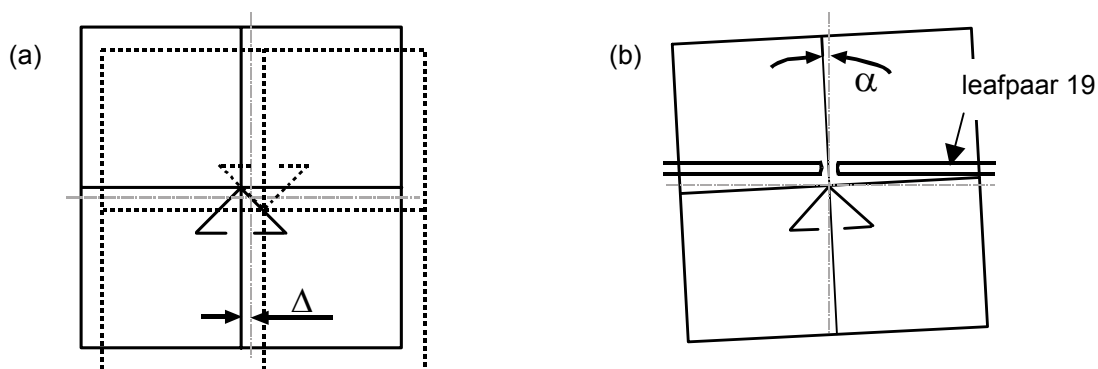
Om de reproduceerbaarheid van de metingen na te gaan werden achtereenvolgens 10 films bestraald, waarbij de grootst mogelijke offsets werden gebruikt. Voor elk veld werden de STDs op de leafposities berekend voor de 80 leaves. Deze STD bedroeg

gemiddeld gezien slechts 0.17 mm. De maximale STD die gevonden werd bedroeg 0.35 mm. Merk op dat de STDs zowel fluctuaties tengevolge van onnauwkeurigheden in de positionering van de films als werkelijke fluctuaties in de leafposities omvatten.

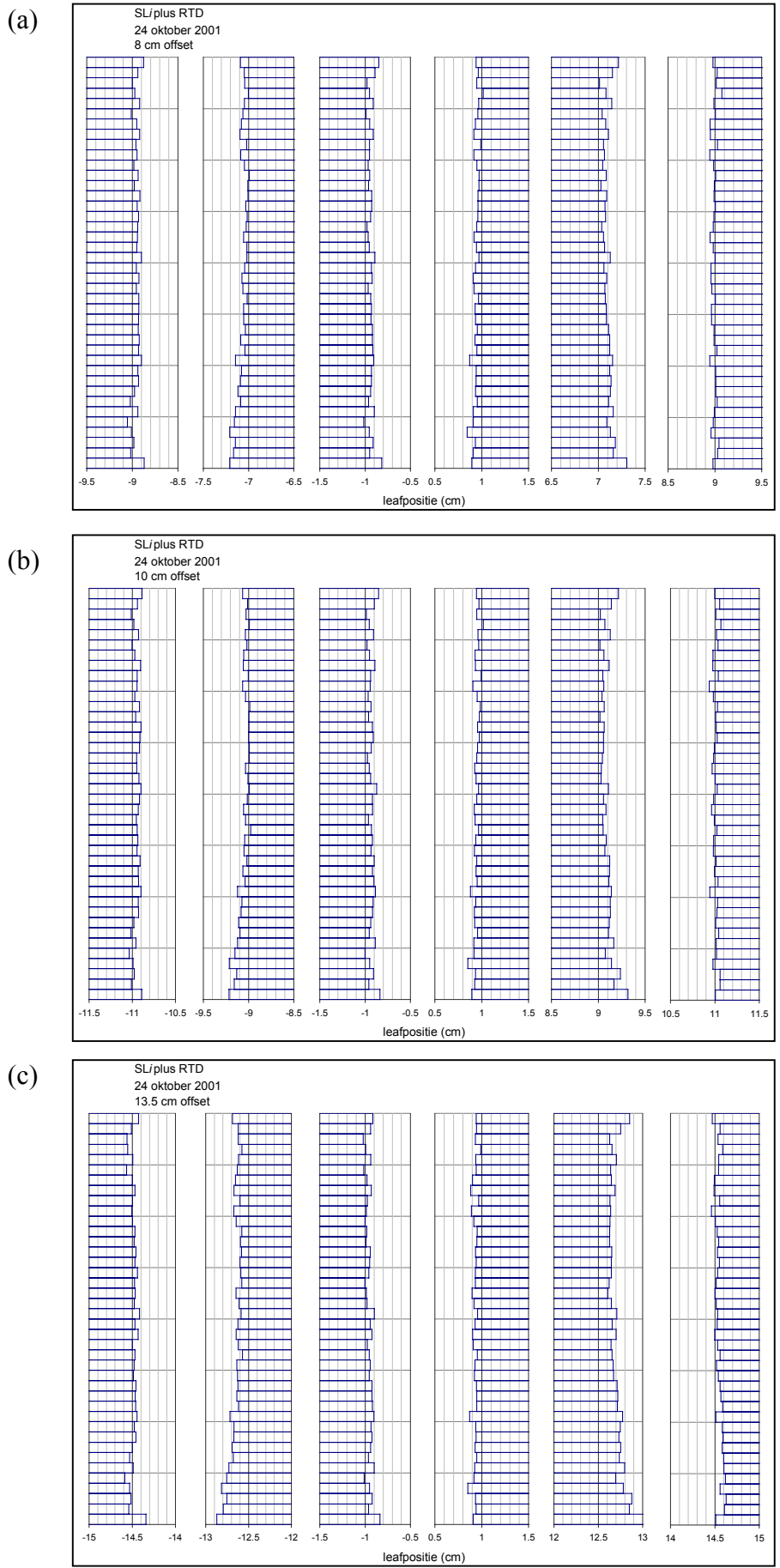
Zoals reeds aangehaald, worden de resultaten voor het centrale veld, bekomen vlak vóór de kalibratie, gebruikt om de nodige veranderingen in de minor offsets van de 80 leaves te berekenen die gebruikt zullen worden bij de nieuwe kalibratie.



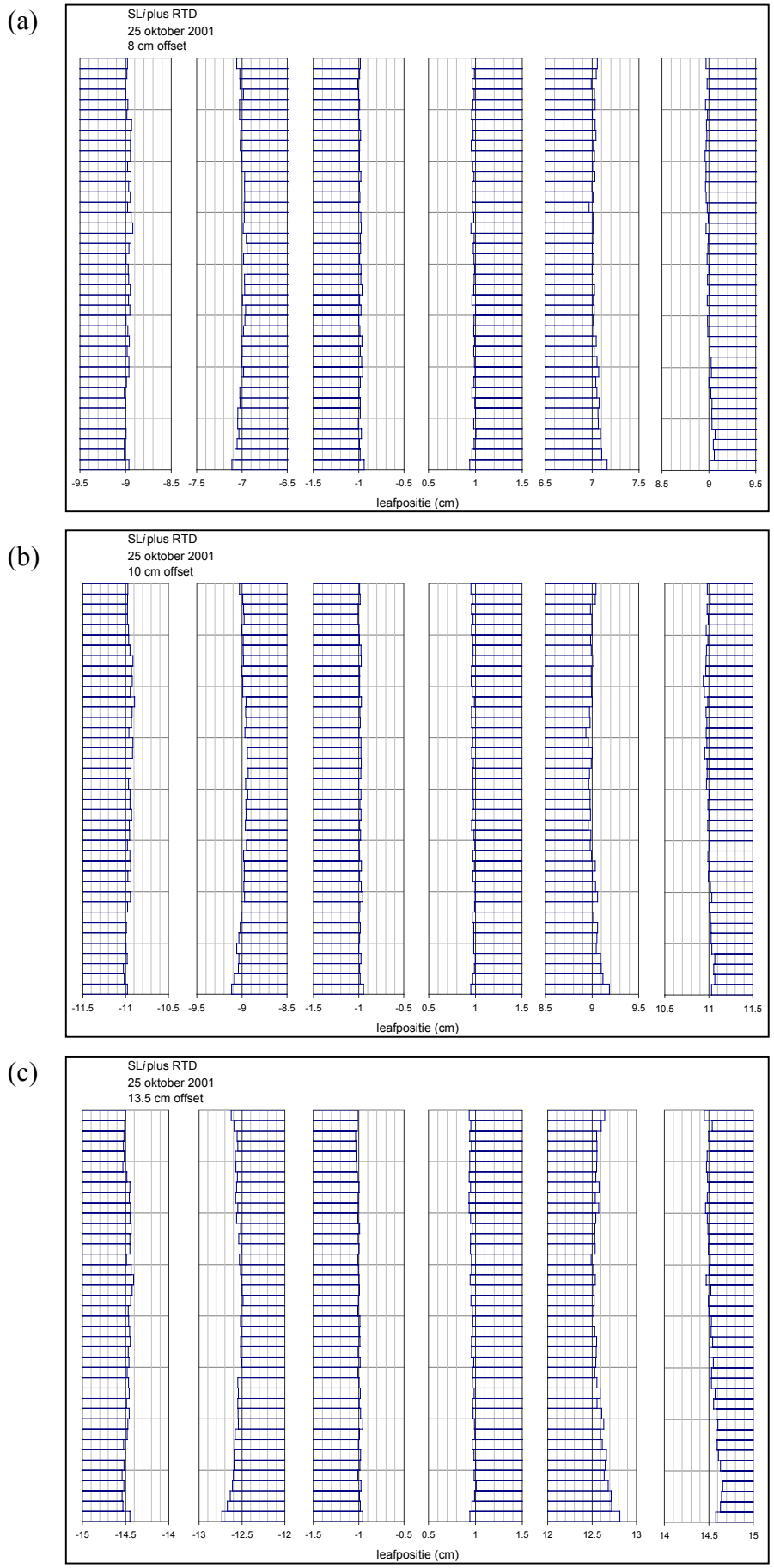
Figuur 5.7: De lichtbron zorgt er voor dat de geometrie van het bestralingsveld geprojecteerd wordt op de patiënt. De lichtstralen die teruggekaatst worden door de reflectoren op de leaves en door de referentie reflectoren worden gedetecteerd door de kamera.



Figuur 5.8: (a) Om na te gaan of het midden van het dradenkruis overeenkomt met het rotatiecentrum van het onderste deel van de kop van de versneller (in de figuur het snijpunt van de twee grijze punt-streep lijnen), wordt de lichtprojectie van het dradenkruis bij  $0^\circ$  (—) en bij  $180^\circ$  (----) vergeleken. De resulterende afwijking is aangeduid als  $\Delta$ . (b) Om na te gaan of één van de draden van het dradenkruis (—) evenwijdig is aan de bewegingsrichting van de leaves, wordt leafpaar 19 in het veld geplaatst terwijl alle andere leaves zo ver mogelijk geopend zijn. De resulterende afwijking is aangeduid als  $\alpha$ .



Figuur 5.9:  
Leafposities vóór  
een kalibratie



Figuur 5.10:  
Leafposities ná  
een kalibratie

---

## Hoofdstuk 6:

# Discussie

---

De technieken gebruikt bij het toedienen van radiotherapeutische behandelingen evolueren snel. Computergestuurde lineaire versnellers met computergestuurde collimatoren zijn in de voorbije jaren bijna overal in de Westerse wereld in gebruik genomen. Met behulp van cerrobend blokken of van een MLC kan men er voor zorgen dat de vormen van de velden overeenkomen met het te bestralen volume. In de toekomst zal ongetwijfeld een belangrijke rol weggelegd zijn voor IMRT, aangezien deze techniek toelaat om het tumorweefsel doeltreffender te bestralen en om de kans op ongewenste neveneffecten te reduceren. Praktische methodes voor het toedienen van IMRT zijn tegenwoordig beschikbaar en meer en meer centra implementeren deze techniek dan ook klinisch. Wanneer zeer grote concaviteiten optreden voldoet een behandeling bestaande uit IM-bundels vaak niet meer en kan men gebruik maken van IMAT.

Al deze evoluties verhogen de complexiteit van de behandeling en impliceren dat weefsels met een hogere fysische selectiviteit bestraald zullen worden. Hierdoor neemt het belang van een gedetailleerde beeldvorming en van een nauwkeurige intekening van het doelvolume en van de kritische organen sterk toe (Boyer *et al* 2001). Ook een goede positionering en immobilisatie van de patiënt en van de inwendige structuren van de patiënt wordt uiterst belangrijk (Saw *et al* 2001). Alternatief kan men bijv. de ademhaling tijdelijk onderbreken op een bepaald punt van de ademhalingscyclus, m.b.v. een zogenaamd ‘Active Breathing Control’ device, en dan van die onderbrekingen gebruik maken om te bestralen (Stromberg *et al* 2000). Nog een andere mogelijkheid is het toepassen van ‘gating’, waarbij er enkel bestraald wordt op het moment dat het doelvolume zich op de gewenste positie bevindt, wat het voortdurend snel aan- en uitgeschakelen van de versneller met zich meebrengt (Kubo en Wang 2000, Shirato *et al* 2000). Daarnaast verhogen bovenstaande evoluties de noodzaak van een nauwgezette dosimetrische verificatie. De aard van intensiteitsgemoduleerde behandelingen zorgt er echter voor dat dit geen eenvoudige opdracht is. De scherpe intensiteitspieken leiden bij heel wat detectoren tot belangrijke volume effecten, en het niet-statische karakter van de bundels maakt het gebruik van integrerende dosimeters noodzakelijk wanneer men een volledige bundel of een volledige behandeling wil uitmeten. Daarnaast kunnen bijv. ook de dosistempo-afhankelijkheid en energieafhankelijkheid van de respons van bepaalde detectoren aanleiding geven tot foutieve interpretaties van de metingen. Wanneer men een grondige dosimetrische verificatie van intensiteitsgemoduleerde behandelingen wil verrichten, bestaat de eerste stap dan ook uit een diepgaande studie van detectoren

en van hun eigenschappen. Uit hoofdstuk 2 blijkt dat de ideale detector niet bestaat. Elke detector heeft zijn pluspunten en zijn beperkingen, en er moet voor elke detector een toepassingsdomein afgebakend worden. Een groot deel van de resultaten van detectorstudies kunnen als zijnde universeel geldig beschouwd worden, maar een aantal tests zullen toch door iedere gebruiker zelf moeten uitgevoerd worden. Voorbeelden hiervan zijn de lek en de dosistempo-afhankelijkheid van een aantal detectoren, mogelijke verschillen in het energiespectrum van de gebruikte bundelkwaliteiten en dus in de energieafhankelijkheid van sommige detectoren, en het belang van de specifieke emulsie en het ontwikkelproces bij radiografische filmdosimetrie.

Eénmaal de meetmethodologie op punt staat kan gestart worden met de eigenlijke opdracht, met name de verificatie van IM-bundels, iets waar uitgebreid op ingegaan werd in hoofdstuk 3. Beperkingen in de karakteristieken van de versneller die gebruikt wordt voor het toedienen van een behandeling kunnen aanleiding geven tot fouten in de toegediende dosis. We vonden zo dat kleine afwijkingen in de veldbreedte, voor kleine velden, aanleiding kunnen geven tot aanzienlijke fouten in de outputfactor. Zo is, voor een 6 MV fotonenbundel en voor een 10x1 cm veld, de outputfactor, op een diepte van 10 cm, ca. 7% te laag wanneer het veld 1 mm te smal is. Aangezien voor velden met een grote offset afwijkingen in de posities van de uiterste leaves kunnen oplopen tot ca. 2 à 3 mm zou dit theoretisch aanleiding kunnen geven tot aanzienlijke fouten in de absolute dosis. Bij IMRT behandelingen gepland via een anatomie gebaseerde techniek, zoals die wordt toegepast in het UZ-Gent, is echter steeds slecht een klein percentage van de dosis afkomstig van kleine velden met een grote offset. Bovendien zijn de afwijkingen slechts voor de uiterste leaves groot. Andere IMRT-bestralingsmethodes maken daarentegen vaak gebruik van een sliding window techniek, waarbij een nauwe bundel dynamisch over de te bestralen regio glijdt. Bij deze methode veroorzaakt een fout van bijv. 10% in de veldbreedte op directe wijze een even grote fout in de absolute dosis. Naast het voorkomen van afwijkingen die te wijten zijn aan de versneller treden er vaak ook beperkingen op in de dosisberekeningen. In afgeschermd kritische structuren wordt de dosis bijv. typisch een factor 2 à 3 onderschat door het dosisberekeningsalgoritme van ons planningsysteem GRATIS. Het is dan ook zeer belangrijk dat dergelijke effecten opgemeten worden zodat de behandelende artsen vooralsnog ermee rekening kunnen houden bij hun klinische beslissingen.

Het dient opgemerkt te worden dat IM-bundels ook online kunnen geverifieerd worden. Gebruik makende van een 'electronic portal imaging device' (EPID) kan men dosisdistributies bepalen in een vlak loodrecht op de bundelas, gelegen na de patiënt (Chang *et al* 2000). Nadeel van deze methode is dat men de dosis in de patiënt (of in een fantoom) niet rechtstreeks kan meten, maar moet berekenen uit de transmissiedosis. Bij deze berekeningen wordt gewoonlijk gesteund op dezelfde algoritmes als tijdens de planning.

De vraag zou nu kunnen gesteld worden of onder dit alles zeer binnenkort een streep zal kunnen gezet worden. Het antwoord daarop is ongetwijfeld 'nee'. Vooreerst zal het wegwerken van de huidige gebreken nog heel wat tijd vergen. Een belangrijk punt waaraan aandacht zal moeten besteed worden is de dosisberekening. De huidige commercieel beschikbare dosisberekeningsalgoritmes geven vaak aanleiding tot aanzienlijke afwijkingen, vooral in de lage-dosis gebieden en in de nabijheid van dichtheidsinhomogeniteiten. Monte Carlo simulaties bezitten het potentieel om accurate resultaten te bekomen, maar het nauwkeurig modelleren van de kop van de

lineaire versneller is een zeer kritische stap, en de toetssteen zal terug bestaan uit metingen zoals voorgesteld in dit proefschrift. Bovendien is deze berekeningsmethode momenteel nog te traag voor routine klinische optimalisaties. Een belangrijke rol is ook weggelegd voor de fabrikanten van versnellers. Een verbetering van bijv. de kalibratieprocedure van de MLC zou toelaten om behandelingen nauwkeuriger toe te dienen. Het verbeteren van de kwaliteit van IMRT behandelingen blijft voorlopig een belangrijke opdracht, maar de techniek staat niet stil, en nieuwe technologische ontwikkelingen brengen nieuwe uitdagingen voor de dosimetrische controle met zich mee. Eén voorbeeld hiervan is alvast IMAT. Omdat de gantry ronddraait tijdens het bestralen kan men hier niet langer van individuele bundels spreken. In plaats van bundels moet men dus bogen verifiëren. De meest voor de hand liggende methode voor het uitvoeren van dergelijke dosimetrische controles is om gebruik te maken van radiografische films die men tussen de transversale sneden van een antropomorf fantoom plaatst. De films bevinden zich dan echter parallel met de invallende straling, iets wat mogelijks aanleiding kan geven tot grote afwijkingen, zoals besproken in hoofdstuk 2. Er moet daarom ongetwijfeld nog meer onderzoek verricht worden hieromtrent. Ook het bestralen van tumoren in lage dichtheitsweefsels, zoals de longen, zal nieuwe dosimetrische uitdagingen met zich mee brengen.

## References

- Boyer A L, Butler E B, DiPetrillo T A, Engler M J, Fraass B, Grant W, Ling C C, Low D A, Mackie T R, Mohan R, Purdy J A, Roach M, Rosenman J G, Verhey L J, Wong J W, Cumberlin R L, Stone H, Palta J R 2001 Intensity-modulated radiotherapy: current status and issues of interest *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **51** 880-914
- Chang J, Mageras G S, Chui C S, Ling C C, Lutz W 2000 Relative profile and dose verification of intensity-modulated radiation therapy *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **47** 231-40
- Kubo H D, Wang L 2000 Compatibility of Varian 2100C gated operations with enhanced dynamic wedge and IMRT dose delivery *Med. Phys.* **27** 1732-38
- Saw C B, Yakoob R, Enke C A, Lau T P, Ayyangar K M 2001 Immobilization devices for intensity-modulated radiation therapy (IMRT) *Med. Dosim.* **26** 71-7
- Shirato H, Shimizu S, Kunieda T, Kitamura K, van Herk M, Kagei K, Nishioka T, Hashimoto S, Fujita K, Aoyama H, Tsuchiya K, Kudo K, Miyasaka K 2000 Physical aspects of a real-time tumor-tracking system for gated radiotherapy *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **48** 1187-95
- Stromberg J S, Sharpe M B, Kim L H, Kini V R, Jaffray D A, Martinez A A, Wong J W 2000 Active breathing control (ABC) for hodgkin's disease: Reduction in normal tissue irradiation with deep inspiration and implications for treatment *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **48** 797-806





# Lijst met afkortingen

CCC	Collapsed Cone Convolution
$d_{\max}$	diepte van maximum dosis build-up
EPID	electronic portal imaging device
IM-bundel	intensiteitsgemoduleerde bundel
IMRT	intensiteitsgemoduleerde radiotherapie
MLC	multileaf collimator
MU	monitor unit
MR	magnetische resonantie
OD	optische densiteit
OF	outputfactor
PB	Pencil Beam
SDD	bron-detector afstand
STD	standaarddeviatie
Z	atoomgetal
$Z_{\text{eff}}$	effectief atoomgetal
IMAT	intensiteitsgemoduleerde rotatietherapie



# Lijst met begrippen

afgeronde leaftoppen	De uiteinden van de leaves zijn afgerond om de penumbra's zo goed mogelijk onafhankelijk te maken van de positie van de veldgrens. Dit is nodig aangezien de leaves, in tegenstelling tot de onderste collimator, lineair bewegen, zoals aangegeven in figuur LB.2.
antropomorf fantoom	Fantoom dat de vorm heeft van een menselijke torso en waarbij de densiteit van de verschillende weefsels (zoals spierweefsel, been, long en luchtcaviteiten) in rekening gebracht zijn.
back-up jaws	Dunne (3 cm) collimatoren die in dezelfde richting bewegen als de leaves en die de lekstraling tussen en door de leaves grotendeels absorberen. Voor de lokatie van de back-up jaws in de kop van de Elekta SLiplus versneller wordt verwezen naar figuur LB.2.
bundel	Verzameling van fotonenstralen geproduceerd bij welbepaalde gantryhoek.
bundelas	De as waarrond het onderste gedeelte van de kop van de versneller kan roteren, zoals afgebeeld in figuur LB.1 en figuur LB.2.
bundelkwaliteit	Maat voor het energiespectrum van een fotonenbundel. Bij een bundelkwaliteit van 6/18 MV zijn de fotonen ontstaan door elektronen met een energie van 6/18 MeV op een trefplaat te laten invallen.
(bundel)segment	zie 'step-and-shoot bundel'
carcinoma	Kwaadaardig gezwel met onbeperkte groei en waarbij zogenaamde dochtergezwellen optreden.
cerrobend blok	Blok gemaakt uit cerrobend (legering van lood, bismut en tin) dat aan de kop van de versneller kan bevestigd worden en dan een bepaald oppervlak van de patiënt afschermt tegen straling die rechtstreeks afkomstig is van de bron.

Collapsed Cone Convolution algoritme	Dosisberekeningsalgoritme waarbij de energie afgegeven door fotonen per eenheid van massa geconvolveerd wordt met energiedepositiekernels. Voor inhomogene media worden de energiedepositiekernels geschaald met de densiteit.
collimator	Onderdeel van de versneller die dient voor het collimeren van de bundel. Een collimator schermt een bepaald oppervlak van de patiënt af tegen straling die rechtstreeks afkomstig is van de bron.
compensators	Blokken gemaakt uit brons of lood die aan de kop van de versneller kunnen bevestigd worden en die oorspronkelijk dienden om te corrigeren voor dikte verschillende van plaats tot plaats in de patiënt en voor weefselinhomogeniteiten, maar die ook kunnen gebruikt worden om de intensiteit van bundels te moduleren.
Compton interactie	Interactie van een foton met een atomair elektron waarvan de bindingsenergie veel kleiner is dan de energie van het invallend foton. Het elektron krijgt een deel van de energie van het foton en wordt uitgezonden. Het foton wordt, met gereduceerde energie, onder een bepaalde hoek verstrooid.
coplanaire bundels	Bundels waarvan de bundelassen in eenzelfde vlak liggen.
dosis	zie geabsorbeerde stralingsdosis
dynamische bundel	Bundel waarbij de leaves bewogen worden tijdens de bestraling zelf. Deze techniek kan gebruikt worden om de intensiteit te moduleren.
elektronenkanon	Component van lineaire versneller die op gecontroleerde wijze elektronen injecteert in de versnellerbuis. Het hart van het elektronenkanon is een filament van wolframdraad die verantwoordelijk is voor de productie van de elektronen. Een negatieve hoogspanningspuls zorgt voor de feitelijke injectie.

elektronisch onevenwicht	Onevenwicht tussen het aantal inkomende en het aantal uittredende elektronen in een klein volume materie rond het beschouwde punt. Wanneer het onevenwicht veroorzaakt wordt door een kermagradiënt in een richting loodrecht op de bundelas spreken we van lateraal elektronische onevenwicht. Wanneer het onevenwicht veroorzaakt wordt door een kermagradiënt volgens de bundelas spreken we van transiënt elektronisch onevenwicht.
fantomverstrooiing	Fotonen verstrooid in het fantoom of in de patiënt. Voor megavoltage fotonenbundels zijn vooral Compton interacties daarbij belangrijk. Het begrip ‘fantomverstrooiing’ wordt bij uitbreiding ook gebruikt voor de bijbehorende dosis.
gantry	Deel van de versneller dat roteerbaar is rond horizontale as (zie ook figuur LB .1).
geabsorbeerde stralingsdosis	De energie bij ioniserende staling afgegeven per eenheid van massa.
geldosimetrie	Het opmeten van een driedimensionale dosisverdeling gebruik makende van een stralingsgevoelige gel, waarbij de chemische veranderingen in de gel gekwantificeerd worden m.b.v. bijv. nucleair magnetische resonantie beeldvorming.
geometrische penumbra	Veldgrens die uitgesmeerd is als gevolg van de eindige afmetingen van de bron van de lineaire versneller.
gun-target as	zie figuur LB.1
halfbeam	Bundel waarvan één van de grenzen overeenkomt met de middellijn.
“head” verstrooiing	Fotonen verstrooid in de kop van de versneller. Dit begrip wordt bij uitbreiding ook gebruikt voor de bijbehorende dosis.
intensiteitsgemoduleerde rotatietherapie	Behandeling waarbij zowel de gantry als de leaves bewogen worden tijdens het stralen zelf. De modulatie van de intensiteit gebeurt via de superpositie van verschillende bogen.
intensiteitsgemoduleerde bundel	Een bundel waarvan zowel de geometrie als de intensiteitsdistributie geoptimaliseerd zijn.
intensiteitsgemoduleerde radiotherapie	Behandeling die bestaat uit het toedienen van een aantal intensiteitsgemoduleerde bundels.

isocentrum	Snijpunt van de rotatieas van de gantry met de rotatieas van het onderste gedeelte van kop van de versneller, zoals afgebeeld in figuur LB.1. Het isocentrum is een vast punt in de ruimte.
isodose	Lijn van constante dosis.
larynx	Het bovenste deel van de luchtpijp waarin de stem wordt gevormd.
links-rechts as	zie figuur LB.1
magnetron	Onderdeel van de versneller dat de microgolven opwekt die zorgen voor het versnellen van de elektronen afkomstig uit het elektronenkanon.
monitor kamer	De ionisatiekamer die zich in de kop van de lineaire versneller bevindt.
monitor unit	Maat voor het signaal in de monitorkamer die, in dit werk, voor een 10x10 cm veld en een bron-detector afstand van 100 cm, overeenkomt met een dosis van 1 cGy in het veldcentrum op een diepte van 5 of 10 cm in water, respectievelijk voor 6 en 18 MV.
Monte Carlo simulaties	Dosisberekeningsmethode waarbij voor een groot aantal elementaire deeltjes de statistische interacties die ze ondergaan en de weg die ze afleggen doorheen al dan niet homogene media gesimuleerd worden, en waarbij de geabsorbeerde energie gescoord wordt in voxels.
mucosa	slijmvlies
multileaf collimator	Een collimator die bestaat uit een aantal dunne wolfram lamellen die individueel over een bepaalde afstand in het veld kunnen geschoven worden, en op die manier onregelmatige velden kunnen definiëren. Voor de lokatie van de multileaf collimator in de kop van de Elekta SLiplus versneller wordt verwezen naar figuur LB.2.
nauwkeurigheid	Systematische afwijkingen. De nauwkeurigheid omvat afwijkingen die bijv. te wijten zijn aan de beperkte spatiale resolutie of de energieafhankelijkheid van de detector. Herhaalde metingen zullen de nauwkeurigheid van het gemiddelde resultaat niet verbeteren.

Pencil Beam algoritme	Dosisberekeningsalgoritme waarbij elke bundel opgedeeld wordt in een aantal elementaire potloodbundels, die geconvolueerd worden met energiedepositiekernels.
penumbra	Onscherpe veldgrens, gebied waarin de dosis snel afneemt in laterale richting. De 80%-20% penumbra breedte is de afstand tussen de 80% isodose en de 20% isodose op een bepaalde diepte. De 90%-10% penumbra breedte is de afstand tussen de 90% isodose en de 10% isodose.
precisie	De reproduceerbaarheid van de meetresultaten bekomen onder bepaalde condities. De precisie wordt meestal gekwantificeerd gebruik makende van de standaarddeviatie.
primaire collimator	De bovenste, niet beweegbare collimator in een lineaire versneller. Voor de lokatie van deze collimator in de kop van de SLiplus versneller wordt verwezen naar figuur LB.2
scanning beam therapie	Bestralingstechniek waarbij een zeer fijne bundel over het te bestralen oppervlak wordt bewogen.
sliding window techniek	Bestralingstechniek waarbij de leafparen als het ware vensters vormen die men unidirectioneel laat bewegen.
step-and-shoot bundel	Een bundel die bestaat uit de superpositie van een aantal elementaire statische bijdragen die bundelsegmenten of velden genoemd worden.
tomotherapie	Behandeling waarbij de patiënt opgedeeld wordt in een aantal sneden die achtereenvolgens bestraald worden, gebruik makende van een rotatietechniek.
transversale sneden	Sneden in een richting loodrecht op de lengteas van een patiënt of een antropomorf fantoom.
veld	zie 'step-and-shoot bundel'

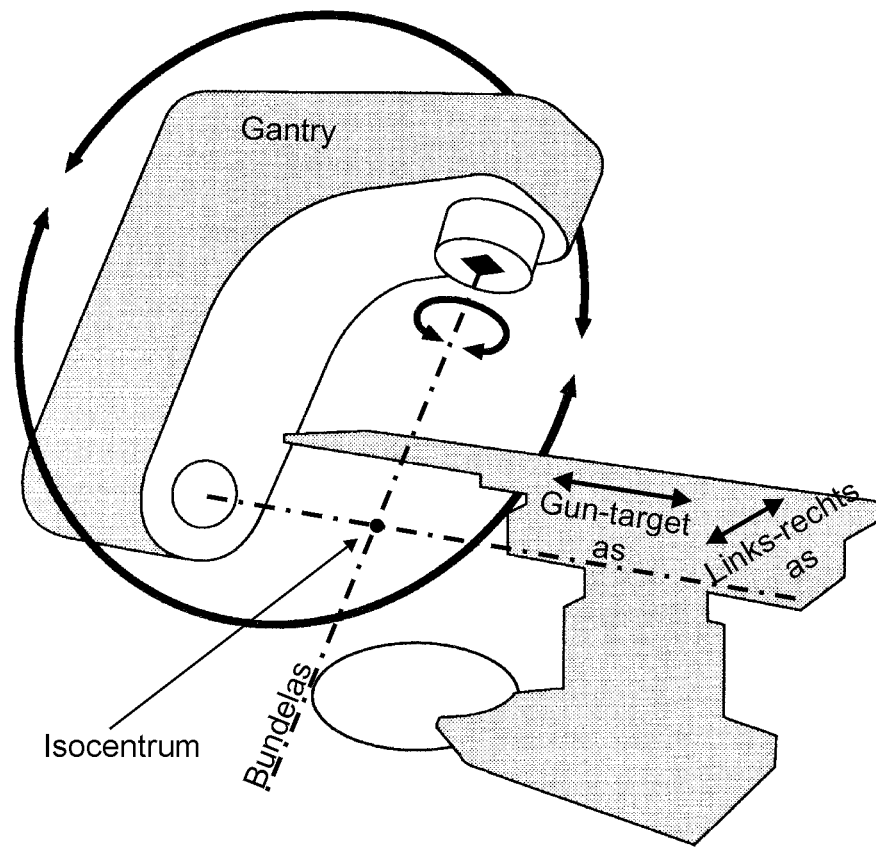
vlakheidsfilter

Filter vervaardigd uit staal die vooral centraal fotonen absorbeert. De aanwezigheid van een vlakheidsfilter in een lineaire versneller is noodzakelijk om een vlakke bundel te bekomen, aangezien de distributie van de geproduceerde fotonen sterk voorwaards gepiekt is, en dit is des te meer het geval naarmate de bundelkwaliteit hoger is. De vorm van het vlakheidsfilter is zo dat een vlak profiel bekomen wordt op een zekere referentiediepte in water. Het vlakheidsfilter voor een 18 MV fotonenbundel is veel sterker gepiekt dan dat voor een 6 MV fotonen bundel. Voor de lokatie van het vlakheidsfilter in de Elekta SLiplus versneller wordt verwezen naar figuur LB.2.

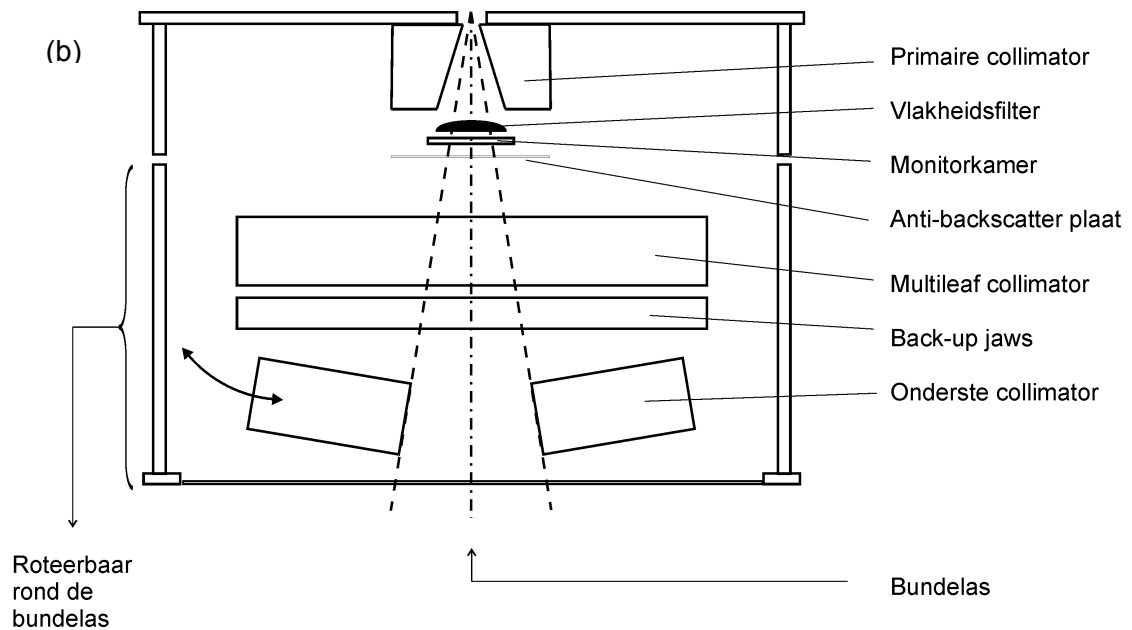
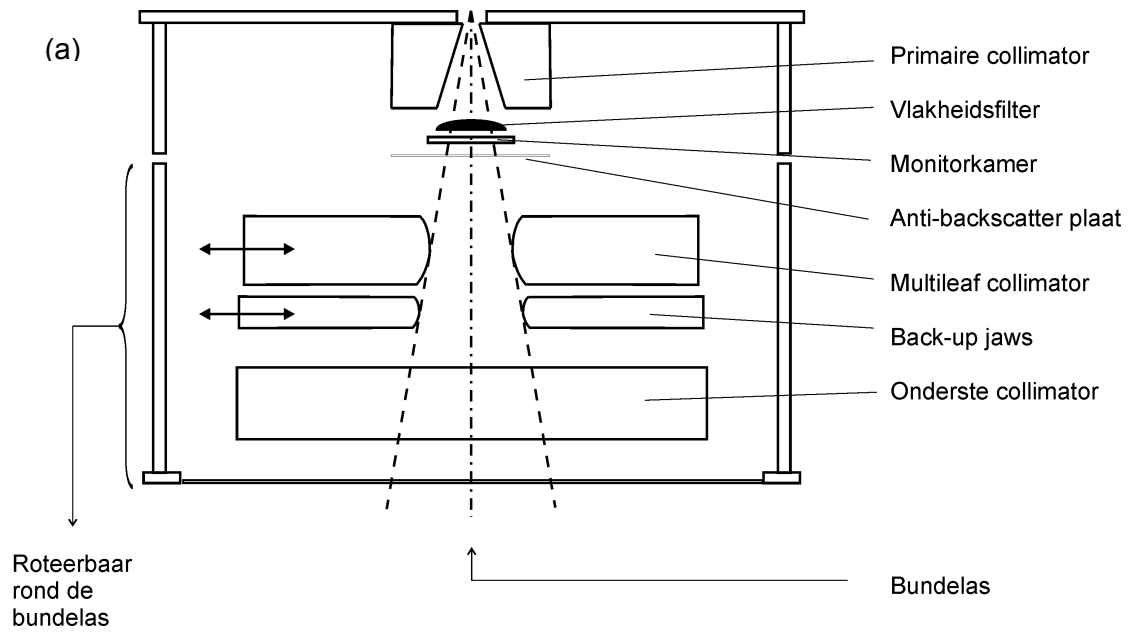
volume effect

De combinatie van volume uitmiddeling en van veranderingen in de elektronenpadlengtes, tengevolge van de niet waterequivalentie van bijv. een lucht gevulde ionisatiekamer, die opgemeten dosisgradiënten kunnen beïnvloeden





Figuur LB.1: Rotatieas van de gantry en van het onderste deel van de kop van de versneller; Definitie van de begrippen 'isocentrum', 'links-rechts as' en 'gun-target as'.



Figuur LB.2: Schematische voorstelling van de configuratie van de kop van een Elekta SLiplus lineaire versneller bij 6 MV, waarbij (b) over 90° gerooteerd is t.o.v. (a).