



HAL
open science

Reconstruction de la dose absorbée in vivo en 3D pour les traitements RCMI et arcthérapie à l'aide des images EPID de transit

Fouad Younan

► **To cite this version:**

Fouad Younan. Reconstruction de la dose absorbée in vivo en 3D pour les traitements RCMI et arcthérapie à l'aide des images EPID de transit. Radiochimie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018. Français. NNT : 2018TOU30333 . tel-02459695

HAL Id: tel-02459695

<https://theses.hal.science/tel-02459695>

Submitted on 29 Jan 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue par

Fouad YOUNAN

Le 13 Décembre 2018

Titre : Reconstruction de la dose absorbée
in vivo en 3D pour les traitements RCMI et
arcthérapie à l'aide des images EPID de transit

JURY

REGINE GSCHWIND	PU, Univ Franche-Comté, Montbéliard	Rapporteur
JEAN-MARC BORDY	IR CEA/HDR, LNHB, Saclay	Rapporteur
PHILIPPE TEULET	PU, Univ Paul Sabatier, Toulouse	Président
MOURAD BENABDESSELAM	PU, Univ Côte d'Azur, Nice	Examineur
FRANÇOIS HUSSON	PM, Dosisoft, Cachan	Examineur
ISABELLE BERRY	PU-PH, UPS, CHU Rangueil, Toulouse	Directrice
JOCELYNE MAZURIER	PM, Clinique Pasteur, Toulouse	Co-directrice
XAVIER FRANCERIES	MCU/HDR, Univ Paul Sabatier, Toulouse	Co-directeur
DENIS FRANCK	Radiothérapeute, Clinique Pasteur, Toulouse	Membre invité

Ecole doctorale et spécialité : *GEET : Radiophysique et Imagerie Médicale*

Unité de recherche : *INSERM UMR 1214, TONIC (Toulouse NeuroImaging Centre)*

Directeurs de thèse : *Isabelle BERRY, Jocelyne MAZURIER et Xavier FRANCERIES*

Financements : *programme 15050400 du Conseil Régional Occitanie Pyrénées Méditerranée et Clinique Pasteur Toulouse*

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les personnes qui m'ont encadré et suivi tout au long de cette thèse.

Madame **Jocelyne MAZURIER**, physicienne médicale en chef du service de radiothérapie de la Clinique Pasteur de Toulouse, pour ses nombreux conseils, son soutien et la confiance qu'elle a su m'accorder.

Monsieur **Xavier FRANCERIES**, Maître de conférences, pour son soutien constant, sa disponibilité et son investissement au niveau du code informatique. Ses précieuses remarques m'ont été d'une grande valeur. Qu'il soit assuré de ma profonde reconnaissance.

Mes remerciements vont également aux différents membres du jury qui ont accepté d'évaluer mes travaux.

Monsieur le Professeur **Philippe TEULET**, de l'Université Paul Sabatier de Toulouse pour l'honneur qu'il m'a fait en présidant ce jury.

Madame le Professeur **Isabelle BERRY**, chef du service de médecine nucléaire du CHU de Toulouse-Rangueil et directrice de cette thèse. Qu'elle soit assurée de mon plus grand respect.

Monsieur le Docteur **Denis FRANCK** radiothérapeute et cogérant du service de radiothérapie de la Clinique Pasteur de Toulouse, sans qui cette thèse n'aurait pas eu lieu. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Madame le Professeur **Régine GSCHWIND** de l'Université de Franche-Comté et Monsieur **Jean-Marc BORDY** chercheur au Laboratoire National Henri Becquerel du CEA de Saclay. Qu'ils soient tous deux assurés de ma profonde gratitude pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'avoir accepté la tâche de rapporteur. Leur présence au sein de ce jury me conforte quant à la valeur du travail que j'ai réalisé.

Monsieur le Professeur **Mourad BENABDESSELAM** de l'Université de Nice Sophia Antipolis et Monsieur **François HUSSON**, physicien médical et directeur scientifique de DOSISOFT pour avoir accepté d'examiner ce manuscrit.

La réalisation de cette thèse a été rendue possible grâce au co-financement octroyé par le Conseil Régional Occitanie Pyrénées Méditerranée et la Clinique Pasteur de Toulouse. Je tiens vivement à remercier ces organismes pour le support financier qu'ils m'ont apporté durant ces 3 années de recherche.

Je tiens aussi à remercier tous les physiciens médicaux de la Clinique Pasteur de Toulouse, **Marianne DUCASSOU**, **Delphine MARRE**, **Pauline NAVARRO**, **Daniel ZARATE**, **Jeremy CAMILLERI** et **Damien ANGLES** pour leurs conseils avisés et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux de recherche.

J'adresse particulièrement mes remerciements à Monsieur **Nicolas MATHY** pour sa patience, et pour m'avoir appris à manipuler la console de traitement.

Bien sûr je n'oublie pas l'aide que les dosimétristes ont pu m'apporter. Leurs compétences sur le système de planification m'ont été d'une grande utilité. Mes remerciements vont tout spécialement à Monsieur **Bassem GHANMI** pour sa gentillesse et sa patience à répondre à mes nombreuses interrogations.

J'exprime également toute ma gratitude envers les manipulateurs radio, surtout à Madame **Dominique SICARD** Pour sa bienveillance et pour m'avoir aidé à exporter les images EPID de patients.

Je désire remercier également Monsieur **Pierre SAN MARTIN**, technicien de VARIAN pour les connaissances qu'il m'a apportées sur l'imageur et pour tous les échanges constructifs autour de mon travail. Qu'il trouve ici le témoignage d'une grande gratitude de ma part.

Enfin je dédie cette thèse :

A Ezraah mon épouse.

Ton amour, ton soutien moral et tes encouragements répétés m'ont toujours permis d'aller de l'avant.

A ma mère Madeleine.

Pour ton amour et parce que tu as toujours su m'épauler dans les moments difficiles.

A mon père Elias.

Toi qui as toujours eu confiance en moi et qui m'a appris à ne jamais baisser les bras. Je n'oublierai jamais tes conseils et ton soutien constant.

A mes frères et sœurs M'taniouss, Maria, Marie-Hélène et Charbel.

Pour tous les moments passés à vos côtés et pour m'avoir encouragé tout au long de mes travaux de recherche.

A Babeth et Jacques.

Merci pour tous ces moments que nous avons partagés ensemble, pour votre soutien et votre grand cœur.

A Tony.

Merci pour tes conseils avisés et pour les nombreux échanges fructueux sur les algorithmes de calcul de dose.

A Fred.

Pour les échanges toujours constructifs sur la dosimétrie de transit.

A ma belle-famille.

A mes amis.

Résumé

Cette thèse a été réalisée dans le cadre de la dosimétrie des faisceaux de haute énergie délivrés au patient pendant un traitement de radiothérapie externe. L'objectif de ce travail est de vérifier que la distribution de dose 3D absorbée dans le patient est conforme au calcul réalisé sur le système de planification de traitement (TPS) à partir de l'imageur portal (en anglais : Electronic Portal Imaging Device, EPID).

L'acquisition est réalisée en mode continu avec le détecteur aS-1200 au silicium amorphe embarqué sur la machine TrueBeam STx (VARIAN Medical system, Palo Alto, USA). Les faisceaux ont une énergie de 10 MeV et un débit de 600 UM.min⁻¹. La distance source-détecteur (DSD) est de 150 cm. Après correction des pixels défectueux, une étape d'étalonnage permet de convertir leur signal en dose absorbée dans l'eau via une fonction de réponse. Des kernels de correction sont également utilisés pour prendre en compte la différence de matériaux entre l'EPID et l'eau et pour corriger la pénombre sur les profils de dose.

Un premier modèle de calcul a permis ensuite de rétroprojeter la dose portale en milieu homogène en prenant en compte plusieurs phénomènes : les photons diffusés provenant du fantôme et rajoutant un excès de signal sur les images, l'atténuation des faisceaux, la diffusion dans le fantôme, l'effet de build-up et l'effet de durcissement du faisceau avec la profondeur. La dose reconstruite est comparée à celle calculée par le TPS avec une analyse gamma globale (3% du maximum de dose et 3 mm de DTA). L'algorithme a été testé sur un fantôme cylindrique homogène et sur un fantôme de pelvis à partir de champs modulés en intensité (RCMI) et à partir de champs d'arthérapie volumique modulés, VMAT selon l'acronyme anglais Volumetric Modulated Arc Therapy.

Le modèle a ensuite été affiné pour prendre en compte les hétérogénéités traversées dans le milieu au moyen des distances équivalentes eau dans une nouvelle approche de dosimétrie plus connue sous le terme de « in aqua vivo » (1). Il a été testé sur un fantôme thorax et, in vivo sur 10 patients traités pour une tumeur de la prostate à partir de champs VMAT.

Pour finir, le modèle in aqua a été testé sur le fantôme thorax avant et après y avoir appliqué certaines modifications afin d'évaluer la possibilité de détection de sources d'erreurs pouvant influencer la bonne délivrance de la dose au patient.

Le pourcentage de points ayant un indice gamma inférieur à $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$, est en moyenne de 99.02% \pm 0.933 et de 98.73% \pm 1.101 tout type de traitement confondu, respectivement sur le fantôme cylindrique et sur le fantôme pelvis. Les tests réalisés sur le fantôme thorax ont montré une augmentation du $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$ allant de 85.12% \pm 2 avec le premier modèle à 99.28% \pm 0.5 avec le modèle in aqua vivo. Les mesures sur patient ont révélé un $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$ de 96.633% \pm 2.07 en moyenne. Enfin, l'algorithme s'est montré être un outil de détection des changements d'hétérogénéités de l'ordre de la taille des inserts (2 cm de diamètre). Il peut aussi détecter des erreurs de positionnement de 10 mm et une perte ou prise de poids à partir de 10 mm d'épaisseur.

Ainsi un algorithme a été développé et validé pour vérifier in vivo la bonne distribution de dose 3D absorbée dans le patient à partir d'images EPID de transit dans le cas des traitements de RCMI et de VMAT.

Mots clés : EPID, distribution de dose 3D, rétroprojection, reconstruction de dose, algorithme, dose absorbée, distance radiologiques, IMRT, VMAT.

Abstract

This thesis aims at the dosimetry of high energy photon beams delivered to the patient during an external radiation therapy treatment. The objective of this work is to use EPID the Electronic Portal Imaging Device (EPID) in order to verify that the 3D absorbed dose distribution in the patient is consistent with the calculation performed on the Treatment Planning System (TPS).

The acquisition is carried out in continuous mode with the aS-1200 amorphous silicon detector embedded on the TrueBeam STx machine (VARIAN Medical system, Palo Alto, USA) for 10MV photons with a 600 UM.min⁻¹ dose rate. The source-detector distance (SDD) is 150 cm. After correction of the defective pixels, a calibration step is performed to convert the signal into an absorbed dose in water via a response function. Correction kernels are also used to take into account the difference in materials between EPID and water and to correct penumbra.

A first model of backprojection was performed to reconstruct the absorbed dose distribution in a homogeneous medium by taking into account several phenomena: the scattered photons coming from the phantom to the EPID, the attenuation of the beams, the diffusion into the phantom, the build-up, and the effect of beam hardening with depth. The reconstructed dose is compared to the one calculated by the TPS with global gamma analysis (3% as the maximum dose difference criteria and 3mm as the distance to agreement criteria). The algorithm was tested on a homogeneous cylindrical phantom and a pelvis phantom for Intensity-Modulated Radiation Therapy (IMRT) and (Volumetric Arc Therapy (VMAT) technics.

The model was then refined to take into account the heterogeneities in the medium by using radiological distances in a new dosimetrical approach better known as "in aqua vivo" (1). It has been tested on a thorax phantom and, in vivo on 10 patients treated for a prostate tumor from VMAT fields.

Finally, the in aqua model was tested on the thorax phantom before and after making some modifications to evaluate the possibility of detecting errors that could affect the correct delivery of the dose to the patient.

The percentage of points having a gamma index under unity, $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$ is on average 99.02% \pm 0.933 and 98.73% \pm 1.101 for all types of treatment, respectively on the cylindrical and on the pelvis phantoms. The evaluation performed on the thorax phantom showed an increase in the $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$ ranging from 85.12% \pm 2 with the first model to 99.28% \pm 0.5 with the in aqua vivo model. The measurements on patient revealed a $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$ of 96.633% \pm 2.07 on average. Finally, the algorithm proved itself to be a tool for detecting heterogeneity changes of the size of inserts (2 cm diameter). It can also detect positioning errors of minimum 10mm and loss or weight gain from 10mm thick.

An algorithm has been developed and validated in order to verify in vivo the correct 3D absorbed dose distribution in the patient from transit EPID images in the case of IMRT and VMAT treatments.

Keywords : EPID, 3D dose distribution, back-projection, dose reconstruction, algorithm, absorbed dose, radiological path, IMRT, VMAT.

Table des matières

REMERCIEMENTS	1
RESUME	4
ABSTRACT	5
TABLE DES MATIERES	6
TABLE DES FIGURES	9
LISTE DES TABLEAUX	13
LISTE DES ABREVIATIONS	14
INTRODUCTION GENERALE	16
CHAPITRE I DOSIMETRIE IN VIVO DES FAISCEAUX DE PHOTONS DE HAUTE ENERGIE	18
INTRODUCTION	18
I.1 LES DIFFERENTS POINTS DE MESURES EN DIV	19
I.1.1 Dose en entrée, D_{entree}	20
I.1.2 Dose en sortie, D_{sortie}	20
I.1.3 Dose dans le volume cible, D_{cible}	21
I.1.4 Dose à la peau, D_{peau}	21
I.1.5 Dose de transit	21
I.2 LES DIFFERENTS DOSIMETRES UTILISES EN DIV	22
I.2.1 Détecteurs utilisés pour la DIV passive	22
I.2.2 Détecteurs utilisés pour la DIV en temps réel	25
I.3 DOSIMETRIE DE TRANSIT	33
I.3.1 Approche directe	33
I.3.2 Approche indirecte (rétroprojection)	34
I.4 ERREURS DETECTABLES AVEC LA DOSIMETRIE DE TRANSIT	35
I.4.1 les erreurs machine	35
I.4.2 Les erreurs liées au plan de traitement	36
I.4.3 Les erreurs venant du patient	36
SYNTHESE	38
CHAPITRE II PROPRIETES DOSIMETRIQUES DE L'EPID	39
INTRODUCTION	39
II.1 MATERIEL : ACCELERATEUR ET EPID	39
II.2 ACQUISITION DES IMAGES	41
II.2.1 Logiciel d'acquisition iX et modes de lecture associés	41
II.2.2 Choix du mode d'acquisition continu	41
II.2.3 Prétraitement des images	42

II.3	ETUDE DES CARACTERISTIQUES DE L'EPID	43
II.3.1	Reproductibilité et répétabilité de la réponse du détecteur	43
II.3.2	Résultats et discussion	44
II.3.3	Influence du débit de dose	45
II.3.4	Influence de la variation de dose en position fixe du bras et en rotation continu	46
II.3.5	Influence de la taille de champ dans l'eau et dans l'EPID	49
II.3.6	Paramètres non étudiés	50
	SYNTHESE	52
CHAPITRE III	ETALONNAGE 2D DE L'EPID EN DOSE ABSORBEE DANS L'EAU	53
	INTRODUCTION	53
III.1	DISTRIBUTION DE DOSE DE REFERENCE SUR LE TPS ECLIPSE	53
III.2	PRISE EN COMPTE DE L'INFLUENCE DU FILTRE EGALISATEUR	55
III.2.1	Matériel et méthode	55
III.2.2	Résultats et discussion	55
III.3	ETALONNAGE DE L'EPID EN DOSE DANS L'EAU	56
III.3.1	Formalisme	56
III.3.2	Fonctions de réponse en dose, f_{RCMI} et f_{VMAT}	56
III.3.3	Calcul du kernel $K_{ij}^{matériel}$	61
III.3.4	Calcul du kernel $K_{ij}^{penombre}$	63
III.4	CONTROLE QUALITE PRETRAITEMENT	65
III.4.1	Matériel et méthode	65
III.4.2	Résultats et discussion	68
	SYNTHESE	71
CHAPITRE IV	RETROPROJECTION DE LA DOSE PLANAIRE RECONSTRUITE A L'ISOCENTRE DANS UN MILIEU HOMOGENE	72
	INTRODUCTION	72
IV.1	MATERIEL	74
IV.2	PRISE EN COMPTE DES DIFFUSES DU FANTOME VERS L'EPID, $C_{diffusion}$	75
IV.2.1	Matériel et méthode	75
IV.2.2	Résultats et discussion	77
IV.3	DOSE 2D ABSORBEE DANS LE PLAN D'ISOCENTRE DU FANTOME, $D_{tot,ij}^{fant,iso}$	78
IV.3.1	Dose primaire dans le fantôme au plan d'isocentre, $D_{prim,ij}^{fant,iso}$	79
IV.3.2	Dose diffusée dans le fantôme au plan d'isocentre, $D_{diff,ij}^{fant,iso}$	80
IV.4	ESTIMATION DE LA TRANSMISSION PRIMAIRE, Tr_{ij}^{prim} SANS REALISATION D'IMAGE « A VIDE »	84
IV.4.1	Matériel et méthode	84
IV.4.2	Résultats	85
IV.5	VALIDATION DE L'ALGORITHME DE RETROPRO PROJECTION PLANAIRE	87
IV.5.1	Matériel et méthodes	87
IV.5.2	Résultats et discussion	87

SYNTHESE	92
CHAPITRE V RETROPROJECTION DES IMAGES PORTALES EN DOSE 3D ABSORBEE EN MILIEU HOMOGENE 93	
INTRODUCTION	93
V.1 RECONSTRUCTION DE LA DOSE PLANAIRE DANS UN PLAN AUTRE QUE L'ISOCENTRE	93
V.1.1 <i>Matériels et méthode</i>	93
V.1.2 <i>Résultats et discussion</i>	97
V.2 DE LA DOSE 2D A LA DOSE 3D	99
V.3 TEST DE L'ALGORITHME DE RECONSTRUCTION DE LA DOSE EN 3D SUR FANTOME.....	101
V.3.1 <i>Matériel et méthodes</i>	101
V.3.2 <i>Résultats et discussion</i>	101
SYNTHESE	102
CHAPITRE VI PRISE EN COMPTE DES HETEROGENEITES ET DETECTION DES SOURCES D'ERREURS AVEC LA DOSIMETRIE DE TRANSIT..... 105	
INTRODUCTION	105
VI.1 METHODE DE DOSIMETRIE « IN AQUA VIVO »	105
VI.2 DETERMINATION DES DISTANCES EQUIVALENTES EAU	108
VI.2.1 <i>Méthode</i>	108
VI.2.2 <i>Résultats et discussion</i>	111
VI.3 TESTS SUR FANTOME THORAX ET SUR PATIENTS.....	112
VI.3.1 <i>Matériels et méthodes</i>	112
VI.3.2 <i>Résultats et discussion</i>	113
VI.4 DETECTION D'ERREURS	119
VI.4.1 <i>Evaluation des erreurs</i>	119
SYNTHESE	125
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	127
BIBLIOGRAPHIE	129
LISTE DES PUBLICATIONS.....	137
CONFERENCES INTERNATIONALES	137
CONFERENCES NATIONALES	137
ANNEXES.....	138
ANNEXE 1 CORRECTION DE L'INFLUENCE DES PHOTONS RETRODIFFUSES.....	139
ANNEXE 2 : DECOMPRESSION DES TRAMES AU FORMAT « .XIM »	143

Table des figures

FIGURE I-1: REPRESENTATION SCHEMATIQUE DES DIFFERENTS POINTS DE MESURE DE DOSE IN VIVO SUR UN PROFIL DE DOSE EN PROFONDEUR D'UN FAISCEAU DE PHOTON DE HAUTE ENERGIE (TRAIT CONTINU NOIR). LES POINTILLES INDIQUENT LE CAS OU LA PART DE RETRODIFFUSION VENANT DES PHOTONS ET DES ELECTRONS EST PRISE EN COMPTE. LEUR ZONE D'INFLUENCE DANS LE MILIEU IRRADIE EST INDIQUEE PAR Δ_{PHOTONS} ET $\Delta_{\text{ELECTRONS}}$ RESPECTIVEMENT. SCHEMA ADAPTE DE VAN DAM ET MARINELLO, 2006 (22).	19
FIGURE I-2 : PRINCIPAUX TYPES DE DOSIMETRES PONCTUELS UTILISES EN DIV, EXTRAIT DE LAMBERT <i>ET AL.</i> (42). DE GAUCHE A DROITE : DETECTEUR OPTIQUE ET SA FIBRE AU SILICIUM, MOFSET (MODELE RD502), MOFSET (MODELE ONE DOSE, PTW-FREIBURG), DETECTEUR DIAMANT (TYPE 60003 PTW-FREIBURG), DIODE A SEMI-CONDUCTEUR, CHAMBRE D'IONISATION, DETECTEUR DTL AU FLUORURE DE LITHIUM DE DIMENSIONS 3x3x0.9 MM3.	26
FIGURE I-3 : CASSETTE DE DIMENSIONS 35 CM x 43 CM x 1.4 CM UTILISEE EN DOSIMETRIE DES FAISCEAUX DE PHOTONS. IMAGE ISSUE DES TRAVAUX D'ANTONUK <i>ET AL.</i> , (43).	27
FIGURE I-4 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE D'UN MODELE D'EPID COUPLE A UNE CAMERA CCD A GAUCHE. A DROITE LA PHOTO REPRESENTE LE SYSTEME DE DETECTION EMBARQUE SUR LA MACHINE DE TRAITEMENT (SYSTEME « BEAMVIEW » DE SIEMENS), PRISE DE MUNRO (1995), (44).	28
FIGURE I-5 : MATRICE A CHAMBRE D'IONISATION LIQUIDE. VUE DE SES DIFFERENTS COMPOSANTS (A GAUCHE) ET MODELE DE CASSETTE (A DROITE). PHOTOS PRISES DE ANTONUK (2002), (43).	29
FIGURE I-6 : AU-DESSUS, COUPE SAGITTALE D'UN IMAGEUR AU SILICIUM AMORPHE A DETECTION INDIRECTE. EN DESSOUS, DESCRIPTION SCHEMATIQUE DE L'UNITE DE DETECTION ET DES DIFFERENTS ELEMENTS INTERVENANT DANS LA FORMATION DE L'IMAGE. D'APRES SIEBERS <i>ET AL.</i> , 2004 (49).	31
FIGURE I-7 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE (NON A L'ECHELLE) DE LA DETECTION INDIRECTE DES FAISCEAUX DE PHOTONS.	31
FIGURE II-1 : ACCELERATEUR LINEAIRE CLINAC TRUEBEAM STX (VARIAN MEDICAL SYSTEMS) ET SON IMAGEUR PORTAL AS-1200 AU SILICIUM AMORPHE MONTE SUR UN BRAS METALLIQUE RETRACTABLE (ENTOURE EN ROUGE). L'EPID EST SITUE DERRIERE LE PATIENT POSITIONNE SUR LA TABLE DE TRAITEMENT.	40
FIGURE II-2 : CORRECTION DES TRAMES AVEC L'IMAGE DE DF A GAUCHE ET FF A DROITE.	43
FIGURE II-3 : VARIATION DU DEBIT D'ACQUISITION (AU-DESSUS) ET DE L'INTENSITE DU SIGNAL AU CENTRE DES TRAMES (EN DESSOUS) EN FONCTION DE LA DOSE AU COURS D'UNE ACQUISITION DYNAMIQUE.	48
FIGURE II-4 : COURBES DES FOCs NORMALISES OBTENUES AVEC L'EPID EN MODE BRAS STATIQUE ET DYNAMIQUE ET COMPARES AVEC LE FOC OBTENU AVEC LA CHAMBRE D'IONISATION.	50
FIGURE III-1 : L'EPID (EN GRIS) EST MODELISE COMME UN CUBE D'EAU 50x50x30 CM3. LA DISTRIBUTION DE DOSE 2D EST EXTRAITE A UNE PROFONDEUR DE 2.5 CM POUR UNE DSD=150 CM. ICI LE CALCUL EST REALISE POUR UNE TAILLE DE CHAMP DE 10x10 CM2.	54
FIGURE III-2 : MODELE DE REFERENCE ETABLI POUR L'ETALONNAGE EN DOSE DES IMAGES PORTALES. A GAUCHE, LA MATRICE SENSIBLE DE L'EPID SE SITUE A 150 CM DE LA SOURCE. LES IMAGES PORTALES SONT COMPAREES A LA DOSE PLANAIRE CALCULEE DANS UN FANTOME D'EAU AVEC LE TPS A 2.5 CM DE PROFONDEUR.	54
FIGURE III-3 : CORRECTION RADIALE POUR LA RESTAURATION DE L'INFLUENCE DU CONE EGALISATEUR (A GAUCHE). LA COURBE EN BLEU REPRESENTE LA MOYENNE DES 4 QUADRANTS EXTRAITS DE LA MATRICE DE CORRECTION NORMALISEE PAR RAPPORT A LA VALEUR DES PIXELS AU CENTRE (A DROITE). ET LA COURBE EN ROUGE REPRESENTE LE POLYNOME D'INTERPOLATION.	55
FIGURE III-4 : FONCTION DE REPOSE EN DOSE F_{RCMI} POUR CONVERTIR LE SIGNAL S_{EPID} EN NIVEAU DE GRIS, EN DOSE (D_{MES}) TELLE QUE $D_{\text{MES}} = (S_{\text{EPID}} - B) / A$. POUR UNE MEILLEURE VISUALISATION, LA DROITE EST TRACEE UNIQUEMENT POUR LES VALEURS D'UM SUPERIEURES A 30UM.	57
FIGURE III-5 : ECART ENTRE LA VALEUR DE DOSE DELIVREE ET CELLE MESUREE A PARTIR $DF_{\text{RCMI}}E$ AVEC ZOOM SUR LES VALEURS EN DESSOUS DE 50 UM.	58
FIGURE III-6 : PRISE EN COMPTE DU NOMBRE DE TRAMES CUMULEES POUR UN NTC=3. LES TRAMES PRESENTEES DANS CE SCHEMA SONT ISSUES D'UN TRAITEMENT VMAT D'UNE LOCALISATION PROSTATIQUE DU CANCER.	60
FIGURE III-7 : FONCTIONS LINEAIRES DE REPOSE EN DOSE CORRESPONDANTS AUX TRAITEMENTS VMAT POUR UN NTC EGALE A 3, 6, 9 ET 12 (EN TRAIT CONTINU, FIGURE DU DESSUS). SUR CETTE MEME FIGURE, LES POINTILLES REPRESENTENT LES VALEURS CALCULEES DE LA DOSE A PARTIR DU TPS. LE SIGNAL SEPID EST MESURE A L'AXE ET CORRESPOND A LA VALEUR MOYENNE DES SOUS IMAGES. LA FIGURE DU DESSOUS REPRESENTE L'ECART ENTRE LA DOSE CALCULEE DANS LE FANTOME D'EAU ET CELLE MESUREE AVEC LA FONCTION DE REPOSE ASSOCIEE. L'ECART OSCILLE GLOBALEMENT ENTRE -0.6% ET 1.5%.	60

Table des figures

FIGURE III-8 : CORRECTION DE LA DOSE MESUREE AVEC LE KERNEL $K_{ij}^{MATERIEL}$ 62

FIGURE III-9 : ECART ENTRE LA DOSE A L'AXE CALCULEE AVEC LE $TPSD_{MAX,TPS}$, ET CELLE MESUREE EN UTILISANT L'EQUATION (III.3B)...62

FIGURE III-10 : INFLUENCE DU KERNEL $K_{ij}^{PENOMBRE}$ SUR LES PROFILS DE DOSE. LES PROFILS CALCULES SOUS ECLIPSE DANS LE FANTOME D'EAU DE REFERENCE SONT INDiques EN TRAIT ROUGE CONTINU ET EN TRAIT BLEU DISCONTINU SONT REPRESENTES LES PROFILS DE DOSE RECONSTRUIT A PARTIR DE L'EQUATION (III.3A), D'ABORD SANS APPLICATION DU KERNEL DE PENOMBRE (AU-DESSUS) ET APRES SON APPLICATION (EN DESSOUS). LA MOITIE DES PROFILS EXTRAITS DE LA LIGNE MEDIANE PASSANT PAR L'AXE CENTRAL DES IMAGES ONT ETE REPRESENTES SEULEMENT POUR LES CHAMPS CARRES DE COTE 3, 4, 5, 6, 8, 10, ET 12 CM POUR UNE MEILLEURE VISUALISATION.64

FIGURE III-11 : ILLUSTRATION DE L'ANALYSE GAMMA COMBINANT A LA FOIS UNE COMPARAISON DE DISTANCE ET UNE COMPARAISON DE DOSE. CETTE DOUBLE COMPARAISON RESUMEE A TRAVERS L'EQUATION III.4D PEUT ETRE ASSIMILEE A UNE ELLIPSE A L'INTERIEUR DE LAQUELLE L'INDICE γ EST CALCULE ENTRE LES PIXELS P_R ET P_M67

FIGURE III-12 : RESULTATS DU PRETRAITEMENT D'UN CHAMP RAPIDARC, AVEC UN $NTC=6$. LA DISTRIBUTION DE DOSE PORTALE MESUREE AVEC LES IMAGES EPID (EN BAS A GAUCHE) A ETE COMPAREE A LA DOSE PLANAIRE CALCULEE SUR LE TPS DANS LE CUBE D'EAU DE REFERENCE A 2.5CM SOUS LA SURFACE, POUR UNE DSD DE 150 CM. L'ANALYSE GAMMA EN GLOBAL, 3%-2 MM EST EGALEMENT REPRESENTEE EN 2D (EN BAS A DROITE), LES PIXELS DE COULEUR ROUGE SONT CEUX QUI ONT UN INDICE GAMMA SUPERIEUR A 1. LES PROFILS DE DOSE EN X ET EN Y ONT EGALEMENT ETE COMPARES ENTRE LES DEUX DISTRIBUTIONS DE DOSE (AU-DESSUS).70

FIGURE IV-1 : SYSTEME PERMETTANT LA MESURE DE LA DISTRIBUTION DE DOSE 2D DANS LE PLAN D'ISOCENTRE D'UN FANTOME DE 25CM D'EPaisseur. LES LIGNES VERTES REPRESENTENT LES LASERS PERMETTANT LE POSITIONNEMENT DES PATIENTS SUR LA TABLE. LEUR POINT DE CROISEMENT REPRESENTE LE POINT D'ISOCENTRE DE LA MACHINE. L'EPID EST SITUe DERRIERE LE FANTOME AVEC SON BRAS RETRACTABLE.74

FIGURE IV-2 : TRANSMISSION TOTALE MESUREE SUR UN FANTOME DE 25 CM D'EPaisseur POUR DES TAILLES DE CHAMP VARIABLES. LA DROITE EN ROUGE REPRESENTE LE POLYNOME D'INTERPOLATION D'ORDRE 3 DE COEFFICIENTS $1.1173E-09$, $-8.7692E-07$, $3.7586E-04$ ET 0.400 SUCCESSIVEMENT. POUR UNE TAILLE DE CHAMP QUI TEND VERS 0, LA VALEUR DE LA TRANSMISSION TOTALE VAUT 0.400. ELLE EST EN THEORIE EGALE AUSSI A LA TRANSMISSION PRIMAIRE.78

FIGURE IV-3 : RAPPORT DIFFUSES-PRIMAIRE RDP (TR_{PRIM}) REPRESENTE A L'AXE EN FONCTION DE LA TRANSMISSION PRIMAIRE. LES VALEURS MESUREES SONT REPRESENTEES EN BLEU AVEC L'EPaisseur DE FANTOME CORRESPONDANT. LE POLYNOME D'INTERPOLATION EST TRACE EN ROUGE81

FIGURE IV-4 : AU-DESSUS : DOSE A L'ISOCENTRE CALCULEE A PARTIR DES IMAGES PORTALES EN FONCTION DE LA TAILLE DU CHAMP DANS UN FANTOME DE 25 CM D'EPaisseur, AVANT ET APRES APPLICATION DU KERNEL DE REDISTRIBUTION (RESULTATS EN ROUGE ET EN BLEU RESPECTIVEMENT). LES VALEURS DE DOSE CALCULEE SOUS ECLIPSE SONT REPRESENTEES EN VERT. EN DESSOUS : ECARTS ENTRE LES DOSES CALCULEES A L'ISOCENTRE AVEC LE TPS ET CELLES MESUREES AVEC LES IMAGES PORTALES APRES REDISTRIBUTION DE LA DOSE AVEC K_{ij}^{DIFF} 83

FIGURE IV-5 : TRANSMISSION PRIMAIRE A L'AXE EN FONCTION DE L'EPaisseur DE FANTOME TRAVERSE (EN ROUGE) ET INTERPOLATION POLYNOMIALE (EN VERT).86

FIGURE IV-6 : REPRESENTATION EN 3D DE LA MATRICE DE CORRECTION DES PIXELS EN DEHORS DE L'AXE, M_{ij} 86

FIGURE IV-7 : EVALUATION DU MODELE SUR CHAMPS CARRES A L'AIDE DE L'ANALYSE GAMMA GLOBALE (3% - 2 MM). EXEMPLE POUR UN CHAMP DE 10 X 10 CM² RECONSTRUIT DANS UN PLAN PARALLELE A L'EPID PASSANT PAR L'ISOCENTRE AU SEIN D'UN FANTOME HOMOGENE EQUIVALENT EAU DE 25 CM D'EPaisseur. LES PROFILS DE DOSE ET LEURS COMPARAISONS RESPECTIVES SONT TRACES EN X ET EN Y. LES POINTS AYANT UN γ -INDEX SUPERIEUR A 1 SONT EN ROUGE.90

FIGURE IV-8 : EVALUATION DE LA METHODE DE RETROPROJECTION PLANAIRE SUR FANTOME HOMOGENE DE 25 CM D'EPaisseur A L'AIDE DE L'INDICE GAMMA (3% - 2 MM) A PARTIR DE CHAMPS RCMI. LES PROFILS DE DOSE ET LEURS COMPARAISONS RESPECTIVES SONT TRACES EN X ET EN Y.....91

FIGURE V-1 : RECONSTRUCTION DE LA DOSE DANS UN PLAN ARBITRAIRE DU FANTOME EQUIVALENT EAU. UN FAISCEAU DE PHOTONS ARRIVANT SUR LE PIXEL ij DE L'EPID TRAVERSE UNE EPaisseur t_{ij} DANS LE VOLUME IRRADIE. LE CALCUL DE DOSE S'EFFECTUE AU PIXEL ij DU PLAN RECONSTRUIT A LA PROFONDEUR D_{ij}^{REC}94

FIGURE V-2 : COMPARAISON ENTRE LE PROFIL DE DOSE EN PROFONDEUR RECONSTRUIT ET CELUI CALCULE PAR ECLIPSE, DANS UN FANTOME HOMOGENE DE 25 CM D'EPaisseur (10x10 cm² 10MV, 100UM, 600UM.MIN⁻¹). DANS LA FIGURE DE GAUCHE, LE PROFIL DE DOSE OBTENU SANS TENIR COMPTE DES EFFETS DE BUILD-UP ET DU DURCISSEMENT DU FAISCEAU EST REPRESENTE EN NOIR. CES PHENOMENES ONT ETE RAJOUTES DANS LE NOUVEAU MODELE A TRAVERS LES PARAMETRES $\Sigma_{FAISCEAU}$ ET Σ_{BU} RESPECTIVEMENT (EN VERT). LES ECARTS DE DOSE ENTRE LES PROFILS RECONSTRUITS ET CALCULES SONT EGALEMENT REPRESENTES POUR LES DEUX MODELES DE RECONSTRUCTION.98

FIGURE V-3 : COMPARAISON ENTRE LES PROFILS DE DOSE RECONSTRUITS POUR DIFFERENTES TAILLES DE CHAMPS A PARTIR DU NOUVEAU MODELE DE CALCUL DANS LE FANTOME DE 25 CM D'ÉPAISSEUR (AU-DESSUS). LES ECARTS DE DOSE CORRESPONDANTS Y SONT EGALEMENT INDIQUES EN DESSOUS.	99
FIGURE V-4 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DE LA RECONSTRUCTION VOLUMIQUE DE DOSE A PARTIR DES IMAGES EPID DE TRANSIT. LES CERCLES EN POINTILLES REPRESENTENT LA ROTATION DE LA TETE DE L'ACCELERATEUR AUTOUR DE L'ISOCENTRE. LES FAISCEAUX SONT REPRESENTES EN ROUGE. DANS LE CAS DES TRAITEMENTS RCMI (A GAUCHE), L'IRRADIATION EST REALISEE POUR UNE ORIENTATION FIXE DU BRAS. DANS CET EXEMPLE, LE PLAN RCMI EST CONSTITUE DE 3 CHAMPS. LORSQUE LES TRAMES SONT ACQUISES, ELLES SONT TOUTES SOMMEES ENSEMBLE POUR FORMER UNE IMAGE PORTALE QUI EST PAR LA SUITE TRANSFORMEE EN DOSE PORTALE ET RETROPROJETEE DANS LE FANTOME. CONCERNANT LES TRAITEMENTS VMAT (A DROITE), LE MODE CINE PERMET D'ACQUERIR LES TRAMES INDIVIDUELLEMENT, ELLES SONT SOMMEES EN FONCTION DU NTC POUR FORMER LES SOUS-IMAGES PORTALES. DANS CET EXEMPLE, LE NTC VAUT 3 POUR UNE MEILLEURE VISUALISATION. EN REALITE, LES IMAGES SONT ACQUISES A DES DEGRES D'ANGULATION INFERIEURE A 1. CHACUNE DES SOUS-IMAGES EST TRANSFORMEE EN DOSE PORTALE EN UTILISANT LA FONCTION DE REPOSE APPROPRIEE (DANS CET EXEMPLE, F_{VMAT} , 3) AVANT D'ETRE RETROPROJETEE DANS LE FANTOME.....	100
FIGURE V-5 : FANTOME CYLINDRIQUE HOMOGENE EQUIVALENT EAU, A GAUCHE ET FANTOME PELVIS A DROITE.	103
FIGURE V-6 : RESULTATS DE LA RECONSTRUCTION DOSIMETRIQUE D'UN CHAMP RAPIDARC DELIVRE SUR LE FANTOME PELVIS. AU-DESSUS SONT REPRESENTEES 3 PLANS DE DOSE ORTHOGONAUX (CORONAL, SAGITTAL ET TRANSVERSAL) INTERSECTANTS L'ISOCENTRE. LES IMAGES SCANNER FOURNIES PAR LE TPS ONT ETE FUSIONNEES A CHAQUE PLAN DE DOSE. L'ANALYSE GAMMA CORRESPONDANTE EST REPRESENTEE EN DESSOUS DE CHAQUE PLAN. LES PIXELS AYANT UN INDICE GAMMA SUPERIEUR A 1 SONT REPRESENTES EN ROUGE.	103
FIGURE VI-1 : RESUME DE LA DOSIMETRIE IN AQUA VIVO.....	106
FIGURE VI-2 : INTERSECTION D'UNE DROITE (OI) AVEC UNE GRILLE DE PIXELS. LES PIXELS TRAVERSES SONT REPRESENTES EN VERT. LES POINTS D'INTERSECTION AVEC LES SEGMENTS CONSTITUANTS LA GRILLE SONT REPRESENTES PAR DES POINTS BLEUS ET ROUGES. FIGURE NON A L'ECHELLE.	109
FIGURE VI-3 : VUE GLOBALE DU RAY TRACING A TRAVERS LE SCANNER DU FANTOME/PATIENT A GAUCHE. A DROITE, UN ZOOM A ETE REALISE POUR UNE MIEUX VISUALISER L'INTERSECTION AVEC LES VOXELS. LA DROITE REPRESENTE UN FAISCEAU DE PHOTONS ARRIVANT AU CENTRE DE L'EPID (RECTANGLE BLEU). FIGURE A L'ECHELLE.....	110
FIGURE VI-4 : DISTANCES REELLES (EN HAUT A GAUCHE) ET DISTANCE EQUIVALENTE-EAU (EN HAUT A DROITE) TRAVERSEES DANS LE PATIENT AINSI QUE LE FACTEUR DE CORRECTION DE LA DOSE PORTALE PRIMAIRE $\frac{\Omega(\tau_{ij})}{\Omega(H_{ij})}$ (EN BAS), POUR CHAQUE FAISCEAU PARTANT DE LA SOURCE ET ARRIVANT SUR LES PIXEL IJ DE L'EPID.....	111
FIGURE VI-5 : FANTOME CIRS-THORAX UTILISE DANS L'APPROCHE IN AQUA VIVO. IL EST CONSTITUE DE 3 MATERIAUX PERMETTANT DE SIMULER LE POUMON (EN ROSE), L'EAU (EN VERT) ET L'OS (EN GRIS).	112
FIGURE VI-6 : RESULTAT DE LA RECONSTRUCTION 3D IN AQUA A PARTIR DES IMAGES EPID ACQUISE POUR UN CHAMP VMAT DELIVRE SUR LE FANTOME CIRS-THORAX. AU-DESSUS SONT PRESENTEES 3 PLANS DE DOSE ORTHOGONAUX (TRANSVERSAL, SAGITTAL ET CORONAL) SUPERPOSES A LA COUPE SCANNER CORRESPONDANTE. L'ANALYSE GAMMA GLOBALE 2D (3%-3 MM) ASSOCIEE A CHAQUE PLAN EST REPRESENTEE EN DESSOUS A LA FOIS POUR LA METHODE DE RECONSTRUCTION INITIALE ET POUR LA METHODE IN AQUA.	114
FIGURE VI-7 : PROFILS DE DOSE ABSORBEE DANS LE FANTOME CIRS-THORAX, OBTENUS A PARTIR DU MODELE INITIAL DE RECONSTRUCTION 3D, DU NOUVEAU MODELE IN AQUA ET DU PLAN DE VERIFICATION CALCULE SUR LE TPS. LES PROFILS ONT ETE EXTRAITS DES 3 DIFFERENTES COUPES PRESENTEES DANS LA FIGURE VI-6, EN SUIVANT LE TRAIT EN POINTILLES ROUGE DU PLAN TRANSVERSAL POUR LES PROFILS DE GAUCHE, DU PLAN SAGITTAL POUR LES PROFILS DU MILIEU ET DU PLAN CORONAL POUR LES PROFILS DE DROITE. L'ANALYSE GAMMA GLOBALE 1D (3%-3 MM) ASSOCIEE A CHAQUE PROFIL DE DOSE EST REPRESENTEE EN DESSOUS. LES VALEURS D'INDICE $\Gamma > 1$ ONT ETE VOLONTAIREMENT REMPLACEES PAR 2.5 POUR UNE MEILLEURE VISUALISATION.	115
FIGURE VI-8 : REPRESENTATION DE 3 DIFFERENTES COUPES DE DOSE ABSORBEE DANS LE PATIENT RECONSTRUITES AVEC LA METHODE DE DOSIMETRIE IN AQUA VIVO. LA COMPARAISON EN 2D DE CES COUPES AVEC CELLES CALCULEES SUR LE TPS EST EGALEMENT REPRESENTEE. TOUS LES POINTS DONT L'INDICE GAMMA EST SUPERIEUR A 1 APPARAISSENT EN ROUGE SUR LA FIGURE.....	117
FIGURE VI-9 : PROFILS DE DOSE EXTRAITS DES DISTRIBUTIONS 2D RECONSTRUITES ET CALCULEES A PARTIR DU TRAIT EN POINTILLES ROUGES SUR LA FIGURE VI-8. L'ANALYSE GAMMA 1D RELATIVE A CHAQUE COMPARAISON DE PROFIL EST EGALEMENT REPRESENTEE.	118
FIGURE VI-10 : PERMUTATION DES INSERTS OS ET POUMON SUR LE FANTOME THORAX.....	119
FIGURE VI-11 : CONSEQUENCE DE L'INTERVERSION DES INSERTS OS ET POUMONS SUR LA RECONSTRUCTION DE LA DOSE ABSORBEE DANS LE FANTOME CIRS-THORAX.	121
FIGURE VI-12 : BOLUS DE 1.5CM D'ÉPAISSEUR PLACE SUR LE FANTOME CIRS-THORAX POUR SIMULER UNE AUGMENTATION DU VOLUME.	122
FIGURE VI-13 : CARTOGRAPHIES GAMMA 2D OBTENUES APRES COMPARAISON DES COUPES TRANSVERSALES DE DOSE RECONSTRUITES ET CALCULEES APRES LE RAJOUT DE BOLUS AU-DESSUS DU FANTOME. LES POINTS DONT L'INDICE GAMMA EST SUPERIEUR A 1 APPARAISSENT EN ROUGE.....	123

Table des figures

FIGURE VI-14 : FANTOME CIRS-POSITIONNE A L'ISOCENTRE. DES DECALAGES DE 5, 10 ET 15 MM ONT ETE OPERES SUCCESSIVEMENT VERS LA GAUCHE ET VERS LE HAUT AVANT L'IRRADIATION AVEC UN CHAMP DE REFERENCE DE 12X12 CM ²	124
FIGURE VI-15 : COMPARAISON EN 2D ENTRE LES IMAGES EPID ACQUISES DERRIERE LE FANTOME POSITIONNE A L'ISOCENTRE ET CELLES ACQUISES APRES L'AVOIR DECALE DE 5, 10 ET 15 MM VERS LE HAUT.	125
FIGURE A1- 1 : PHOTO DU DESSOUS D'UN IMAGEUR EPID MONTRANT LES DIFFERENTS ELEMENTS CONSTITUANTS LE SUPPORT METALLIQUE. LE CONTOUR BLANC REPRESENTE APPROXIMATIVEMENT LA LOCALISATION DE LA PARTIE SENSIBLE DE L'IMAGEUR. PHOTO PRISE DE KING ET GREER, 2013 (116).....	139
FIGURE A1- 2 : ILLUSTRATION 3D DE L'INFLUENCE DES RETODIFFUSES SUR UNE IMAGE EPID POUR UN CHAMP DE 40X30 CM ² OBTENUE EN CALCULANT LA DIFFERENCE ENTRE LA MESURE SANS BRAS ET AVEC BRAS. FIGURE PRISE DE ROWSHANFARZAD <i>ET AL</i> , 2010 (74)..	140
FIGURE A1- 3 : PROFILS DE DOSE EN X ET Y EXTRAITS DES IMAGES EPID AVANT CORRECTION DES RETRODIFFUSES (A GAUCHE) ET APRES CORRECTION (A DROITE).....	142
FIGURE A2- 1 : SENS DE PARCOURS DE LA MATRICE DE PIXELS, M POUR LA COMPRESSION AU FORMAT « .XIM ».....	144
FIGURE A2- 2 : COMPRESSION D'UNE MATRICE DE PIXEL, M AU FORMAT « .XIM ».	144

Liste des tableaux

TABLEAU I-1 : AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES PRINCIPAUX DETECTEURS UTILISES POUR LA DOSIMETRIE DES FAISCEAUX DE PHOTONS ET INFLUENCE NULLE (0), MINEUR (*) OU MAJEURE (**) DE CERTAINS PARAMETRES SPECIFIQUES SUR LA MESURE DE LA DOSE. RESULTATS ISSUS DES TRAVAUX DE MIJNHEER <i>ET AL</i> , 2013 (50).	32
TABLEAU I-2 : ERREURS DETECTABLES AVEC LA DOSIMETRIE IN VIVO DE TRANSIT, ADAPTE DE VAN ELMPT, 2008 (73).	37
TABLEAU II-1 : REPRODUCTIBILITE ET REPETABILITE DE L'EPID AS-1200. LES DONNEES MESUREES A COURT TERME ET A LONG TERME ONT PERMIS DE CALCULER DANS CHAQUE CAS LE COEFFICIENT DE VARIATION AINSI QUE L'ECART MAXIMAL DU SIGNAL AUTOUR DE LA MOYENNE. L'ETUDE A LONG TERME A ETE REALISEE SUR UNE PERIODE DE 6 MOIS.	44
TABLEAU II-2 : INFLUENCE DE LA VARIATION DU DEBIT SUR LA REPONSE DU DETECTEUR.	45
TABLEAU II-3 : EFFET DU NOMBRE D'UM SUR LA REPONSE DE L'EPID, BRAS FIXE A 0 DEGRE.	47
TABLEAU II-4 : INFLUENCE DE LA ROTATION DU BRAS SUR L'ACQUISITION DES TRAMES EN MODE CONTINU.	48
TABLEAU III-1 : COEFFICIENTS DE CORRELATION, COEF _{CORR} OBTENUS EN COMPARANT LES PROFILS DE DOSE CALCULES AVEC LE TPS DANS LE FANTOME DE REFERENCE ET LES PROFILS MESURES AVEC L'EPID AVANT ET APRES APPLICATION DU KERNEL DE CORRECTION DES PENOMBRES, POUR DIFFERENTES TAILLE DE CHAMP.	65
TABLEAU III-2 : RESULTAT DU PRETRAITEMENT DE CHAMPS DE POUMON (RCMI) ET DE PROSTATE (ACTHERAPIE) DELIVRES AVEC UNE ENERGIE DE 10 MeV.	69
TABLEAU IV-1 : COEFFICIENTS ASSOCIES AU POLYNOE DE DEGRE 4 REPRESENTANT LE RDP FONCTION DE LA TRANSMISSION PRIMAIRE. LES VALEURS SONT DONNEES DE GAUCHE A DROITE DANS L'ORDRE DU DEGRE LE PLUS ELEVE AU DEGRE LE PLUS BAS DU POLYNOE.	82
TABLEAU IV-2 : COMPARAISON DES DOSES PONCTUELLES ET DES DOSES 2D DETERMINEES A MI-EPAISSEUR DANS UN FANTOME EQUIVALENT EAU DE 25 CM D'EPAISSEUR, A L'AIDE DU TPS ET DE L'EPID, POUR DES CHAMPS CARRES VARIABLES A 100 UM.	88
TABLEAU IV-3 : COMPARAISON DES DOSES PONCTUELLES ET DES DOSES 2D DETERMINEES A MI-EPAISSEUR DANS DES FANTOMES HOMOGENES DE TAILLES VARIABLES, A L'AIDE DU TPS ET DE L'EPID, POUR UN FAISCEAU DE 10×10 CM ² DELIVRE A 100 UM.	88
TABLEAU IV-4 : COMPARAISON 2D (GAMMA GLOBALE 3%-2 MM) DES PLANS RECONSTRUITS A L'ISOCENTRE AVEC NOTRE MODELE DE RETROPROJECTION ET CEUX CALCULES SUR LE TPS, DANS UN FANTOME HOMOGENE DE 25 CM D'EPAISSEUR.	91
TABLEAU V-1 : RESULTATS OBTENUS APRES RECONSTRUCTION DE LA DOSE ABSORBEE DANS LES FANTOMES CYLINDRIQUE HOMOGENE ET DANS LE FANTOME PELVIS A PARTIR DES IMAGES PORTALES DE TRANSIT. LES DOSES RECONSTRUITES ONT ETE COMPAREES A CELLES CALCULEES A PARTIR DU TPS A L'AIDE DE L'INDICE GAMMA (3%-3 MM). LA DOSE TOTALE A ETE RECONSTRuite POUR LES TRAITEMENTS RCMI EN SOMMANT LES DOSES 3D RELATIVE A CHAMP CONSTITUANTS LE MEME PLAN. LES PLANS VMAT SONT TOUS CONSTITUES DE 2 CHAMPS. CES DERNIERS ONT ETE CHACUN RECONSTRUITS INDIVIDUELLEMENT ET COMPARE A LA DOSE TPS CORRESPONDANTE.	104
TABLEAU VI-1 : RESULTATS DE LA DOSIMETRIE IN VIVO OBTENUS POUR 5 PLANS DE TRAITEMENT DELIVRES SUR LE FANTOME THORAX. LA RECONSTRUCTION A ETE REALISEE AVEC L'ANCIEN MODELE DE CALCUL ET AVEC LE MODELE IN AQUA. DANS LES DEUX CAS, UNE ANALYSE GAMMA 3%-3 MM A ETE REALISEE.	115
TABLEAU VI-2 : RESULTATS ISSUS DE LA COMPARAISON 3D ENTRE LES COUPES RECONSTRUITES IN AQUA A PARTIR DES IMAGES EPID DE TRANSIT ET CELLES CALCULEES SUR LE PLAN DE VERIFICATION DU TRAITEMENT (ECLIPSE) POUR LES PREMIERES SEANCES DE 10 PATIENTS TRAITES POUR DES TUMEURS PELVIENNES.	118
TABLEAU VI-3 : RESULTATS DE L'ANALYSE GAMMA 3D ISSUE DE LA COMPARAISON ENTRE LA DOSE RECONSTRuite IN AQUA APRES DECALAGE DU FANTOME ET CELLE CALCULEE SUR LE TPS DANS SA POSITION DE REFERENCE.	124

Liste des abréviations

1D : 1 Dimension

2D : 2 Dimensions

3D : 3 Dimensions

AAPM : American Association of Physicists in Medicine.

aSi : Silicium Amorphe.

CBCT : Cone-Beam Computed Tomography.

CCD : Charged-Coupled Device.

CQ : Contrôle qualité.

DF : Dark-Field.

DICOM : Digital Imaging and Communications in Medicine.

DIV : Dosimétrie In Vivo.

d_{max} : Profondeur du maximum de dose.

DSA : Distance Source-Axe.

DSD : Distance Source-Détecteur.

DSEpid : Distance Source-EPID.

DSIso : Distance Source-Isocentre.

DSP : Distance Source-Peau.

DTA : Distance to agreement.

EPID : Electronic Portal Imaging Device.

ESTRO : European Society for Radiotherapy and Oncology.

FF : Flood-Field.

FOC : Facteur Ouverture Collimateur.

HDMLC : High Definition Multi Leaf Collimator.

IAEA : International Atomic Energy Agency.

ICD : Inverse Carré des Distances.

IMRT : Intensity Modulated Radiation Therapy.

IUPESM : International Union for Physical and Engineering Sciences in Medicine.

MC : Monte-Carlo.

MOSFET : Metal-Oxyd Semi-Conductor Field Effect Transistor.

NTC : Nombre de trames cumulées.

NG : Niveaux de gris.

NKI : Nederland Kanker Institut.

ORL : Oto-Rhino-Laryngologie.

OSL : Optically Stimulated Luminescence.

PDD : Percentage Depth Dose.

PDIP : Portal Dose Image Prediction.

PMMA : PolyMethylMethAcrylate.

RA : RapidArc.

RCMI : Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité.

RDP : Rapport Diffusés Primaires.

ROI : Region Of Interest.

RPL : RadioPhotoLuminescent.

SFPM : Société Française de Physique Médicale.

Si : Silicium.

TFT : Thin Field Transistor.

DTL : Dosimètres thermoluminescents.

TPS : Treatment Planning System.

UM : Unité Moniteur.

VMAT : Volumetric Modulated Arc Therapy.

Introduction générale

La radiothérapie est un outil indispensable dans la lutte contre le cancer. Plus d'un demi-million de patients qui en souffrent, bénéficient chaque année de ce traitement, soit de façon isolée, soit conjointement avec la chirurgie et/ou avec la chimiothérapie. Elle permet, au moyen d'un équipement spécial de produire et de délivrer de fortes doses de rayonnement ionisant sur les cellules cancéreuses afin de les endommager et de provoquer leur mort tout en épargnant les tissus sains environnants.

La recherche constante d'une balistique optimale des faisceaux d'irradiation a entraîné le développement de nouvelles techniques telles que la radiothérapie à modulation d'intensité (RCMI) et l'arthérapie volumique modulée (en anglais : Volumetric Modulated Arc Therapy, VMAT). Cette dernière est une forme avancée de la RCMI. Elle permet un modelage et une modification permanente de l'intensité du faisceau de rayonnement lorsqu'il se déplace autour du patient. Elle est très précise, raccourcit le temps de traitement et utilise une dose de rayonnement globale plus faible que la RCMI.

Mais en dépit de l'utilisation de ces techniques complexes, un certain nombre de facteurs peuvent affecter la bonne délivrance de la dose et conduire à de sévères dommages, voir à la mort des patients (2-5). C'est pourquoi de nombreuses sociétés savantes comme l'Association Américaine de Physiciens Médicaux (de l'acronyme anglais AAPM : American Association of Physicists in Medicine) et la Société Européenne pour la Radiothérapie et l'Oncologie (en anglais : European Society for Radiotherapy and Oncology, ESTRO) recommandent largement l'utilisation de la dosimétrie in vivo (DIV) comme solution de prévention des risques d'accidents lors de la délivrance de faisceaux de haute énergie. La DIV est même obligatoire dans plusieurs pays comme la France, l'Angleterre et la Suède.

La méthode la plus courante consiste à placer des dosimètres ponctuels tels que les diodes ou les dosimètres thermoluminescents directement sur la peau du patient en des points de mesure spécifiques. Cependant cette pratique n'est pas toujours réalisable en routine clinique généralement pour des raisons de positionnement des détecteurs. Elles sont même très souvent inadaptées aux techniques de traitements modernes tels que la RCMI et l'arthérapie. Dans cette perspective, la dosimétrie de transit à l'aide de l'imageur portal EPID (Electronic Portal Imaging Device) s'avère être une alternative intéressante en raison de sa haute résolution spatiale, sa grande zone de détection, sa stabilité, et surtout par la possibilité de pouvoir acquérir des images numériques pendant toute la durée du traitement.

C'est dans ce contexte que s'inscrivent nos travaux de recherche dont l'objectif est de pouvoir reconstruire la dose absorbée in vivo à partir de images EPID de transit.

Le premier chapitre est consacré à l'état de l'art de la dosimétrie in vivo. Il présente succinctement les différents types de détecteurs utilisés en DIV ainsi que leur avantages et inconvénients. Il présente également les 3 générations d'imageur portal commercialisés à ce jour : l'EPID à caméra CCD, l'EPID à chambre d'ionisation liquide et l'EPID au silicium amorphe (aSi). Pour finir, les différentes techniques de DIV ainsi que les sources d'erreurs potentiellement détectables avec cet outil ont été évoqués dans la dernière section.

Le second chapitre est destiné à l'analyse des propriétés dosimétriques de l'imageur aSi. Il a d'abord été présenté ainsi que le logiciel de lecture associé à l'acquisition des images. Puis la reproductibilité et la répétabilité de ce détecteur ont été analysées. Enfin, un certain nombre de paramètres pouvant influencer la réponse du détecteur ont été étudiés à savoir la variation du débit, la dose délivrée et la taille de champ.

Dans le chapitre 3, un étalonnage du détecteur est effectué afin de transformer les images acquises en dose absorbée dans l'eau. Ce travail est réalisé en comparant le niveau de gris des pixels au calcul de dose effectué sur le système de planification de traitement (TPS) dans un fantôme d'eau.

Le chapitre suivant est consacré à la rétroprojection de la dose portale à mi-épaisseur dans des fantômes cubiques équivalent-eau. Pour ce faire, les images portales sont d'abord traitées afin d'en retirer l'influence des photons diffusés venants du fantôme. Ensuite, un certain nombre de paramètres sont pris en compte tel que la correction de l'atténuation, l'inverse carré des distances et la part des diffusés dans le fantôme. Notre modèle de rétroprojection a été testé à partir de plusieurs champs de RCMi et à partir de champs carrés de taille variable.

Le chapitre 5 permet d'étendre l'algorithme de rétroprojection précédent à une distribution de dose absorbée en 3D. Pour se faire, une reconstruction de dose 2D est réalisée dans tous les plans du fantôme parallèles à l'EPID en prenant en compte l'effet de durcissement du faisceau avec la profondeur et l'effet de build-up. Le nouveau modèle sera testé sur un fantôme cylindrique et sur un fantôme pelvis à partir de champs de RCMi et de VMAT issus de plan de traitement du cancer de la prostate.

Enfin le chapitre 6 permet de compléter le modèle de rétroprojection 3D avec la prise en compte des hétérogénéités par le biais des distances radiologiques traversées dans le fantôme/patient. Cette approche a été testée sur un fantôme thorax et in vivo, sur des tumeurs de la prostate.

Chapitre I

Dosimétrie in vivo des faisceaux de photons de haute énergie

Introduction

La dosimétrie in vivo (DIV) a pour but de s'assurer de la bonne concordance entre la distribution de dose calculée (TPS) et celle délivrée au patient le jour du traitement.

Elle s'inscrit donc dans un processus global d'assurance qualité et a pour objectifs principaux :

- La détection et la correction des erreurs systématiques et/ou aléatoires pouvant intervenir lors de la préparation et la réalisation d'une radiothérapie.
- L'évaluation de la qualité globale d'une technique particulière de traitement ou d'un service.

De nombreuses organisations internationales comme l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (IAEA), et l'Association Américaine des Physiciens Médicaux (AAPM), recommandent l'utilisation de la dosimétrie in vivo pour prévenir tout risque d'accident en radiothérapie externe (6). Elle est même obligatoire en France selon le 15^{ème} critère d'agrément de l'INCa pour la pratique de la radiothérapie externe depuis un décret de 2008 (7). Ce critère s'énonce ainsi : « Une dosimétrie in vivo est effectuée pour chaque faisceau techniquement mesurable, lors de la première ou de la deuxième séance d'irradiation, ainsi qu'à chacune des modifications du traitement ». Le terme in vivo (en latin : « au sein du vivant ») signifie que la dose absorbée dans le patient est mesurée pendant le traitement, par opposition aux mesures de dose ex vivo, plus communément appelées mesures prétraitement, réalisées sur un fantôme représentant le patient.

Dans ce chapitre, une analyse des différents points de mesures de la DIV sera d'abord réalisée, puis les différents types de dosimètres in vivo existants à ce jour seront étudiés avec pour chacun d'eux les avantages et inconvénients qu'ils comportent. Enfin la dernière partie sera réservée à l'état de l'art de la DIV à partir des images EPIDs de transit.

I.1 Les différents points de mesures en DIV

La Figure I-1 représente les différents points de mesure possible en dosimétrie in vivo pour un faisceau de photons. Certains détecteurs sont positionnés directement sur le patient en entrée ou en sortie du faisceau. La dose obtenue à partir du signal enregistré pendant le traitement est alors comparée à la valeur théorique attendue calculée sur le TPS. Ce calcul se fait à une certaine profondeur à laquelle la précision de la dose prédite par le TPS est satisfaisante. Les principales possibilités de mesures dans la pratique sont :

- les doses en entrée ($D_{entrée}$) et en sortie (D_{sortie}) situées à des distances équivalentes à la profondeur du maximum de dose, d_{max} , par rapport à l'entrée ou à la sortie du patient.
- la dose absorbée dans le volume cible (D_{cible}) à une profondeur de mesure donnée, noté d lorsque le détecteur peut être placé dans des cavités naturelles du patient comme l'œsophage, le rectum, etc.
- la mesure de la dose directement à la peau (D_{peau}) est également réalisable mais requiert une méthodologie assez rigoureuse (8,9).
- le dernier point de mesure se situe à hauteur de l'imageur au silicium amorphe. Il permet d'analyser en 2D les caractéristiques du faisceau en sortie du patient à partir des images de transit. Ce point n'apparaît pas sur la figure.

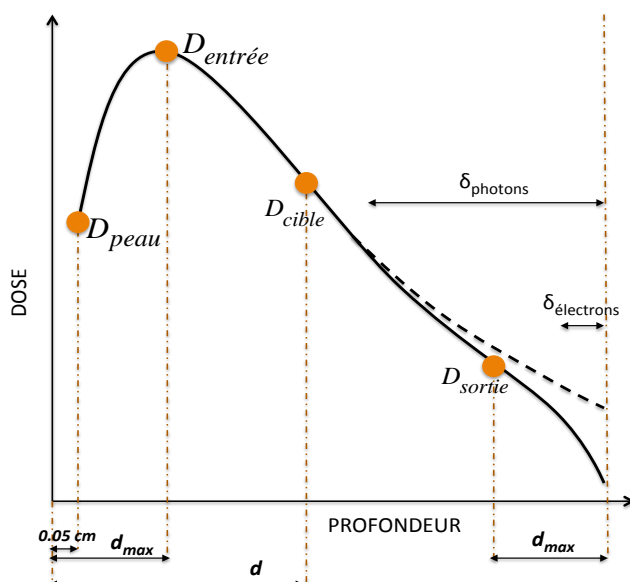


Figure I-1: Représentation schématique des différents points de mesure de dose in vivo sur un profil de dose en profondeur d'un faisceau de photon de haute énergie (trait continu noir). Les pointillés indiquent le cas où la part de rétrodiffusion venant des photons et des électrons est prise en compte. Leur zone d'influence dans le milieu irradié est indiquée par $\delta_{photons}$ et $\delta_{électrons}$ respectivement. Schéma adapté de Van Dam et Marinello, 2006 (22).

I.1.1 Dose en entrée, D_{entree}

Cette mesure permet de contrôler la constance des caractéristiques du faisceau émis par la machine de traitement, tels que le nombre d'unité moniteur (UM) et la distance source-peau (DSP). Elle permet également de contrôler la présence des accessoires interposés dans le faisceau (caches, coin) et le calcul du temps d'irradiation. La dose à l'entrée mesurée peut alors être directement comparée à la dose d'entrée calculée sur le logiciel de planification du traitement (TPS). En cas d'écart, le niveau d'intervention est défini dans le programme d'assurance qualité du service de radiothérapie (seuil d'intervention généralement de $\pm 5\%$ ou $\pm 10\%$).

La plupart des détecteurs utilisés pour la mesure de D_{entree} ont une épaisseur sensible de 1mm , voir moins. De ce fait, le gradient de dose consécutif à la mise en place de l'équilibre électronique (« Build-up ») à l'entrée du détecteur peut altérer la précision de la mesure. En plus, ils sont sujets à la contamination des électrons provenant de la tête de l'accélérateur dont le nombre varie en fonction de l'ouverture du collimateur et de la distance source détecteur (DSD). Afin de réduire l'effet de ces phénomènes sur la mesure de la dose en entrée, un capuchon de dimension et de densité adaptées recouvre le détecteur. Son épaisseur est choisie en fonction de la portée des électrons de contamination, ce qui permet de s'affranchir de toutes interférences dues au rayonnement extérieur sur le signal délivré par le détecteur.

Cependant ce matériel peut aussi introduire un gradient de dose élevé pouvant aller jusqu'à -15% de la dose prescrite dans le volume cible (PTV) (10).

Pour réduire les modifications de la dose déposée en aval, il est possible de :

- faire varier la position du dosimètre entre chaque faisceau,
- réduire l'épaisseur du capuchon (dans ce cas, des facteurs correctifs sont requis en raison de l'augmentation de la part des électrons de contamination),
- remplacer la dose en entrée par la dose en sortie.

I.1.2 Dose en sortie, D_{sortie}

Cette mesure permet de prendre en compte l'anatomie du patient, c'est à dire l'épaisseur et les hétérogénéités traversées.

En sortie du patient, une zone dite de « build-down » relative au manque de rétrodiffusion de par la faible densité de l'air est créée.

Alors que le manque d'électrons rétrodiffusés est responsable d'une perte d'équilibre électronique seulement sur quelques millimètres à proximité de la surface de sortie

(11), le manque de photons rétrodiffusés influence une zone encore plus grande, qui peut croître en fonction de la taille de champ (12).

Au vu de ce double phénomène, la position à laquelle la dose en sortie devrait être définie est moins évidente que celle de $D_{entrée}$. Très souvent la mesure de D_{sortie} est effectuée à une distance correspondant à d_{max} par rapport à la sortie du patient (voir Figure I-1). Pour des raisons pratiques, le même capuchon d'équilibre électronique que la mesure en entrée est utilisé, admettant ainsi que la dose n'est déterminée qu'en conditions partielles de rétrodiffusion des photons étant donné que leur zone d'influence est généralement supérieure à d_{max} .

I.1.3 Dose dans le volume cible, D_{cible}

La dose au point d'intérêt peut s'obtenir en plaçant directement un détecteur à son contact (13,14). Lorsque cela n'est pas réalisable, Il est possible de combiner la dose mesurée en entrée et en sortie du patient pour estimer la dose absorbée dans le volume cible. Une méthode publiée par Rizotti *et al.* (15) puis par Leunens *et al.* (16) est fondée sur la compression ou l'expansion symétrique de l'épaisseur réelle traversée dans le patient en une épaisseur « équivalente eau ». Cependant il faudrait, comme prérequis à cette méthode, que les hétérogénéités liées aux différents tissus traversés soient symétriques et équitablement distribués de part et d'autre de l'axe de symétrie pour une détermination précise de la dose absorbée au point d'intérêt. La plupart des régions anatomiques sont appropriées pour l'utilisation d'une telle méthode dans la direction gauche-droite, à cause de la disposition symétrique des différents types de tissus irradiés. Cependant, excepté pour des doses délivrées dans le cerveau ou au niveau des os du crâne, cette approche n'est pas applicable pour une irradiation dans la direction antéro-postérieure.

I.1.4 Dose à la peau, D_{peau}

Pour mesurer la dose à la peau, définie à 0.05 cm sous la surface d'entrée (17), de très fins détecteurs sont utilisés comme les films radiochromiques. Ils doivent alors être recouverts d'un matériel de 0.05 cm faisant office de build-up. En revanche, s'il s'agit de détecteurs plus épais comme les détecteurs thermoluminescents, ils sont simplement fixés sur la peau sans rajout d'un matériel supplémentaire. Mais dans ce cas, il est nécessaire d'appliquer des facteurs correctifs au signal puisque le point effectif de mesure ne se trouve plus à 0.05 cm sous la surface d'entrée (18,19).

I.1.5 Dose de transit

Une approche relativement récente consiste à utiliser les images EPID pour mesurer

la distribution de dose absorbée dans le patient pendant le traitement, d'où le terme plus approprié de dosimétrie portal de transit (15).

Globalement, deux modèles se retrouvent le plus souvent dans la littérature. Le premier consiste à prédire l'image EPID qui sera acquise au cours du traitement, il s'agit de l'approche directe. Le second consiste à reconstruire la dose dans le patient à partir des images EPID de transit, elle est connue sous le nom de rétroprojection (21). Nous reviendrons plus en détail sur ces deux approches dans la troisième partie de ce chapitre.

I.2 Les différents dosimètres utilisés en DIV

Les dosimètres in vivo se divisent en 2 catégories : les détecteurs passifs qui nécessitent un certain temps d'analyse pouvant varier de quelques minutes à quelques heures après l'irradiation et les détecteurs permettant de faire de la dosimétrie en temps réel. Ces deux types de détecteur nécessitent d'être étalonnés, généralement en comparant leur réponse à celle obtenue avec une chambre d'ionisation pour un champ de référence. Pour la plupart d'entre eux, il est nécessaire de corriger la réponse avec certains facteurs pour prendre en compte par exemple la dépendance de la dose vis à vis de la taille de champ, de la distance source-détecteur (DSD), de la température, et/ou de la pression. En plus, tous les dosimètres in vivo nécessitent la présence d'un matériel de build-up dont l'épaisseur et le matériau doivent être présents lors de l'étape d'étalonnage.

Le Tableau I-1 résume les caractéristiques dosimétriques des principaux détecteurs utilisés en DIV. Un score est attribué à chacun d'eux en fonction de leur sensibilité par rapports aux paramètres spécifiques pouvant avoir une influence sur la mesure de la dose. Pour chacun d'eux, les avantages et les inconvénients fondés sur l'expérience clinique et les données publiées dans la littérature y sont également reportés. La Figure I-2 permet d'avoir un aperçu de la taille des différents dosimètres utilisés pour une mesure de la dose en un point.

I.2.1 Détecteurs utilisés pour la DIV passive

I.2.1.1 Les DTLs (Dosimètres thermoluminescents)

Ils furent inventés en 1954 et sont parmi les tous premiers types de détecteurs à avoir été utilisés en radiothérapie externe. En DIV, le matériel le plus communément utilisé est le cristal DTL-100 (LiF:MgTi). Lors de l'interaction avec un rayonnement ionisant, une partie de l'énergie incidente provoque le passage des électrons de la bande de valence du cristal vers des niveaux d'énergie intermédiaires où ils seront piégés. Sous

l'effet de chaleur, les électrons sont libérés et reviennent dans leur couche de valence en émettant des photons lumineux qui sont à leur tour captés et convertis en signal électrique par un photomultiplicateur. La quantité de lumière émise est liée, via l'étalonnage, à la quantité de rayonnement incident.

La réponse du DTL-100 est linéaire aux radiations couramment utilisées en radiothérapie externe. En effet, pour une énergie de photons allant de 1.33 MeV, (Co 60) à 25 MeV, le facteur de dépendance à la qualité du faisceau varie seulement de 2% (23).

Plusieurs caractéristiques favorables font des DTLs un atout attractif pour la DIV. Ils peuvent être réutilisés plusieurs fois après avoir été chauffés à des températures supérieures à la température de lecture pour enlever toute trace de signal résiduel. Ils sont relativement de petite taille et peuvent être placés dans des cavités à l'intérieur du patient. En plus, ils nécessitent peu de facteurs correctifs pour convertir le signal mesuré en dose. Les inconvénients majeurs sont le temps de mise en œuvre et le coût élevé par rapport aux diodes et MOSFETs dont les caractéristiques seront également évoquées dans ce chapitre.

1.2.1.2 Les détecteurs OSL (optically stimulated luminescent)

Bien que les dosimètres OSL ont été utilisés pendant plusieurs années dans un but de radioprotection, leur introduction pour des applications en DIV est assez récente (24). Constitués d'oxyde d'aluminium, leur principe physique est analogue à celui des détecteurs à thermoluminescence, mais ils nécessitent une stimulation optique au lieu de la chaleur pour être lus. Par ailleurs, le signal peut être relu plusieurs fois contrairement au DTL où les pièges sont entièrement vidés. Une différence significative avec ces derniers réside dans le fait que les électrons piégés ne peuvent pas être complètement éliminés, entraînant une augmentation du signal de fond et une modification de leur sensibilité pour des doses supérieures à 10-20 Gy.

L'avantage commun des OSLs et TLDs est que leur réponse est indépendante de l'énergie des faisceaux de photons quand ceux-ci ont une énergie de l'ordre du MeV. Cependant, pour des irradiations de plus basse énergie (keV), les OSLs montrent une augmentation significative de la réponse pouvant aller jusqu'à 70%. Un autre avantage des OSLs est qu'ils ne présentent qu'une faible dépendance angulaire.

1.2.1.3 Les détecteurs RPL (radiophotoluminescents)

Les dosimètres RPL, constitués de verre de phosphate dopé à l'argent, sont utilisés dans les services de radiothérapie à titre individuel en radioprotection depuis les années 1950 et 1960s et plus récemment comme dosimètre in vivo des faisceaux de haute énergie (25,26). Lorsqu'ils sont exposés aux radiations, des électrons vont être arrachés

à la structure du détecteur pour être piégés par les ions d'argent contenus dans la structure de verre créant ainsi des centres de luminescence. L'excitation de ces centres avec un faisceau laser ultraviolet va générer une photoluminescence orange proportionnelle à la dose reçue en entrée et sera lue par la suite à l'aide d'un système de photodétection approprié.

La source d'UV n'élimine pas les centres radiophotoluminescents créés dans le détecteur, ce qui permet de lire le signal enregistré indéfiniment. Ils ne disparaîtront que lorsque le détecteur sera chauffé à haute température (400°C) pendant environ 1h. L'utilisation des détecteurs RPL en radiothérapie externe peut permettre de mesurer la dose en entrée et en sortie du patient lors d'irradiations corps entier (25). Mais ils restent le plus souvent utilisés comme dosimètres dans le cadre de la radioprotection du personnel.

1.2.1.4 Les films radiochromiques

Les films radiochromiques offrent la possibilité d'être découpés en différentes tailles et fournissent des informations de dose en deux dimensions. En plus, leur réponse est relativement constante en fonction de l'énergie incidente des photons (du keV au MeV). Ce qui explique leurs principaux avantages par rapport aux autres détecteurs passifs.

Ils sont constitués d'un colorant spécial polymérisé qui développe une couleur lors de l'exposition à un rayonnement. Le polymère absorbe la lumière et sa transmission à travers le film peut être mesurée avec un densitomètre approprié qui ne nécessite ni développeur ni fixateur. Généralement, des scanners photo couleur à plat sont utilisés, de préférence avec une profondeur d'image de 48 bits.

Les films radiochromiques présentent toutefois des effets de polarisation dépendant de leur orientation, nécessitant un protocole rigoureux de mise en place compatible avec l'étalonnage lors de la lecture du signal. Par ailleurs, de nombreuses précautions sont nécessaires pour leur utilisation, notamment lors du découpage et de la position sur la vitre du scanner.

Une analyse complète de leurs caractéristiques dosimétriques est présentée dans les rapports 55 et 69 du Groupe de travail de l'AAPM, (26,27). Par ailleurs, leur utilisation a fait l'objet de nombreuses études, pour des mesures de dose à la peau (29), des mesures d'irradiation totale à la peau avec des électrons, (30,31) et pour des mesures d'irradiation corps entier (32).

I.2.2 Détecteurs utilisés pour la DIV en temps réel

I.2.2.1 Les diodes

La diode est constituée de silicium (Si), de type n ou p. Elle n'est donc pas équivalent-tissu (numéro atomique, $Z = 14$) et elle présente une forte dépendance en énergie. Elle doit par ailleurs être régulièrement étalonnée pour tenir compte de sa perte de sensibilité liée à l'accumulation de dose. En plus, la lecture du signal doit être corrigée de nombreux facteurs pouvant influencer la mesure comme la température, le débit de dose, l'angulation et la distance source-détecteur. Les caractéristiques dosimétriques des diodes et l'expérience acquise dans plusieurs centres suite à leur utilisation clinique se retrouvent dans différentes publications (33–35).

Elles sont très fréquemment sollicitées en DIV car elles sont faciles à mettre en place et présentent de nombreux avantages par rapport aux autres types de détecteurs. On peut citer par exemple : leur grande sensibilité, leur petite taille, une bonne stabilité mécanique et la lecture immédiate de la dose mesurée.

I.2.2.2 Les MOSETs (metal-oxide semi-conductor field effect transistor)

Il s'agit de transistors à effet de champ composés de silicium qui peuvent être utilisés avec ou sans matériel de build-up en fonction de leur utilisation. Tout comme la diode, ce détecteur a une très bonne résolution spatiale et participe très peu à l'atténuation du faisceau de part sa petite taille, ce qui est particulièrement intéressant pour la DIV. Les MOSFETs présentent, comme la diode, une forte dépendance angulaire en présence d'un capuchon de build-up. Cette dépendance devrait être étudiée avant son utilisation en dosimétrie in vivo. Leur précision est généralement en dessous de celle que peuvent offrir les autres types de détecteurs utilisés pour la DIV. Par ailleurs, ils sont très coûteux et ont une durée de vie relativement limitée. Leur introduction en DIV est plus récente que les DTLs et les diodes, mais ils ont été utilisés dans une grande variété de traitements en radiothérapie externe (36). Ils présentent l'avantage de pouvoir être parfois de très petite taille : appelés micro-MOSFETs.

I.2.2.3 Les dosimètres à fibres optiques

Ils présentent des caractéristiques dosimétriques favorables pour la DIV comme la non dépendance énergétique, la linéarité de la dose et la résistance face aux dommages causés par les radiations. En plus, ils offrent l'avantage d'être quasiment équivalents eau sur une large gamme d'énergie (de 200 keV à 3 MeV), (37). En effet, une fois étalonnés, ces détecteurs ne requièrent pas de coefficients de conversion supplémentaires pour

obtenir une dose absorbée dans l'eau à partir du signal. Ils sont constitués de fibres optiques en Polyméthylméthacrylate (PMMA) ou en polystyrène (PS) qui émettent une lumière proportionnelle au rayonnement incident. Cette lumière est ensuite transmise à un photomultiplicateur à l'aide d'un guide d'onde.

Les fibres présentent un rendement lumineux plus faible que les autres scintillateurs plus connus (NaI, etc.) Leur utilisation en radiothérapie externe est rendue délicate en raison de la combinaison de deux phénomènes : la fluorescence et le rayonnement Cerenkov. De ce fait, un signal proportionnel à la longueur de fibre irradiée contribuera de manière non négligeable à la valeur finale. Il est possible de soustraire la composante de l'effet Cerenkov par une discrimination spectrale (38–40).

Leur petite taille permet de les utiliser pour des mesures intra cavitaire et/ou en zones de forts gradients : RCMI, stéréotaxie, en bordure d'hétérogénéités, en amont de l'équilibre électronique et même en curiethérapie à proximité des sources. De plus, afin de réduire les incertitudes, plusieurs dosimètres peuvent être placés à proximité. Il sera également possible de réaliser des matrices de détecteur de petites tailles avec une faible dimension et une équivalence aux tissus mous en relevant le défi de l'acquisition de toutes les fibres optiques simultanément (41).

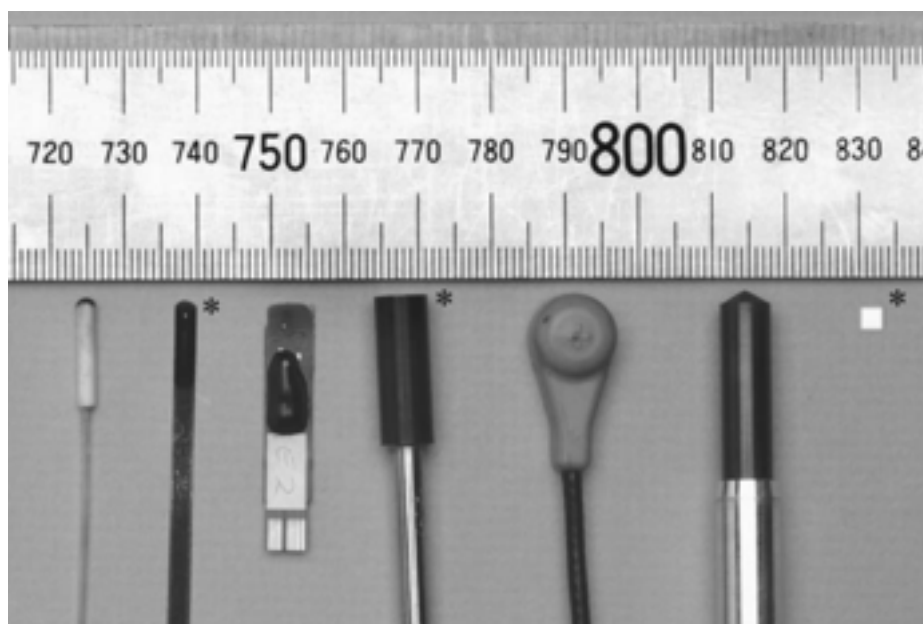


Figure 1-2 : Principaux types de dosimètres ponctuels utilisés en DIV, extrait de Lambert et al. (42). De gauche à droite : détecteur optique et sa fibre au silicium, MOFSET (modèle RD502), MOFSET (modèle One Dose, PTW-Freiburg), détecteur diamant (type 60003 PTW-Freiburg), diode à semi-conducteur, chambre d'ionisation, détecteur DTL au fluorure de lithium de dimensions $3 \times 3 \times 0.9 \text{ mm}^3$.

1.2.2.4 L'EPID (Electronic portal imaging Device)

Comme son nom l'indique, L'EPID est un outil offrant la possibilité d'acquérir des images numériques pendant une irradiation à partir d'une matrice active de pixels permettant le stockage du signal et d'un circuit électronique sous-jacent pour la conversion en niveau de gris (NG). Il fût commercialisé pour la première fois à la fin des années 80 dans le but de faciliter le positionnement du patient sur la table de traitement.

Historiquement l'imagerie portale était réalisée par l'utilisation de cassettes contenant un film radiographique, (voir Figure I-3). Il est composé d'une émulsion contenant des cristaux d'halogénure d'argent qui, une fois soumis aux photons, se dissocient en ions par effet photolytique créant ainsi une image latente. Le film est inséré entre une plaque de métal (très souvent en cuivre, de 1 mm d'épaisseur) à l'avant et une plaque de métal à l'arrière. La plaque de cuivre a pour rôle de bloquer les photons diffusés incidents et agit comme une couche de build-up, générant ainsi des électrons de haute énergie qui iront imprégner le film sous-jacent.



Figure I-3 : Cassette de dimensions 35 cm × 43 cm × 1.4 cm utilisée en dosimétrie des faisceaux de photons. Image issue des travaux d'Antonuk et al, (43).

Même si les cassettes utilisant un film radiographique représentent un outil facilement manipulable, et qu'elles fournissent une information utile, elles comportent également de nombreux inconvénients. En effet, le film doit être retiré de la cassette pour être développé, il peut donc s'écouler plusieurs minutes entre l'exposition aux rayons X et la lecture du signal. En plus, les films servent à la fois de matériel de détection et de visualisation des images. Cette double fonction oblige au manipulateur en radiologie d'effectuer un travail en plus sur la machine de visualisation, pouvant prendre plusieurs minutes. Tous ces inconvénients ont favorisé l'apparition de nombreux outils d'imagerie portale électronique mais seulement 3 d'entre eux ont été commercialisés en raison de leur facilité d'utilisation en routine clinique :

- l'EPID avec caméra CCD, (Charge Coupled Device),
- l'EPID à chambre d'ionisation,
- l'EPID au silicium amorphe (aSi) à détection indirecte.

i. EPID avec caméra CCD

Commercialisé à la fin des années 80, ce type d'EPID utilise une technologie ayant jusqu'alors été largement employée dans le domaine de l'astronomie : la caméra CCD. Comme le montre la Figure I-4, le détecteur de RX est constitué d'une plaque de métal, généralement du cuivre (~1 à 1.5 mm), et d'un écran de phosphore à oxysulfure de gadolinium ($Gd_2O_2S : Tb$). La plaque de métal a pour rôle de convertir les rayons X incidents en électrons de haute énergie qui s'échapperont vers l'écran de phosphore situé en dessous, elle permet aussi d'atténuer fortement les faibles énergies produites par diffusions qui pourraient réduire le contraste des images. La plaque de phosphore a pour rôle de convertir les RX primaires (n'ayant pas interagi avec la plaque de cuivre) en électrons de haute énergie, qui seront par la suite transformés, avec les électrons créés dans la plaque de cuivre, en lumière visible. La lumière en sortie est déviée par un miroir incliné à 45 degrés et dirigée vers une caméra numérique pour être convertie en image visualisable.

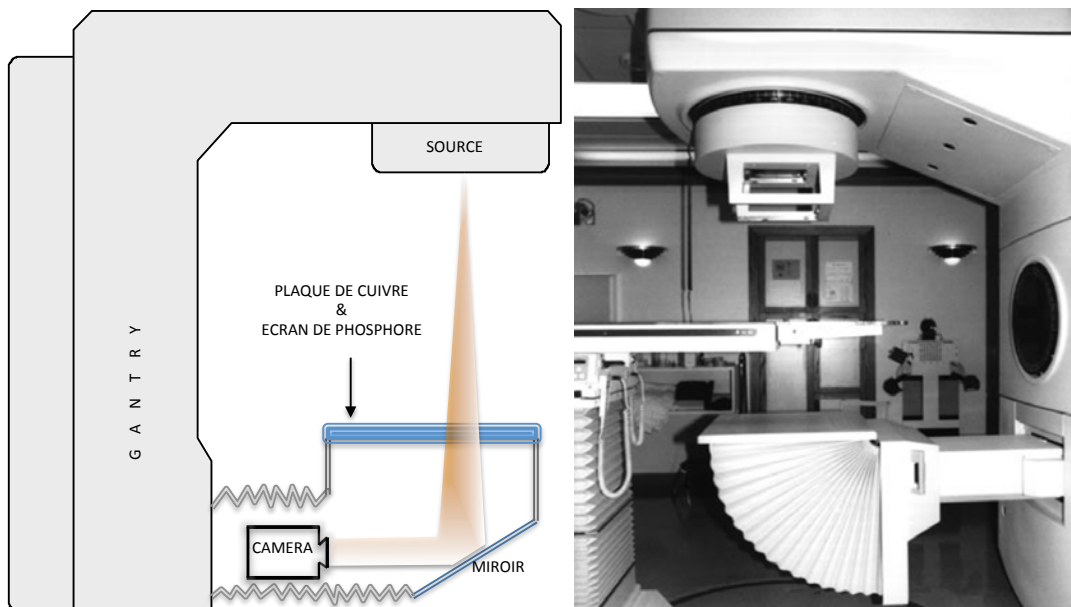


Figure I-4 : Représentation schématique d'un modèle d'EPID couplé à une caméra CCD à gauche. A droite la photo représente le système de détection embarqué sur la machine de traitement (système « Beamview » de Siemens), prise de Munro (1995), (44).

ii. EPID à chambre d'ionisation

L'EPID à chambre d'ionisation est une technologie qui a été conçue et développée au Nederlands Kanker Instituut (NKI) et fut commercialisée à partir de l'année 1990 (45,46). Cette technologie comprend l'utilisation d'une matrice liquide à chambre d'ionisation formée de 2 plans d'électrodes. Entre ces plans se trouve un espace rempli de 2,2,4-triméthylpentane, qui agit comme milieu d'ionisation. Les électrodes sur les deux plans sont orientées perpendiculairement les unes aux autres formant une matrice à chambre d'ionisation de 256x256 cellules.

Une plaque de plastoferrite de 1 mm d'épaisseur est positionnée juste au-dessus de la matrice. Son rôle, tout comme la plaque de cuivre des EPIDs avec caméra CCD est de convertir les RX primaires en électrons de haute énergie dont certains iront vers le milieu d'ionisation. Elle sert également à bloquer les photons diffusés de faible énergie. Le milieu d'ionisation sert à convertir les RX primaires en électron de haute énergie et transforme une fraction de l'énergie venant des électrons en signal électrique. L'ensemble du dispositif est regroupé de manière compacte comme le montre la Figure I-5 ci-dessous.

Ce type d'EPID permet de produire des images nettes et ne présentant pas de distorsions géométriques. Mais son principal inconvénient est lié à sa faible efficacité quantique de détection (de l'ordre de 0,5%) nécessitant par conséquent, un nombre d'unité moniteur (UM) important pour former une image (43).

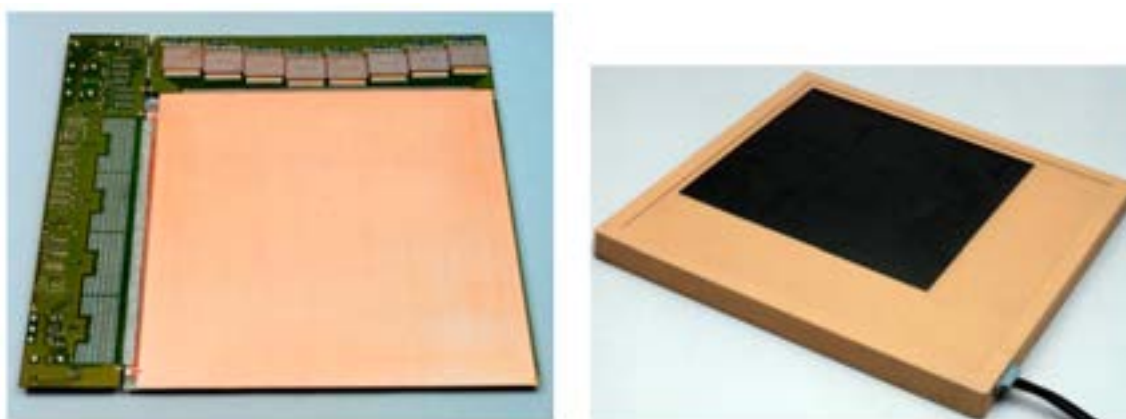


Figure I-5 : Matrice à chambre d'ionisation liquide. Vue de ses différents composants (à gauche) et modèle de cassette (à droite). Photos prises de Antonuk (2002), (43).

iii. EPID au silicium amorphe (a-Si) à détection indirecte

L'EPID au Silicium Amorphe à détection indirecte (voir Figure I-6) fut commercialisé pour la première fois en 2000 à l'issue de nombreuses recherches et collaborations

scientifiques entamées 3 ans plus tôt à l'université du Michigan (Palo Alto, Californie), (47,48). Ce dispositif comporte :

- une plaque de cuivre de 1mm d'épaisseur,
- un écran de phosphore à oxysulfure de gadolinium, $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Tb}$ (Kodak, Rochester, NY),
- un tableau de pixels constitué de photodiodes reposant sur un substrat de verre,
- des mousses rigides d'imide polyméthacrylique de 9mm d'épaisseur qui assurent la protection du dispositif de détection (Rohacell®),
- un plastique anticollision de 1.6mm d'épaisseur avec une distance d'environ 1.5cm entre le plastique et la surface du détecteur.

L'acquisition du signal se fait de manière indirecte (voir Figure I-7). Les photons incidents rencontrent d'abord la plaque de cuivre, ce qui va produire majoritairement des électrons par effet Compton et des photons diffusés. Les électrons créés et les photons primaires vont interagir en dessous avec un scintillateur : l'écran de phosphore pour être convertis en lumière visible par luminescence. La lumière qui s'en échappe arrive directement sur le tableau de pixels. Ce dernier est constitué d'un substrat de verre d'environ 1mm d'épaisseur sur lequel résident des photodiodes, chacune composée d'un commutateur (« thin-film transistor », TFT) fabriqué à partir de silicium amorphe (a-Si) relié à un élément capacitif. Chaque fois qu'un photon optique arrive au niveau de la photodiode, une paire électron-trou est créée. Pendant une acquisition d'image, le commutateur de la photodiode reste non conducteur, de manière que la charge générée indirectement par l'interaction des RX avec le matériel de conversion est stockée dans l'élément capacitif.

La lecture du signal se fera au moment où le TFT sera rendu conducteur. Le signal électrique est alors lu et codé sous forme d'image numérique. L'acquisition n'est donc pas continue mais guidée par une horloge de lecture à partir d'un logiciel couplé à l'acquisition des images, nous y reviendrons plus en détail dans le chapitre 2.

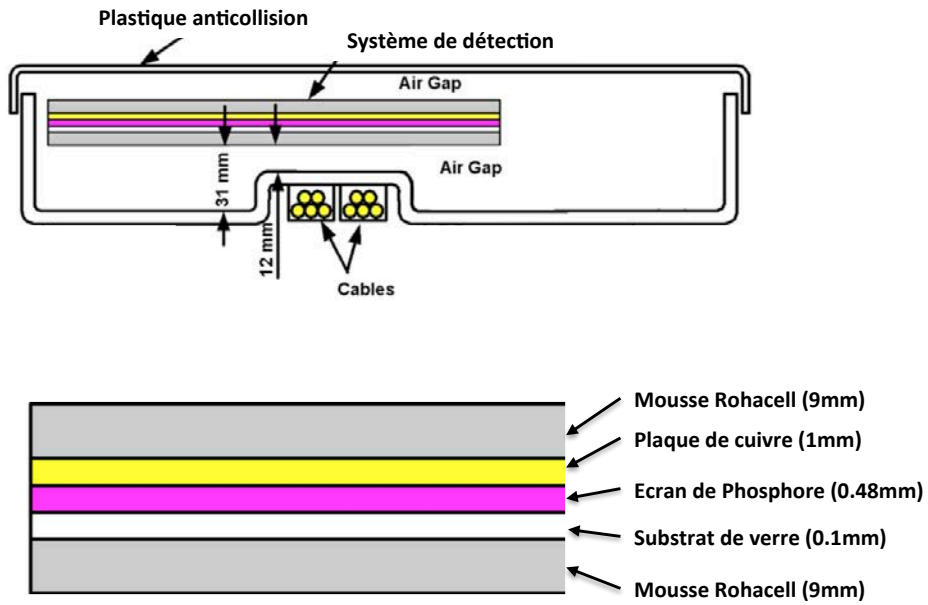


Figure I-6 : Au-dessus, coupe sagittale d'un imageur au silicium amorphe à détection indirecte. En dessous, description schématique de l'unité de détection et des différents éléments intervenant dans la formation de l'image. D'après Siebers et al, 2004 (49) .

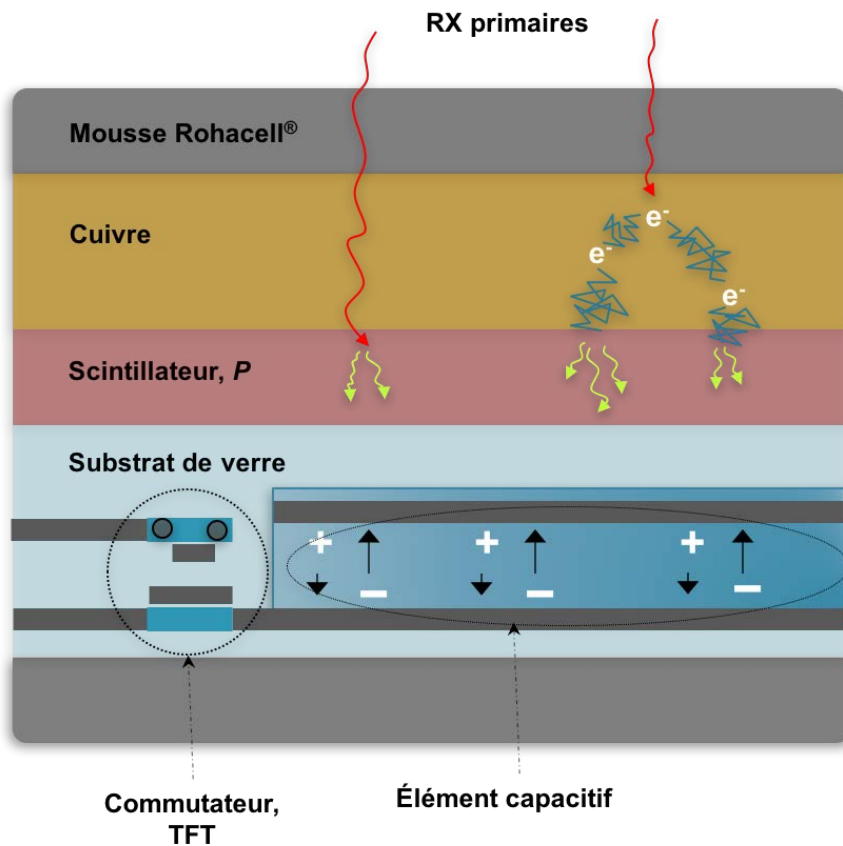


Figure I-7 : Représentation schématique (non à l'échelle) de la détection indirecte des faisceaux de photons.

Paramètres	Diode	MOFSET	TLD	OSLD	Film radiochromique	EPID
Dose	0	*	0	0	*	0
Débit de dose	*	*	0	0	0	0
Energie	*	*	*	**	*	*
DSD	*	*	0	0	0	0
Taille de champ	*	*	0	0	0	*
Linéarité	0	0	*	*	*	0
Reproductibilité (écart type, %)	0(<1%)	*(<2%)	*(<2%)	*(<2%)	*(<%)	0(<1%)
Orientation	*	*	0	0	*	0
Température	*	*	0	0	*	0
Retard de lecture	0	0	**	*	**	0
Lien avec le patient	*	*	*	*	*	0
Facteurs de correction	**	**	*	*	*	**
Incertitude de la dose mesurée (écart type, %)	1.5%-3%	2%-5%	2%-3%	2%-3%	3%	1.5%-3%
Avantages	Bonne reproductibilité, lecture immédiate	Lecture immédiate	Pas de câbles, peu de corrections, réutilisable après chauffage	Pas de câbles, 10 min de lecture post-irradiation, réutilisable après excitation optique	Distribution de dose en 2D, haute résolution, possibilité de relire la mesure, peut être découpé, insensible à la lumière	Possibilité de reconstruction de la dose absorbée en 2D et en 3D, résolution importante, lecture du signal immédiat, acquisition d'images en continu
Inconvénients	Calibration fastidieuse, plusieurs corrections à appliquer, présence de câbles	Durée de vie limitée, coût élevé	Mise en place laborieuse, Nécessite un équipement spécial	Durée de vie courte, dépendance à la dose cumulée, nécessite un équipement spécifique pour OS LD	Coûteux, nécessite un scanner à plat pour la lecture du signal, protocole de lecture rigoureux	Coûteux, peu de produits commerciaux permettant la conversion du signal en dose

Tableau I-1 : Avantages et inconvénients des principaux détecteurs utilisés pour la dosimétrie des faisceaux de photons et influence nulle (0), mineur (*) ou majeure (**) de certains paramètres spécifiques sur la mesure de la dose. Résultats issus des travaux de Mijneer et al, 2013 (50).

I.3 Dosimétrie de transit

La dosimétrie de transit est fondée sur la transmission des photons à travers le volume irradié. Elle a pour but de vérifier que la délivrance de la dose au patient concorde avec le calcul dosimétrique initialement réalisé sur le TPS. Globalement, deux approches sont souvent mentionnées dans la littérature : L'approche directe et l'approche indirecte

I.3.1 Approche directe

Dans ce modèle, les images de dose portale sont prédites à hauteur de l'imageur derrière le fantôme ou patient et sont comparées à celles acquises pendant l'irradiation (51-53). La prédiction des images se fait principalement en trois étapes :

- le calcul de la fluence en sortie de la tête de l'accélérateur. Cette étape est réalisée préalablement lors de la configuration du système de planification de traitement ou à partir d'un algorithme de simulation Monte-Carlo (MC),
- la prise en compte de l'atténuation dans le patient à partir de simulations MC ou d'algorithmes de calcul de dose (Convolution/Superposition, Pencil Beam Kernel, etc).
- la modélisation de l'EPID à partir soit des simulations MC, soit de modèles analytiques fondés sur l'utilisation de kernels de dépôt de dose.

Deux groupes de recherche ont pu prédire la dose portale à partir des simulations Monte-Carlo (MC) et des données scanner du patient. Ils ont d'abord calculé la fluence en sortie du patient afin de la projeter au niveau de l'imageur. Puis la convolution de cette fluence avec des kernels correspondants à chaque intervalle d'énergie des particules leur a ensuite permis de prédire l'image de dose portale (49,54).

Une autre approche (55,56) consiste à prédire d'abord la fluence primaire en sortie du patient en prenant en compte l'atténuation dans le patient à l'aide des distances radiologiques. Puis la fluence diffusée est calculée par convolution de la fluence primaire avec des pencils beam kernels générés par simulation MC. Enfin, le dépôt de dose dans le détecteur est calculé analytiquement par convolution de la fluence totale avec des kernels de dépôt de dose générés également par MC. Cette méthode a été validée pour des champs non modulés en 6 et 23 MeV sur des fantômes de différentes épaisseurs dont certains comportaient des hétérogénéités.

Spezi *et al.* ont développé un modèle fondé sur des simulations Monte-Carlo pour reconstruire la fluence du faisceau incident à partir des images EPIDs acquises en présence d'un fantôme (57). Leur méthode est fondée sur un algorithme itératif qui corrige les images EPID de l'atténuation du faisceau et des photons diffusés provenant

du fantôme. Ils ont ainsi pu obtenir une différence relative de 3% entre la fluence mesurée et celle calculée à partir du TPS.

Mc Nutt *et al.* ont proposé une approche encore plus simple pour prédire les images portales (58). L'imageur a été intégré, sous la forme d'un fantôme homogène d'eau, au scanner du patient et la dose dans l'EPID a été calculée à partir du modèle de convolution/superposition présent dans leur TPS. Un agrément de 4% a été trouvé dans le champ d'irradiation pour des mesures réalisées avec des fantômes anthropomorphes.

L'inconvénient avec l'approche directe est qu'elle n'offre pas la possibilité de visualiser la distribution de dose absorbée dans le patient que ce soit dans le volume cible ou dans les tissus sains. Plusieurs auteurs ont donc exploré des méthodes de reconstruction indirecte de la dose absorbée dans le patient en 2D et en 3D à partir des images de dose portale de transit.

I.3.2 Approche indirecte (rétroprojection)

Dans cette approche, la fluence primaire mesurée à la position de l'EPID est rétroprojetée dans un plan du patient ou dans tout le volume que ce soit à travers l'examen scanner de référence ou celui du jour (Cone Beam Computed Tomography, « CBCT »). La distribution de dose reconstruite est ensuite comparée à la dosimétrie du patient calculée sur le système de planification de traitement.

Plusieurs méthodes ont été proposées pour déterminer la fluence primaire de l'image acquise in vivo (59–62). Elle est obtenue en corrigeant l'image de transit, de la dose diffusée à l'intérieur de l'EPID et du rayonnement diffusé par le patient.

Une fois la fluence primaire obtenue elle est convertie en fluence à l'entrée en prenant en compte l'atténuation dans le patient ainsi que l'inverse carré des distances et la divergence du faisceau. La fluence d'entrée peut alors être utilisée comme donnée d'entrée à un calcul Monte-Carlo (63,64), ou à un calcul par convolution.

Hansen *et al.* (65) ont ainsi pu calculer la distribution de dose absorbée dans un fantôme anthropomorphique par convolution de la fluence primaire avec des kernels de dépôts d'énergie. La dose reconstruite en 3D concordait avec celle calculée sur le TPS avec un écart de $\pm 2\%$. Partridge *et al.* (66) ont complété ce modèle en projetant la fluence énergétique, non pas dans les images scanner mais dans les images CBCT réalisées le jour du traitement avec un algorithme fondé sur la convolution/superposition de kernels.

D'autres auteurs utilisent la transmission du patient en effectuant le rapport de deux images : celle obtenues derrière le patient et celle obtenue sans patient. Ils ont ainsi pu reconstruire la dose à mi- épaisseur radiologique en appliquant la loi d'inverse carré des

distances, la correction de l'atténuation, la divergence, et la diffusion dans le patient à l'aide de modèles analytiques, sans prendre en compte les hétérogénéités (67,68). Cette méthode a été étendue au calcul de la dose dans le volume par reconstruction de la dose 2D dans tous les plans parallèles à l'EPID en utilisant le contour externe du patient tel que fourni par l'examen scanner (69). Wendling *et al.* (1) ont apporté des modifications à leur approche afin de calculer la dose absorbée dans l'eau quelle que soit la composition du volume traité. La dose portale primaire est d'abord convertie à l'aide de la transmission, en dose portale qui serait acquise si le patient avait été uniquement constitué d'eau. Elle est ensuite rétroprojetée dans le patient d'eau et comparée à la dose TPS calculée également dans l'eau. Leur modèle a été testé sur un fantôme thorax pour des champs VMAT issus du traitement du cancer des poumons et des bronches.

Piermattei *et al.* (70) ont proposé d'utiliser un modèle empirique permettant de relier directement la dose portale à la dose dans le patient. Des facteurs de corrections supplémentaires ont été mesurés pour prendre en compte les décalages du patient et les hétérogénéités. Cette méthode est également utilisable pour la vérification des traitements par arthrothérapie (71,72).

I.4 Erreurs détectables avec la dosimétrie de transit

Le Tableau I-2 résume les différents types d'erreurs qui peuvent être détectés à partir des images EPID de transit. Ils ont été regroupés en 3 catégories :

- les erreurs machine,
- les erreurs liées au plan de traitement,
- les erreurs causées par le patient.

I.4.1 les erreurs machine

Elles sont liées à des défauts mécaniques aléatoires ou systématiques. Les mesures in vitro avant traitement à l'aide des images EPID peuvent révéler des erreurs systématiques et peuvent donc à ce titre, être utilisées pour prévenir des défauts mécaniques pouvant apparaître pendant le traitement du patient. Cependant elles ne peuvent pas être utilisées pour détecter des erreurs aléatoires se produisant pendant le traitement réel du patient, tel qu'une modification de la fluence en sortie du linac. Par ailleurs, la détection d'un mauvais angle du bras, dû à une défaillance mécanique, peut être difficile avec la dosimétrie EPID de transit, à moins que le fantôme utilisé ou le patient présente assez d'hétérogénéités. En effet, les images transmises seront dans ce cas différentes de celles attendues et entraîneront une reconstruction erronée de la dose absorbée dans le volume.

I.4.2 Les erreurs liées au plan de traitement

Les erreurs de plan incluent les erreurs de calcul de dose, une mauvaise mise en service du TPS, telle que la transmission à travers les lames du MLC, et les erreurs de transfert de données, comme la sélection d'un mauvais plan de patient. Si l'erreur est liée à la prise en compte des hétérogénéités dans le calcul de la dose absorbée dans le patient, elle ne pourra pas être détectée avec la dosimétrie in vitro en présence d'un fantôme homogène. Par ailleurs, des algorithmes de reconstruction 3D fondés sur les images de transit et un calcul de dose indépendant prenant en compte les hétérogénéités seront nécessaires pour ce type de vérification (algorithmes de Monte-Carlo, convolution / superposition ou collapsed cône).

Les erreurs dues à une mauvaise modélisation du MLC sont toutefois susceptibles d'être détectées à l'aide de modèles de vérification par une approche en 2D.

En outre, la dosimétrie EPID sera également sensible à la sélection d'un mauvais plan de traitement puisqu'elle entraînera une reconstruction de dose différente de celle préalablement calculée sur le TPS.

I.4.3 Les erreurs venant du patient

Elles sont pour la plupart dues à des changements de positionnement ou d'anatomie par rapport au scanner initial. En effet, toute modification du patient par rapport à l'imagerie ayant servi au calcul du plan de traitement, va se propager sur la formation des images EPID de transit et se retrouver in fine dans la distribution de dose totale reconstruite. La dosimétrie in vitro ne permet donc pas de détecter ces types d'erreurs.

En revanche, la dosimétrie 2D in vivo permet de vérifier la cohérence entre le calcul de la dose sur le TPS et celle réellement délivrée au patient. Mais cette dernière permet surtout de détecter des écarts de dose sans pour autant définir des régions d'intérêts où les changements anatomiques sont remarquables. La spatialisation des écarts ne sera possible que si la dose est reconstruite en 3D dans le patient.

Erreurs		In vitro (fantôme)		In vivo (patient)	
		2D	3D	2D	3D
Machine	Présence de filtre en coin	✓	✓	✓	✓
	Position et vitesse des lames du MLC	✓	✓	✓	✓
	Angle du collimateur	✓	✓	✓	✓
	Homogénéité et symétrie du faisceau	✓	✓	✓	✓
	Fluence en sortie du linac	✗	✗	✓	✓
	Angle du bras	Possible	Possible	Possible	Possible
Plan	Transmission à travers les lames du MLC	✓	✓	✓	✓
	Variation du gradient de dose	✓	✓	✓	✓
	Modélisation du MLC pour le TPS	✓	✓	✓	✓
	Délivrance du mauvais plan de patient	✓	✓	✓	✓
	Calcul de dose + hétérogénéités	Possible	Possible	✓	✓
Patient	Obstruction du faisceau par le matériel de contention	✗	✗	✓	✓
	Changement anatomique du patient	✗	✗	✓	✓
	Mouvement du patient pendant le traitement	✗	✗	✓	✓
	Traitement d'un patient différent	✗	✗	✓	✓
	Sur/sous dosage des volumes d'intérêt	✗	✗	✓	✓
	Distribution de dose dans le patient	✗	✗	✓	✓

Tableau I-2 : Erreurs détectables avec la dosimétrie in vivo de transit, adapté de Van Elmpt, 2008 (73).

Synthèse

La complexité des traitements en radiothérapie externe a conduit au développement de nombreux détecteurs permettant de vérifier la dose absorbée dans le patient pendant le traitement. La plupart d'entre eux sont des détecteurs ponctuels et nécessitent d'être étalonnés régulièrement afin de convertir le signal mesuré en dose absorbée. Les films radiochromiques constituent un bon outil pour la vérification de la dose absorbée en 2D, cependant leur utilisation nécessite un temps de travail long et un protocole de lecture assez rigoureux. C'est pourquoi la possibilité de réaliser des images de transit avec l'EPID a très vite connu un engouement tout particulier pour la dosimétrie in vivo. Après plus de 30 années de développement, l'EPID au silicium amorphe est devenu un outil simple d'utilisation permettant d'obtenir des images de transit de haute résolution. Il est aujourd'hui utilisé dans plusieurs centres à des fins dosimétriques pour identifier des erreurs liées au calcul de la dose, au transfert de données, à la délivrance de la dose ou au changement anatomique du patient.

Chapitre II

Propriétés dosimétriques de l'EPID

Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude de la réponse du détecteur lorsqu'il est exposé à un faisceau de photons de haute énergie. L'imageur portal utilisé au cours de cette étude sera d'abord présenté, ainsi que les différents mode d'acquisition possibles des images. La stabilité à long terme et à court terme du détecteur sera ensuite étudiée en vue de quantifier la reproductibilité du détecteur. Puis un certain nombre de paramètres pouvant influencer la réponse de l'imageur seront analysés (débit de dose, taille de champ des faisceaux, dose délivrée). Enfin, les différents types de phénomènes qui n'auront pas été étudiés seront évoqués en fin de chapitre (diffusion optique, effet de fluctuations de température, rémanence d'images).

II.1 Matériel : accélérateur et EPID

L'EPID utilisé dans notre étude est un imageur haute énergie au silicium amorphe (aS-1200, Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA), monté sur un accélérateur linéaire Clinac TrueBeam STx (voir Figure II-1) permettant de générer des photons de 6, 10 et 18 MV et équipé d'un micro-collimateur (HDMLC) comptant au total 120 lames en tungstène.

Une unité moniteur correspond à une dose absorbée de 1cGy à une distance Source Axe (DSA) de 100 cm dans un fantôme d'eau à 5 cm de profondeur, pour les faisceaux de 6 et 10MV et à 10 cm pour le faisceau de 18MV. L'imageur portal est positionné à une distance source-détecteur (DSD) de 150 cm. Il est composé d'une matrice active au silicium amorphe de 1280×1280 pixels avec une résolution de 0.34×0.34 mm² (se reporter à la Figure I-6 pour plus de détails concernant le dispositif de détection).

Entre la matrice de détection et le support de l'EPID se trouve une plaque de métal permettant d'absorber les photons primaires afin d'éviter leur interaction avec les composants électroniques sous-jacents. Cette plaque, présente sur les dernières générations d'EPID (aS-1200, Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA) permet de négliger l'influence des photons rétrodiffusés pouvant entraîner une augmentation du signal de 7% pour des tailles de champs de 10×10 cm² et 12.5×12.5 cm² (74). Un algorithme itératif permettant de soustraire le signal venant des photons rétrodiffusés

sur d'autres modèles d'imageur (aS-1000, Varian) est proposé dans l'annexe 1 de ce document.



Figure II-1 : Accélérateur linéaire Clinac TrueBeam STx (Varian Medical Systems) et son imageur portal aS-1200 au silicium amorphe monté sur un bras métallique rétractable (entouré en rouge). L'EPID est situé derrière le patient positionné sur la table de traitement.

II.2 Acquisition des images

II.2.1 Logiciel d'acquisition *iX* et modes de lecture associés

Le logiciel d'acquisition dédié à la lecture du signal présent sur l'EPID aS-1200 est le modèle *iX* (Varian Medical Systems). Les lignes de la matrice du détecteur sont lues une par une. Au cours de cette étape, les charges collectées au niveau des photodiodes sont converties en signal numérique. Chaque fois que la totalité des lignes est lue, une image élémentaire appelée « **trame** » est créée. Plusieurs trames peuvent être ainsi acquises au cours d'une même irradiation (~ 200 pour un traitement IMRT).

Dans le mode classique d'acquisition des images, mode « **intégré** », toutes les trames sont moyennées pour former une seule **image**. L'obtention d'un signal proportionnel à la dose, se fait en multipliant l'image par le nombre de trames lui ayant donné naissance. Il est également possible de lire chaque trame séparément en utilisant le mode « **cinéma** », plus connu sous le terme de mode « **continu** » (71).

La fréquence d'acquisition des lignes de pixels est périodique. Dans le cas d'une lecture en mode intégré, la fréquence est commandée par une horloge interne au système d'imagerie portale, on parle d'acquisition « **asynchrone** » (75). En revanche, avec le mode continu, la lecture est programmée pour se faire de façon synchrone, c'est à dire qu'elle se fait entre les pulses du faisceau (76).

En outre, le CPU dédié à l'acquisition des trames contient un convertisseur analogique-numérique 14 bits capables d'ajouter 64 trames à son additionneur binaire. Ainsi, seulement 64 trames peuvent être transférées depuis la mémoire tampon vers le CPU. Ce transfert a pour effet d'interrompre la lecture pendant un temps mort d'environ 0.164 secondes.

II.2.2 Choix du mode d'acquisition continu

Comme nous venons de le voir, le mode intégré ne permet d'acquérir qu'une seule image au cours d'une irradiation. Lors des traitements de RCMI, plusieurs champs d'irradiation sont délivrés sur la tumeur, chacun avec une position fixe du bras de l'accélérateur. Ainsi donc il est possible pour chaque champ de vérifier la distribution de dose absorbée dans le patient, à partir de l'image de transit qui lui correspond (77-80).

En revanche, ce mode d'acquisition ne peut être appliqué dans le cas de la dosimétrie des champs d'arthérapie car une seule image ne suffirait pas à reconstruire toute la dose délivrée au patient après une irradiation volumétrique. C'est pourquoi nous avons été contraints d'utiliser le mode cinéma puisqu'il a l'avantage de sauvegarder toutes les

trames séparément (~ 600 pour un traitement VMAT de prostate) de façon continu, ainsi que l'angle du bras qui leur est associé. De nombreux auteurs abondent dans ce sens et préconisent l'utilisation de ce mode pour réaliser la dosimétrie in vivo des traitements d'arthérapie (81–83).

Nous verrons par la suite que ce mode peut aussi être utilisé pour la dosimétrie de transit des traitements de RCMI, la seule différence étant que toutes les trames acquises pour un même champ, seront additionnées avant la rétroprojection dans le patient.

II.2.3 Prétraitement des images

Lorsqu'une trame, T_{brute} est acquise, que ce soit en mode continu ou en mode intégré, des corrections lui sont automatiquement appliquées en chaque pixel (i, j) afin de prendre en compte un certain nombre de phénomènes pouvant altérer sa qualité, comme : les pixels défectueux, le bruit de fond, le courant de fuite des photodiodes, les offsets des électromètres et la différence de sensibilité entre les pixels.

Cette étape de prétraitement est réalisée sur chaque trame à partir des images de dark-field (DF) et de flood-field (FF) selon l'équation II.2.a.

La première image est obtenue en réalisant une acquisition en l'absence de radiation. Elle permet ainsi de s'affranchir du bruit de fond mais aussi du courant de fuite des photodiodes et des offsets des différents électromètres. La seconde image permet d'homogénéiser la réponse du détecteur. Elle est obtenue en irradiant l'EPID avec un champ assez large pour couvrir toute sa surface, soit un champ carré de dimensions $28.66 \times 28.66 \text{ cm}^2$ à l'isocentre (voir Figure II-2).

$$T(i, j) = \frac{T_{brute}(i, j) - DF(i, j)}{FF(i, j) - DF(i, j)} \quad (II.1a)$$

Les images finales $T(i, j)$ prétraitées sont exportées en passant dans le mode service de la machine, depuis la console de traitement. Elles sont au format « .xim » propre au constructeur (Varian Medical Systems) et regroupées dans un fichier compressé. Un algorithme rapide de décompression des trames a donc été développé en C++ (confère annexe 2 pour plus de détails). A titre d'exemple, il permet de décompresser toutes les trames acquises pour un champ d'arthérapie (~ 600) en moins de 10 secondes.

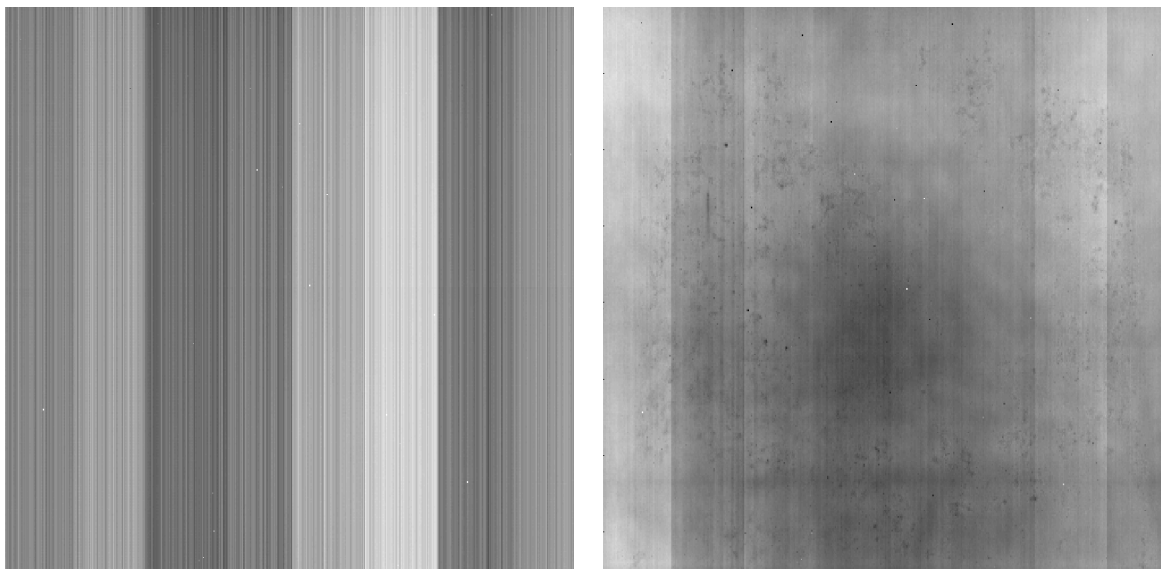


Figure II-2 : Correction des trames avec l'image de DF à gauche et FF à droite.

II.3 Etude des caractéristiques de l'EPID

Cette section est consacrée à l'étude proprement dite des caractéristiques dosimétriques du détecteur aS-1200. Elle est effectuée pour des irradiations à vide, c'est à dire en l'absence d'atténuateur entre la source et l'imageur et l'acquisition des trames est réalisée en mode continu.

Par la suite, le terme « **image** », est employé pour désigner la somme de toutes les trames recueillies pendant une même irradiation.

En outre, les valeurs du signal en niveau de gris de l'EPID ont toutes été mesurés « **au centre** », de l'imageur, c'est à dire en effectuant la moyenne des pixels dans une zone d'intérêt (ROI) de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ autour de l'axe du faisceau.

II.3.1 Reproductibilité et répétabilité de la réponse du détecteur

II.3.1.1 Méthode

La reproductibilité à long terme a été étudiée en irradiant l'EPID 1 fois par semaine pendant 6 mois avec un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, une dose de 100 UM pour une énergie de 10 MeV et un débit de $600 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$, le bras de l'accélérateur fixé à 0 degré. Pour étudier la répétabilité, l'EPID a été irradié 10 fois de suite dans les mêmes configurations que précédemment avec un intervalle de 10 min entre chaque mesure. Le signal S_i au centre de l'image est recueilli après chaque irradiation. Les deux paramètres ont été analysés pour les n mesures à partir du coefficient de variation dont la formule est la suivante :

$$C_v(\%) = \frac{\varepsilon}{m} \times 100, \quad (II.3a)$$

où ε est l'écart type et m , la moyenne des n mesures réalisées, calculés selon les équations ci-dessous :

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (m - S_i)^2}{n - 1}}, \quad (II.3b)$$

et

$$m = \frac{\sum_{i=1}^n S_i}{n}. \quad (II.3c)$$

II.3.2 Résultats et discussion

Le Tableau II-1 donne les coefficients de variation associés aux mesures de répétabilité et de reproductibilité de l'EPID ainsi que l'écart maximal relatif à la moyenne observée à l'issue de cette étude.

Des résultats similaires à ceux observés se retrouvent également dans la littérature (51,84) et confirment la stabilité du signal de l'EPID à court et long terme. Ils sont par ailleurs en accord avec les recommandations de « *l'European Society for Radiotherapy and Oncology* » (ESTRO) pour le matériel de dosimétrie in vivo (85).

	Reproductibilité	Répétabilité
C_v (%)	0.43	0.026
Ecart maximal (%)	1.2	0.12

Tableau II-1 : Reproductibilité et répétabilité de l'EPID aS-1200. Les données mesurées à court terme et à long terme ont permis de calculer dans chaque cas le coefficient de variation ainsi que l'écart maximal du signal autour de la moyenne. L'étude à long terme a été réalisée sur une période de 6 mois.

Dans notre étude, les fluctuations du signal de l'EPID n'ont pas été corrigées et se retrouvent donc dans les valeurs mesurées. Au vu des résultats, nous ferons l'hypothèse qu'elles ont une influence négligeable sur le niveau de gris des pixels.

II.3.3 Influence du débit de dose

II.3.3.1 Matériel et méthode

L'influence du débit de dose sur la réponse de l'imageur a été analysée en exposant l'EPID à un faisceau avec bras 0° , une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, une énergie de 10 MeV avec une dose de 100UM pour différentes valeurs du débit (100, 200, 300, 400, 500 et 600 $\text{UM} \cdot \text{min}^{-1}$).

II.3.3.2 Résultat et discussion

Le Tableau II-2 indique le nombre total de trames ainsi que le nombre de trames/s après chaque irradiation pour chaque débit de dose.

On peut remarquer que le nombre de trames est toujours le même quel que soit le débit en raison de la valeur fixe de la dose délivrée (100 UM). En revanche, le nombre de trames/s varie et sa valeur est proportionnelle au débit de dose.

Par ailleurs, la valeur moyenne du signal au centre des trames varie très peu (coefficient de variation de 0.38%).

Ces résultats sont importants pour la suite de nos travaux. Ils montrent que le débit de lecture de l'EPID en mode continu est synchronisé au débit de dose et donc aux pulsations du faisceau. L'intensité des pixels restant la même, l'imageur va augmenter sa vitesse de lecture lorsque le débit augmente et garder ainsi la relation qui existe entre la dose délivrée et l'intensité des pixels. Nous reviendrons par la suite sur la fonction de réponse en dose de l'EPID dans le chapitre suivant dédié à l'étalonnage de l'imageur.

Débit de dose (UM/min)	100	200	300	400	500	600
Nombre de trame	134					
Débit de lecture (trames/sec)	2.22	4.44	6.66	8.88	11.11	13.33
Valeur du signal (NG)	2880	2876	2870	2862	2860	2851

Tableau II-2 : Influence de la variation du débit sur la réponse du détecteur.

II.3.4 Influence de la variation de dose en position fixe du bras et en rotation continu

Cette étude est motivée par la volonté de définir la réponse du détecteur aS-1200 en mode continu pour les différents types de traitements avec modulation d'intensité opérés sur la machine TrueBeam : La RCMI et le VMAT.

II.3.4.1 Matériel et méthode

L'influence de la dose a été étudiée à la fois en statique, bras à 0 degré puis en dynamique, le bras effectuant une rotation complète à chaque irradiation pour un faisceau de 10x10 cm² avec une énergie de 10 MeV et un débit de dose de 600UM.min⁻¹.

Pour les mesures réalisées en statique, le nombre d'UM délivré est de 50, 100, 150, 200, 250 et 300 UM. En dynamique, le nombre d'UM délivré est de 50, 60, 70, 80, 90, 100, 200, 300, 320, 340, 360, 380, 400, 420, 440, 460, 480, 500, 520, 540, 560, 580 et 600.

II.3.4.2 Résultats et discussion

i. Bras fixe à 0 degré

Les résultats obtenus après irradiation de l'EPID en statique sont reportés dans le Tableau II-3. On peut en déduire que le nombre de trames augmente en fonction du nombre d'UM délivré. Cependant cette relation n'est pas tout à fait proportionnelle. En effet, si l'on obtient 68 trames avec 50 UM, on devrait obtenir le double, soit 136 trames avec 100 UM au lieu de 135 et ainsi de suite. Sur le même tableau sont présentées en rouges les valeurs attendues du nombre de trames. Globalement, un écart maximum de 1.96% est calculé pour la dose de 300 UM.

En outre, de faibles variations du signal ($C_v = 1.19\%$) et du débit de lecture des trames ($C_v = 0.71\%$) sont observées, probablement en raison du même phénomène.

L'effet du temps mort lors de la lecture des trames pourrait en être la cause. En effet, le logiciel d'acquisition n'est capable d'enregistrer que 64 trames dans sa mémoire tampon. Le contenu de cette mémoire est ensuite stocké dans la DRAM (Dynamic random-access memory) du CPU. Ce temps mort, qui prend environ 0.16 secondes, est responsable d'une perte d'environ 2 trames à chaque transfert.

Au vu des résultats obtenus dans cette série de mesures, on considérera par la suite que la relation liant le nombre de trames et la dose délivrée est proportionnelle lorsque l'irradiation est effectuée en bras statique. Par ailleurs, du fait des variations assez faibles de la valeur du signal et du débit de lecture, on peut également considérer que

ces valeurs restent constantes quelle que soit la dose délivrée et sont égales respectivement à ~ 2800 et ~ 13.33 trames/sec qui sont celles indiquées par le logiciel d'acquisition.

Nombre d'UM	50	100	150	200	250	300
Nombre de trames mesurées	68	135	201	268	335	400
Nombre de trames attendues	68	136	204	272	340	408
Débit de lecture (trames/sec)	13.6	13.5	13.4	13.4	13.4	13.33
Valeur moyenne du signal par trame (NG)	2850	2851	2873	2882	2883	2891
Temps d'irradiation (sec)	5	10	15	20	25	30

Tableau II-3 : Effet du nombre d'UM sur la réponse de l'EPID, bras fixe à 0 degré.

ii. Bras dynamique

La Figure II-3 représente le débit d'acquisition des trames ainsi que la valeur moyenne du signal pour chaque nombre d'UM donné. Ces 2 paramètres, fixes en statique, varient maintenant avec la dose délivrée. Lorsque cette dernière est maximale (600 UM), les trames sont acquises de nouveau avec un débit de $13.33 \text{ trames} \cdot \text{sec}^{-1}$ et elles ont toutes une intensité de signal de valeur égale à 2800 (NG).

II.3.4.3 Conclusion

Lorsque les images sont acquises avec l'EPID en mode continu et en statique, la valeur moyenne du signal au centre des trames et le débit d'acquisition ne varient pas. Donc, plus la dose est élevée et plus l'irradiation est longue et le nombre de trames recueillies sera important. En revanche, le temps d'une irradiation avec bras dynamique est toujours fixé à 60 secondes, donc dans ce cas, c'est le débit d'acquisition des trames et l'intensité du signal qui vont tous deux participer à la relation qui lie la dose délivrée au signal mesuré. Nous reviendrons plus en détail sur cette relation dans le chapitre suivant lorsque l'étalonnage de l'EPID en dose sera analysé. Les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau II-4 ci-après.

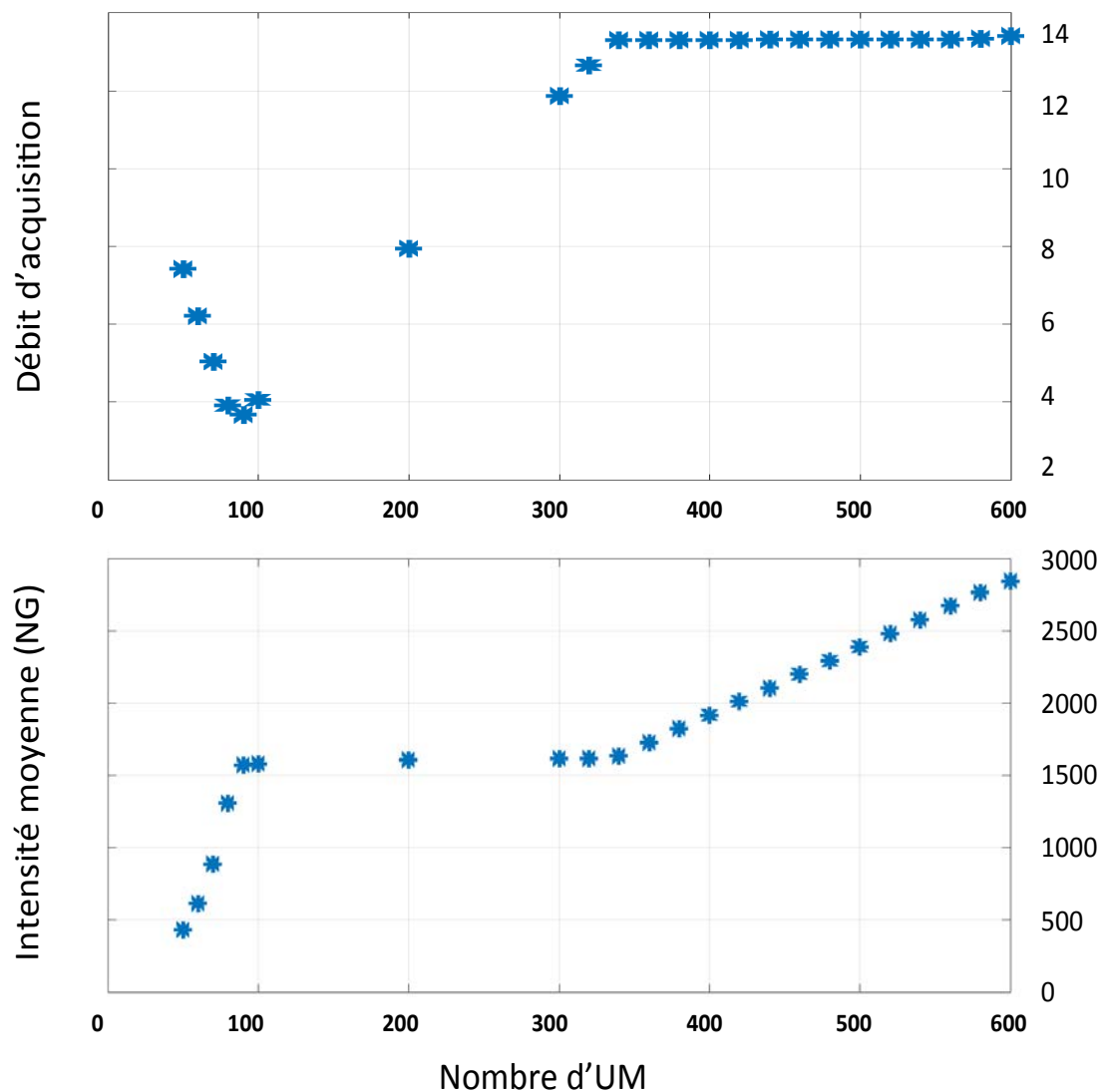


Figure II-3 : Variation du débit d'acquisition (au-dessus) et de l'intensité du signal au centre des trames (en dessous) en fonction de la dose au cours d'une acquisition dynamique.

	Débit de lecture (trames/sec)	Valeur du signal des trames (NG)	Temps d'irradiation
Bras fixe	13.33	2800	variable
Bras en rotation	variable	variable	60 secondes

Tableau II-4 : Influence de la rotation du bras sur l'acquisition des trames en mode continu.

II.3.5 Influence de la taille de champ dans l'eau et dans l'EPID

II.3.5.1 Matériel et méthode

L'influence de la taille de champ a été analysée en irradiant le détecteur d'abord avec une position du bras à 0 degré, pour des tailles de champ, C allant de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ à $20 \times 20 \text{ cm}^2$, une énergie de 10 MeV et un débit de 600 UM.min^{-1} . Le facteur d'ouverture du collimateur (FOC) est alors calculé en divisant le signal de l'image obtenu pour chaque champ par celui du champ de référence ($C_{ref} = 10 \times 10 \text{ cm}^2$) :

$$FOC = \frac{Signal(C)}{Signal(C_{ref})} \quad (II.3d)$$

Le même procédé a ensuite été appliqué pour des irradiations avec rotation complète du bras.

Les résultats ont été comparés avec la courbe de FOC mesuré à 0 degré avec une chambre d'ionisation (PTW-Freiburg, 0.125 cm^3) dans un fantôme homogène équivalent eau à une DSD de 150 cm, à la profondeur du maximum de dose (2.5 cm pour le faisceau de 10MV).

II.3.5.2 Résultats et discussion

La Figure II-4 montre la comparaison des FOCs mesurés avec l'imageur portal et la chambre d'ionisation. Concernant les FOCs EPID obtenus avec l'EPID en irradiation avec le bras dynamique et statique, un écart maximum de 0.5% est observé entre les deux courbes. En revanche, des écarts plus importants peuvent être atteints en comparaison avec les FOCs obtenus avec la chambre d'ionisation (FOCs-CI). Pour des tailles de champ en dessous de C_{ref} , les FOCs EPID sont inférieurs aux FOCs-CI pour les deux types d'irradiation, avec un écart maximal de 2.5% pour le champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Pour les tailles de champs $> C_{ref}$, on observe le phénomène inverse, toujours avec un écart à 2.5% pour le champ le plus éloigné ($20 \times 20 \text{ cm}^2$).

Cet écart vient de la différence de matériaux constituant l'EPID par rapport à l'eau. Plusieurs méthodes décrites dans la littérature permettent de prendre en compte le FOC sur la réponse en dose de l'EPID. Certains auteurs proposent de calculer un facteur correctif pour chaque taille de champ (86,87). Ainsi dès qu'une image est acquise, la méthode des carrés équivalents permet de leur appliquer un facteur en fonction de la taille du faisceau considéré. Par contre ce calcul additionnel peut générer des

incertitudes supplémentaires, notamment dans le cadre d'irradiations modulées en intensité comme la RCMI et le VMAT. Une autre alternative consiste à utiliser des kernels de redistribution de dose. Ils peuvent être obtenus soit empiriquement (19,20,60,68) soit par des modélisation Monte-Carlo (49,88-90).

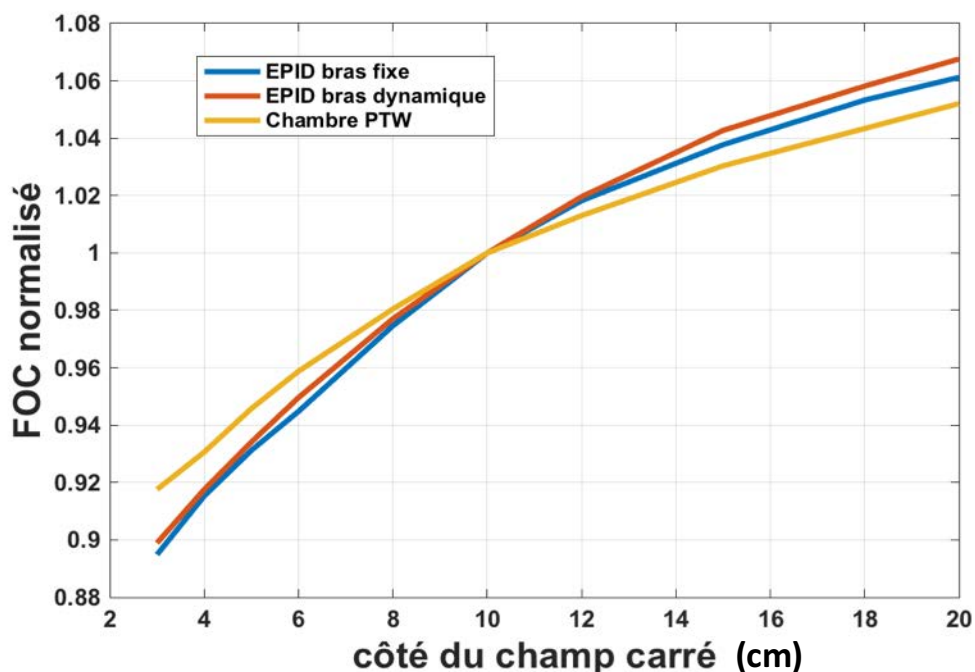


Figure II-4 : Courbes des FOCs normalisés obtenues avec l'EPID en mode bras statique et dynamique et comparés avec le FOC obtenu avec la chambre d'ionisation.

II.3.6 Paramètres non étudiés

II.3.6.1 La température

Louwe *et al.* (91) ont étudié l'influence de la température sur la réponse de l'EPID, en particulier sur l'image de DF. Ils ont réalisé plusieurs mesures en augmentant progressivement la température ambiante de la pièce. D'après leur observation, l'intensité du signal sur la matrice de DF est proportionnelle aux fluctuations de température pouvant ainsi faire varier la réponse du détecteur de 2% dans un intervalle de 15°C à 21°C si le même étalonnage est utilisé sur les images. Ils proposent donc de réaliser plusieurs acquisitions de matrice DF par jour pour prendre en compte les éventuelles variations de température dans la salle de traitement. Dans notre cas, nous pouvons affirmer que la variation du signal dû à la température est implicitement incluse dans l'étude de la reproductibilité, réalisée sur une période de 6 mois. Nous

considérerons donc par la suite que ce paramètre a une influence négligeable sur la réponse du détecteur.

II.3.6.2 Diffusion optique des photons au sein du détecteur (« Effet Glare »)

Le dispositif de détection est composé d'une plaque de phosphore permettant de convertir les radiations incidentes en photons optiques qui seront par la suite détectés par la matrice de photodiodes pour produire une image. Cependant il peut arriver qu'une fuite des photons optiques créés se produise au sein même de la plaque de phosphore. Ce phénomène est plus connu sous le terme d'effet glare. C'est un des tous premiers artéfacts d'image à avoir été étudié sur l'EPID dès sa commercialisation (92,93). Il est difficilement quantifiable sur les images et le mode opératoire permettant de le mettre en évidence nécessite le démontage de l'imageur et l'extraction de la plaque de phosphore. Munro *et al.* (94) ont étudié cet effet sur un imageur portal non commercialisé. Ils ont observé pour leur part que l'EPID gardait une linéarité de réponse face à la dose et qu'il ne souffrait donc pas de perturbations causées par l'effet glare. Les effets de ce phénomène sur les images acquises dans notre étude seront donc considérés comme nuls.

II.3.6.3 Effets de « ghosting »

Les effets de ghosting, responsables de la rémanence d'image et du changement de la sensibilité des pixels, sont des phénomènes intervenants pendant l'acquisition des images (95).

La rémanence est due à un retard du signal. En effet, il peut arriver que des charges générées pendant l'acquisition d'une trame, soient lues dans les trames suivantes, provoquant ainsi le décalage du signal d'une trame à l'autre (96). Par ailleurs, il peut aussi arriver que les charges piégées dans les photodiodes altèrent le champ électrique qui y règne, entraînant un changement de sensibilité de la matrice de silicium (97,98).

Même si les effets de ghosting peuvent avoir des conséquences sur les propriétés dosimétriques de l'imageur, ils ne sont détectables que dans des conditions extrêmes. En plus, ils ont un très faible impact (<1%) sur l'imageur au silicium amorphe (99,100). De nombreux modèles de calculs fondés sur la conversion du signal EPID en dose ne tiennent pas compte de ce phénomène, en particulier pour le type d'EPID utilisé dans notre étude (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA) (101,102). Par conséquent, l'influence du ghosting sur les images n'a pas été prise en compte dans nos travaux.

Synthèse

L'EPID au silicium amorphe est associé à un système d'acquisition lui permettant de lire la matrice de photodiodes pendant toute la durée de l'exposition aux rayonnements de photons. L'acquisition du signal peut se faire selon deux modes. En mode intégré, la lecture est asynchrone et toutes les trames issues d'un même champ sont moyennées entre elles pour former une seule image. Avec le mode ciné, les trames sont acquises individuellement et la lecture de la matrice est synchronisée aux pulses du faisceau. Lorsque le bras reste fixe pendant l'irradiation (traitements de RCMI), la vitesse de lecture et la valeur du signal mesuré sur toutes les trames demeurent inchangées. En revanche, lorsque le bras est en mouvement (traitements par arcthérapie), le temps de rotation est toujours effectué en 60 secondes quelle que soit la dose délivrée. De ce fait, le logiciel d'acquisition se synchronise aux pulsations du faisceau en faisant varier son débit de lecture et la valeur du signal. Plusieurs phénomènes pouvant influencer la réponse du détecteur ont été étudiés comme l'influence de la taille de champ dans l'eau et dans l'EPID à travers le FOC. Même s'il varie très peu d'une acquisition en bras statique à une acquisition en bras dynamique, il peut atteindre des écarts de $\pm 2.5\%$ comparé à la dose mesurée avec une chambre d'ionisation dans un fantôme d'eau en raison de la différence de densité par rapport aux matériaux constituant l'EPID. D'autres phénomènes qui n'ont pas pu être étudiés peuvent être considérés comme négligeables sur la réponse de l'imageur (température, effet glare et effet de ghosting).

Chapitre III

Etalonnage 2D de l'EPID en dose absorbée dans l'eau

Introduction

Dans ce chapitre nous allons détailler la méthode d'étalonnage permettant de convertir le niveau de gris des pixels en dose « absolue » dans l'eau. Elle s'effectue en plusieurs étapes, toutes réalisées avec le logiciel Matlab (R2015b, Mathematical computing software, USA) :

- un prétraitement est d'abord réalisé sur les images pour rétablir l'effet du cône égalisateur,
- une fonction de réponse leur est ensuite appliquée pour convertir le signal en dose absorbée dans l'eau à la profondeur de dose maximum,
- enfin, des kernels sont rajoutés au formalisme pour prendre en compte la différence de matériaux entre l'EPID et l'eau et l'effet de pénombre sur les profils de dose.

III.1 Distribution de dose de référence sur le TPS Eclipse

Un fantôme d'eau homogène est créé dans le TPS (voir Figure III-1) afin d'obtenir la distribution de dose de référence à partir de laquelle l'EPID est étalonné. Il a des dimensions plus grandes que l'imageur ($50 \times 50 \times 30 \text{ cm}^3$) pour tenir compte de la diffusion latérale. La dose planaire ($D_{plan,TPS}$) est extraite à une profondeur d_{max} (2.5 cm pour le faisceau 10MV) et une distance source surface de 147.5 cm

La dimension du plan de dose qui sera exportée du TPS pour servir d'étalonnage, a les mêmes dimensions que la matrice de photodiodes de l'EPID, soit $43 \times 43 \text{ cm}^2$. En revanche, sa résolution est inférieure (512×512 pixels sur la matrice de dose TPS contre 1280×1280 sur l'EPID). Elle est donc ré-échantillonnée avec la méthode des « splines cubiques » dans les mêmes dimensions que les images portales (1280×1280 pixels).

La Figure III-2 permet d'illustrer le dispositif expérimental utilisé pour étalonner l'imageur en dose dans l'eau.

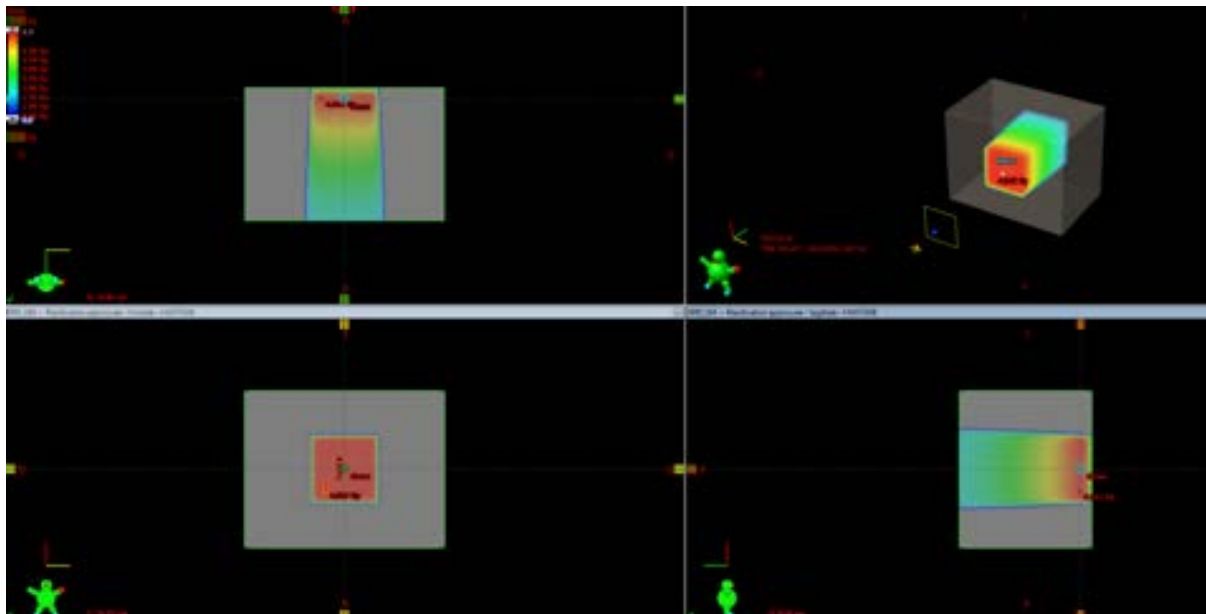


Figure III-1 : L'EPID (en gris) est modélisé comme un cube d'eau 50x50x30 cm³. La distribution de dose 2D est extraite à une profondeur de 2.5 cm pour une DSD=150 cm. Ici le calcul est réalisé pour une taille de champ de 10x10 cm².

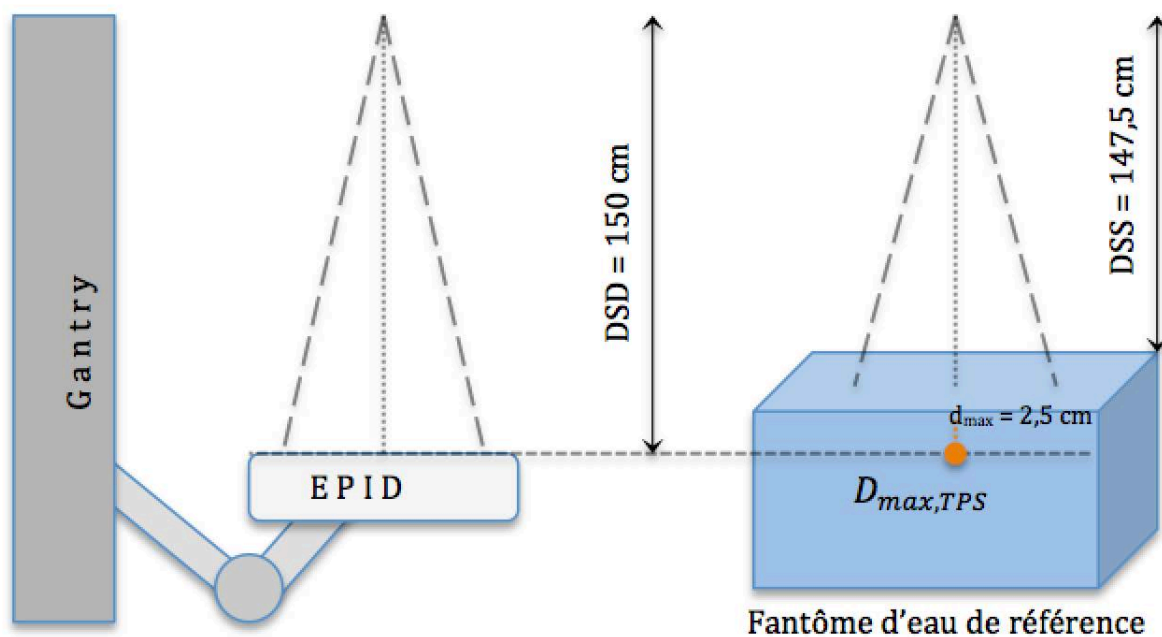


Figure III-2 : Modèle de référence établi pour l'étalonnage en dose des images portales. A gauche, la matrice sensible de l'EPID se situe à 150 cm de la source. Les images portales sont comparées à la dose planaire calculée dans un fantôme d'eau avec le TPS à 2.5 cm de profondeur.

III.2 Prise en compte de l'influence du filtre égalisateur

III.2.1 Matériel et méthode

Le faisceau de photons produit par l'accélérateur directement après la collimation primaire, n'est pas homogène. Pour l'aplanir, un filtre égalisateur, en forme de cône généralement en plomb est utilisé, donnant ainsi un effet « aplati » au profil de la dose $D_{plan,TPS}$. Cependant l'étalonnage de l'EPID avec la matrice de Flood Field a pour effet d'enlever cette caractéristique sur le profil des images.

Pour restaurer son influence, une matrice de correction est appliquée pixel par pixel à chaque image acquise avec l'EPID. Elle est calculée à partir de la dose planaire extraite du TPS et de l'image portale, pour un faisceau d'énergie 10 MeV et une dose de 100 UM (débit 600 UM.min⁻¹) avec un champ de 28.67×28.67 cm² à l'isocentre pour couvrir toute la matrice active du détecteur. Les deux images sont normalisées par rapport à leur valeur à l'axe et le rapport TPS/EPID est calculé. Les profils diagonaux des quatre quadrants de la matrice résultant de ce rapport sont extraits et moyennés (cf. Figure III-3). Puis le profil résultant est tracé en fonction de la distance radiale ($r = 0$ au centre de l'image). Les données ont été ensuite interpolées avec un polynôme de degré 4 pour obtenir une correction radiale. Enfin, la matrice de correction est définie en étendant la correction radiale à l'image entière. Elle sera appliquée par multiplication sur les images EPID.

III.2.2 Résultats et discussion

Le facteur de correction atteint 1.05 pour les pixels se trouvant dans un rayon de 20 cm, et diminue pour ceux qui sont situés plus loin (figure ci-après).

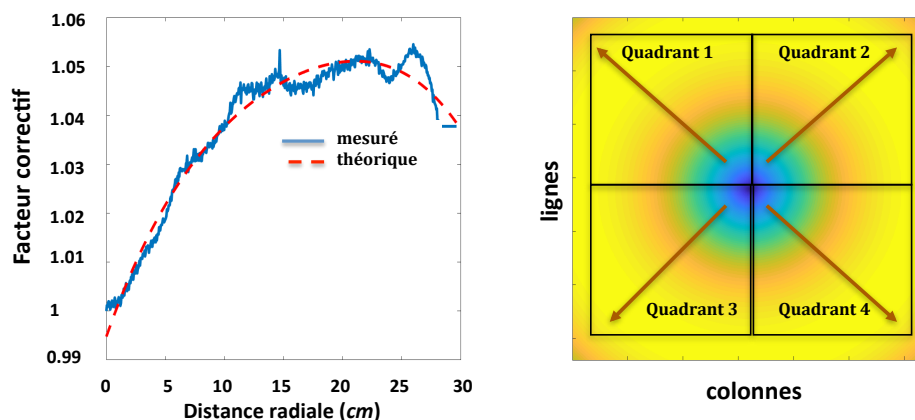


Figure III-3 : Correction radiale pour la restauration de l'influence du cône égalisateur (à gauche). La courbe en bleu représente la moyenne des 4 quadrants extraits de la matrice de correction normalisée par rapport à la valeur des pixels au centre (à droite). Et la courbe en rouge représente le polynôme d'interpolation.

La méthode utilisée ne tient cependant pas compte de la taille de champ puisque la même matrice de correction du cône égalisateur, calculée pour un grand champ, sera appliquée sur toutes les images, et ce indépendamment de la forme du faisceau d'irradiation.

III.3 Etalonnage de l'EPID en dose dans l'eau

III.3.1 Formalisme

Une fois les images acquises avec l'EPID, la matrice de correction du filtre égalisateur est d'abord appliquée. Puis le signal résultant, S_{ij}^{EPID} est converti en dose en chaque pixel ij avec une fonction de réponse adéquate aussi bien pour les traitements de RCMI (f_{RCMI}) que pour les traitements de VMAT (f_{VMAT}). Puis un kernel, $K_{ij}^{matériel}$ permettant de prendre en compte la différence de matériau entre l'EPID et l'eau est appliqué par déconvolution sur les images converties en dose. Enfin, la modélisation de la pénombre sur les profils de dose est rajoutée au formalisme par convolution avec un kernel de pénombre, $K_{ij}^{pénombre}$. L'équation générale est la suivante :

$$D_{ij}^{portale} = \left[\left(\begin{array}{c} f_{RCMI} \\ (S_{ij}^{EPID}) \\ f_{VMAT,NTC} \end{array} \right) \otimes^{-1} K_{ij}^{matériel} \right] \otimes K_{ij}^{pénombre} \quad (III.3a)$$

Où $D_{ij}^{portale}$ est la dose dans l'eau mesurée au pixel ij avec le signal S_{ij}^{EPID} . Les opérateurs \otimes et \otimes^{-1} représentent successivement les symboles de convolution et de déconvolution. Ils sont effectués dans le domaine fréquentiel en utilisant une transformée de Fourier rapide pour accélérer les temps de calcul. Dans le but également de prévenir les effets de repliement sur les images (phénomène de Nyquist-Shannon), un « zéro-padding » consistant à ajouter des pixels de valeur nulle autour des images est effectué avant d'appliquer la transformée de Fourier.

III.3.2 Fonctions de réponse en dose, f_{RCMI} et f_{VMAT}

La réponse de l'EPID étant différente pour les traitements RCMI (bras fixe) et VMAT (bras en rotation), des méthodes différentes pour chaque mode d'irradiation ont été établis afin de trouver la fonction reliant la valeur du signal du détecteur en niveaux de gris et la dose $D_{max,TPS}$.

III.3.2.1 Fonction de réponse pour les traitements de RCMI, f_{RCMI}

i. Matériel et méthode

L'EPID a été exposé à différents nombres d'UM de 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 200, 300, 400, 500 et 600 UM. La taille de champ utilisée est de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ avec une énergie de 10 MeV et un débit de dose de $600 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$. Le bras est resté fixe à 0 degré. Le signal recueilli au centre de l'image a été comparé à la dose $D_{max,TPS}$ calculée dans le fantôme d'eau de référence dans les mêmes conditions.

ii. Résultats et discussion

Les résultats obtenus ont permis de calculer une fonction de réponse en dose linéaire (Figure III-4). Les paramètres a et b indiquent respectivement le coefficient directeur de la droite et son ordonnée à l'origine.

Cette fonction ne peut être cependant utilisée que pour des doses délivrées au-dessus de 30 UM car en dessous, des écarts allant jusqu'à 6% peuvent être observés entre les valeurs de doses mesurées et calculées (Figure III-5). McCurdy *et al.* (103) pensent que ce manque de linéarité pour les faibles valeurs d'UM s'explique par la perte de trames qui survient lors du transfert des données de la mémoire tampon vers le CPU. Mais cet inconvénient ne constitue pas de problème pour la suite de nos travaux puisque le seuil de 30 UM est généralement dépassé pour la plupart des faisceaux de RCMI.

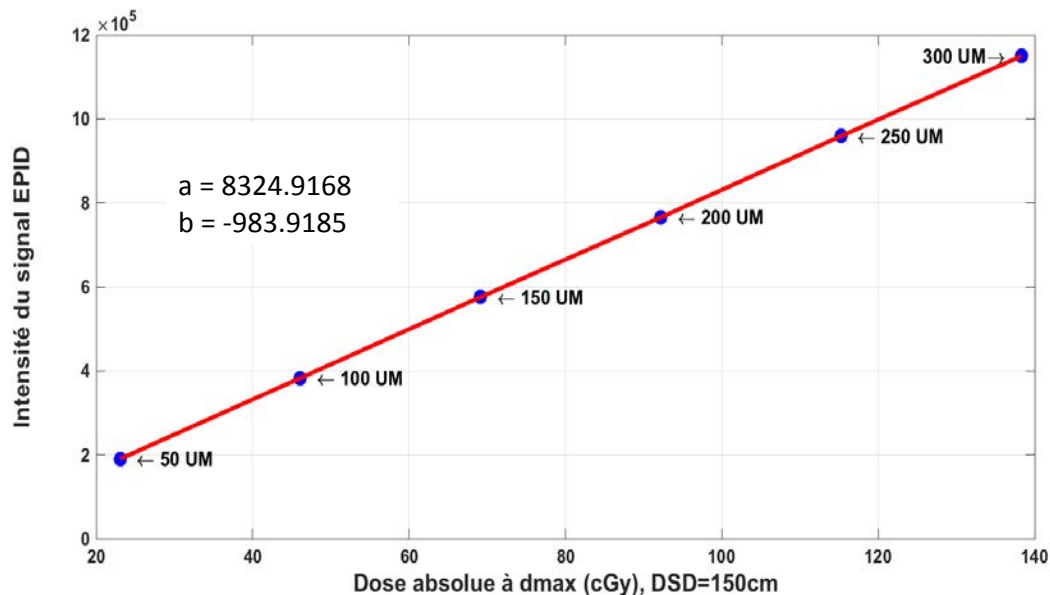


Figure III-4 : Fonction de réponse en dose f_{RCMI} pour convertir le signal S_{EPID} en niveau de gris, en dose (D_{mes}) telle que $D_{mes} = (S_{EPID} - b)/a$. Pour une meilleure visualisation, la droite est tracée uniquement pour les valeurs d'UM supérieures à 30UM.

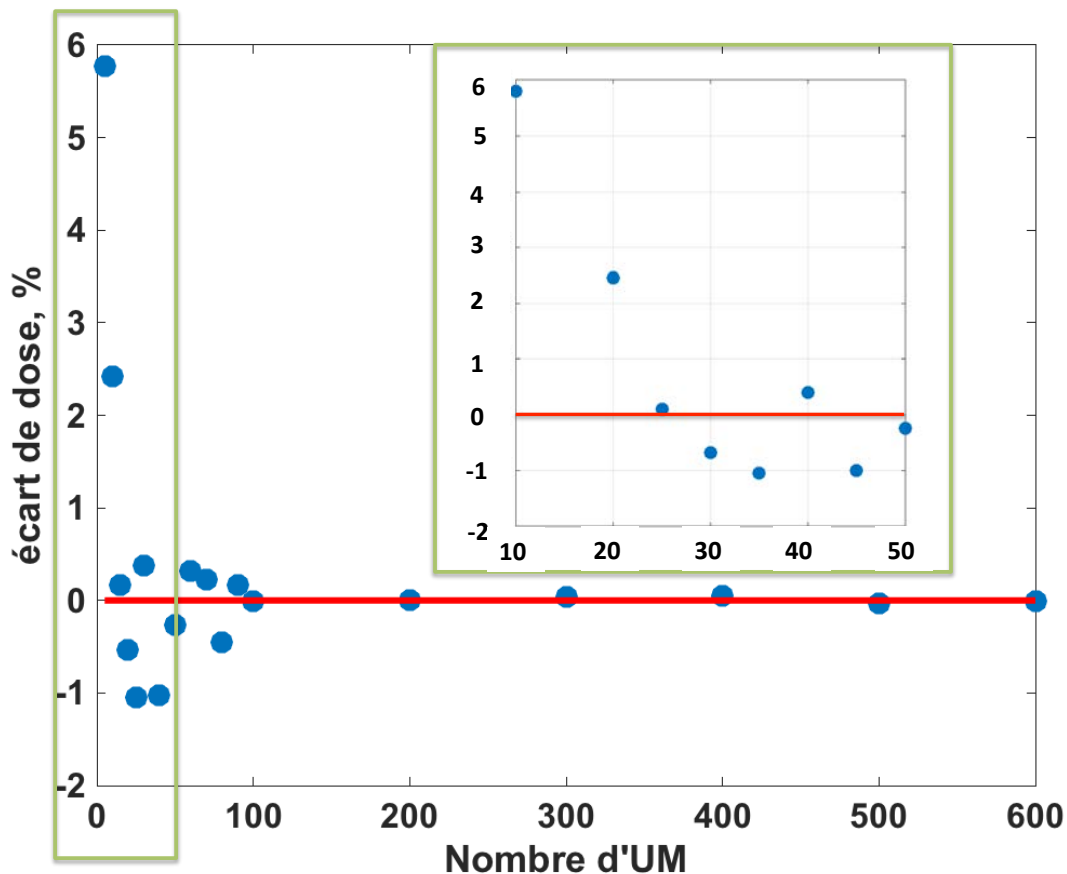


Figure III-5 : Ecart entre la valeur de dose délivrée et celle mesurée à partir de f_{RCMI} avec zoom sur les valeurs en dessous de 50 UM.

III.3.2.2 Fonction de réponse en dose pour les traitements VMAT, f_{VMAT}

i. Matériel et méthode

Dans le cas des traitements VMAT, le bras de la machine délivre la dose au patient en effectuant une rotation complète autour de l'isocentre en 60 secondes. La dosimétrie de transit pour ce type d'irradiation peut être réalisée par sommation de toutes les doses 3D individuelles obtenues à partir de chaque trame par rétroprojection dans le patient. Ainsi donc, plus le nombre de trames est élevé et plus la dose reconstruite dans le patient sera précise. En revanche, un nombre important de trames signifie aussi que chacune d'elles a été acquise pour une très faible dose. Par exemple, dans le cas des traitements VMAT du cancer de la prostate, environ 650 trames sont acquises par arc et avec une dose totale délivrée de 400 UM, cela représente environ 0.6 UM pour une seule trame. Par ailleurs, le nombre élevé des trames pourrait avoir des conséquences sur le temps de calcul de la distribution de dose en 3D. Selon McCowan *et al.* (104), seulement

50 images suffisent pour reconstruire la dose totale absorbée dans le patient lors de traitements d'arthérapie, ce qui revient en pratique à acquérir une image tous les 7 degrés d'angulation environ.

Pour toutes ces raisons, un nouveau paramètre a été introduit pour définir à l'avance le nombre d'images qui sera recueilli après l'irradiation. Ce paramètre est le **nombre de trames cumulées (NTC)**. Par exemple si 60 trames sont acquises avec un arc de 100UM et que le NTC=3, les 3 premières trames recueillies sont additionnées entre elles pour former une « **sous image** ». Le même processus est répété pour les 3 trames suivantes et ainsi de suite jusqu'au 3 dernières. On obtient ainsi dans cet exemple 20 sous images. S'il arrive que les dernières trames acquises ne sont pas égales au NTC, elles seront quand même additionnées entre elles pour former la dernière sous images. La Figure III-6 ci-dessous illustre la prise en compte de ce nouveau paramètre.

Nous avons ainsi établi une fonction de réponse en dose propre aux paramètres **NTC de 3, 6, 9, et 12**. Pour se faire, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 200, 300, 320, 340, 360, 380, 400, 420, 440, 460, 480, 500, 520, 540, 560, 580 et 600 UM ont été délivré sur l'EPID, chacun sur un arc entier. Les faisceaux ont tous une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, pour une énergie de 10 MeV et un débit de dose égale à 600 UM.min^{-1} . Pour chaque irradiation le NTC a été appliqué aux trames recueillies et la valeur moyenne du signal au centre des sous-images obtenues a été comparée à la dose correspondante dans le fantôme d'eau, c'est à dire à $(D_{max,TPS}/\text{Nombre de sous images})$.

ii. Résultats et discussion

Le protocole de mesures défini pour le calcul de la fonction de réponse des traitements par arthérapie a permis de définir une fonction linéaire correspondant aux différentes valeurs de NTC par interpolation avec les données mesurées (voir Figure III-7). Quelle que soit la fonction utilisée pour mesurer la dose absorbée dans le fantôme d'eau, l'écart avec celle calculée sur le TPS est inférieure à 1.5%. La pente des droites interpolées ainsi que l'ordonnée à l'origine sont respectivement désignés par a et b sur la même figure.

Ces fonctions ont été définies pour répondre au besoin d'étalonnage en dose de l'EPID aux faibles doses et dans le but de pouvoir faire varier le paramètre NTC afin de contrôler le nombre total de sous images et le réduire à un nombre optimal avant l'étape de rétroprojection dans le patient.

Par la suite, lorsqu'il s'agira d'irradiation volumétrique, les trames seront cumulées en fonction du NTC et la fonction de réponse $f_{VMAT,NTC}$ correspondante sera appliquée à chaque sous images.

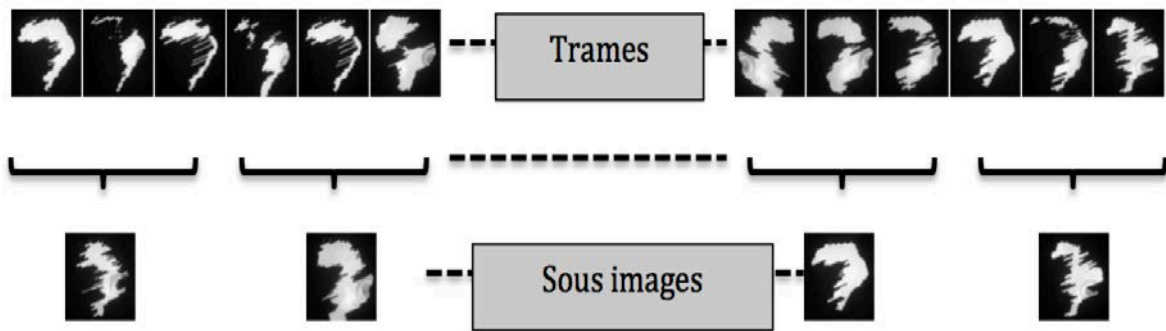


Figure III-6 : Prise en compte du nombre de trames cumulées pour un NTC=3. Les trames présentées dans ce schéma sont issues d'un traitement VMAT d'une localisation prostatique du cancer.

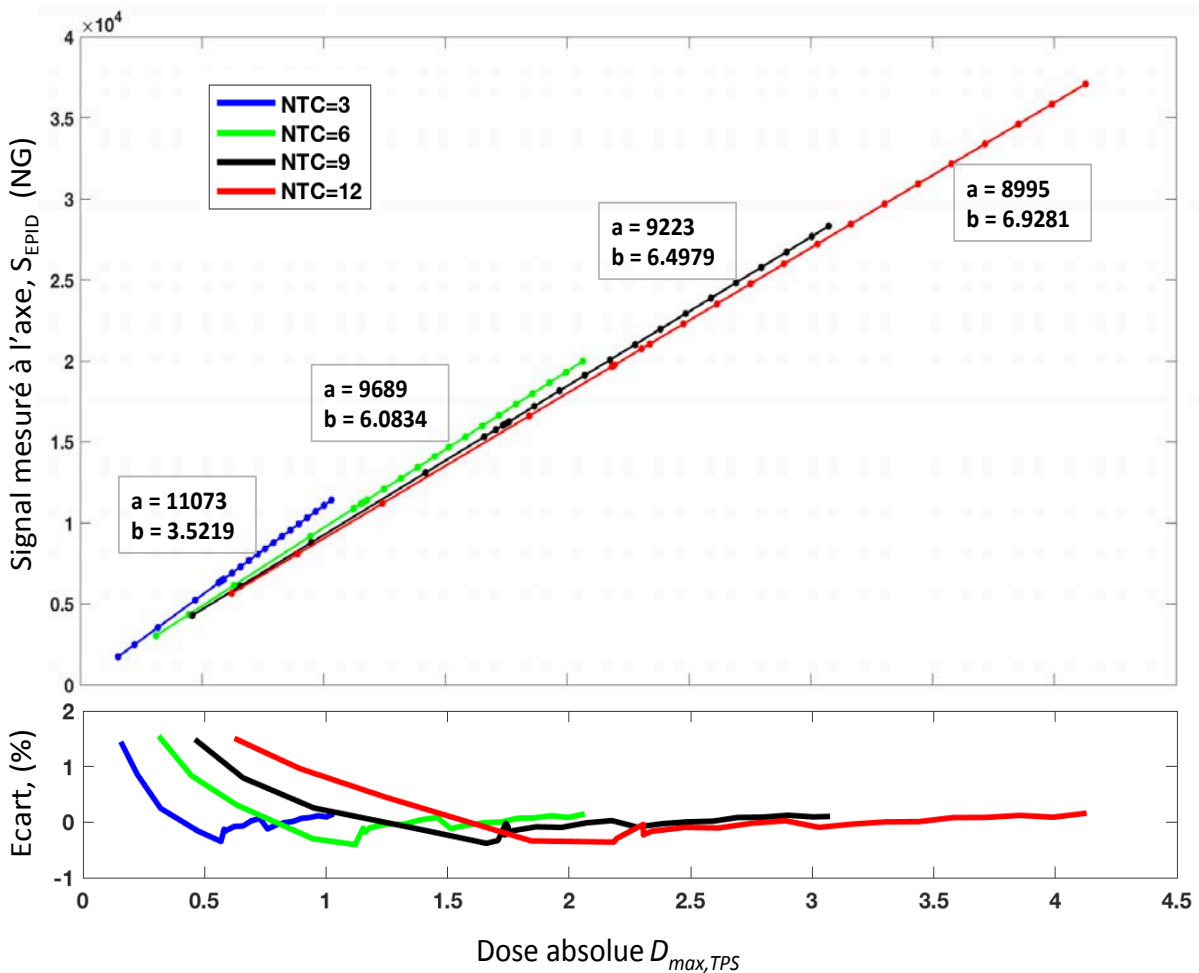


Figure III-7 : Fonctions linéaires de réponse en dose correspondants aux traitements VMAT pour un NTC égale à 3, 6, 9 et 12 (en trait continu, figure du dessus). Sur cette même figure, les pointillés représentent les valeurs calculées de la dose à partir du TPS. Le signal S_{EPID} est mesuré à l'axe et correspond à la valeur moyenne des sous images. La figure du dessous représente l'écart entre la dose calculée dans le fantôme d'eau et celle mesurée avec la fonction de réponse associée. L'écart oscille globalement entre -0.6% et 1.5%.

III.3.3 Calcul du kernel $K_{ij}^{matériel}$

III.3.3.1 Matériel et méthode

Le kernel $K_{ij}^{matériel}$ permet de prendre en compte la différence de FOC entre l'EPID et le fantôme. Il a été calculé de façon empirique en suivant les étapes suivantes :

- i. des faisceaux de 100 UM, d'énergie 10 MeV et un débit de 600 UM.min⁻¹ ont été délivrés à 0 degré sur le détecteur avec des tailles de champs de 3×3, 4×4, 5×5, 6×6, 8×8 10×10, 12×12, 15×15, 18×18 et 20×20 cm²,
- ii. le signal S_{ij}^{EPID} mesuré au centre de chaque image est ensuite converti en dose dans l'eau D_{ij}^{EPID} avec la fonction f_{IMRT} et le kernel de redistribution, en utilisant l'équation ci-après :

$$D_{ij}^{EPID} = f_{IMRT}(S_{ij}^{EPID}) \otimes^{-1} K_{ij}^{matériel}, \quad (III.3b)$$

où $K_{ij}^{matériel}$ est défini selon la méthode de (68) avec les paramètres α_1 , α_2 et α_3 comme suit :

$$K_{ij}^{matériel} = \alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot \frac{e^{-\alpha_3 \cdot r_{ij}}}{r_{ij}^2} \text{ pour } r \neq 0 \text{ (1 pour } r = 0), \quad (III.3c)$$

avec r_{ij} , la distance entre le pixel ij et le centre de l'image. Les paramètres ont été calculés de manière itérative en les ajustant de façon à minimiser l'écart au sens des moindres carrés entre $D_{max,TPS}$ et D_{ij}^{EPID} pour chaque taille de champ.

III.3.3.2 Résultats et discussion

La correction de la dose mesurée avec $K_{ij}^{matériel}$ a permis de prendre en compte la différence de matériau entre l'EPID et le fantôme d'eau (Figure III-8). L'écart maximum entre la dose calculée à l'axe et celle mesurée au centre de l'imageur passe de 2.5% avant correction à 0.25% après correction (Figure III-9). Les paramètres qui définissent le kernel sont $\alpha_1 = 0.8933$, $\alpha_2 = 3.6529e - 06 \text{ cm}^{-2}$, $\alpha_3 = -0.0180 \text{ cm}^{-1}$. Notons que sa mesure a été effectuée pour des irradiations en statique. Il peut néanmoins être appliqué sur des images acquises avec rotation du bras de l'accélérateur. En effet, nous avons vu

dans le chapitre précédent que l'écart maximum entre les courbes de FOC en bras statique et dynamique est de 0.5% (cf. Figure III-10).

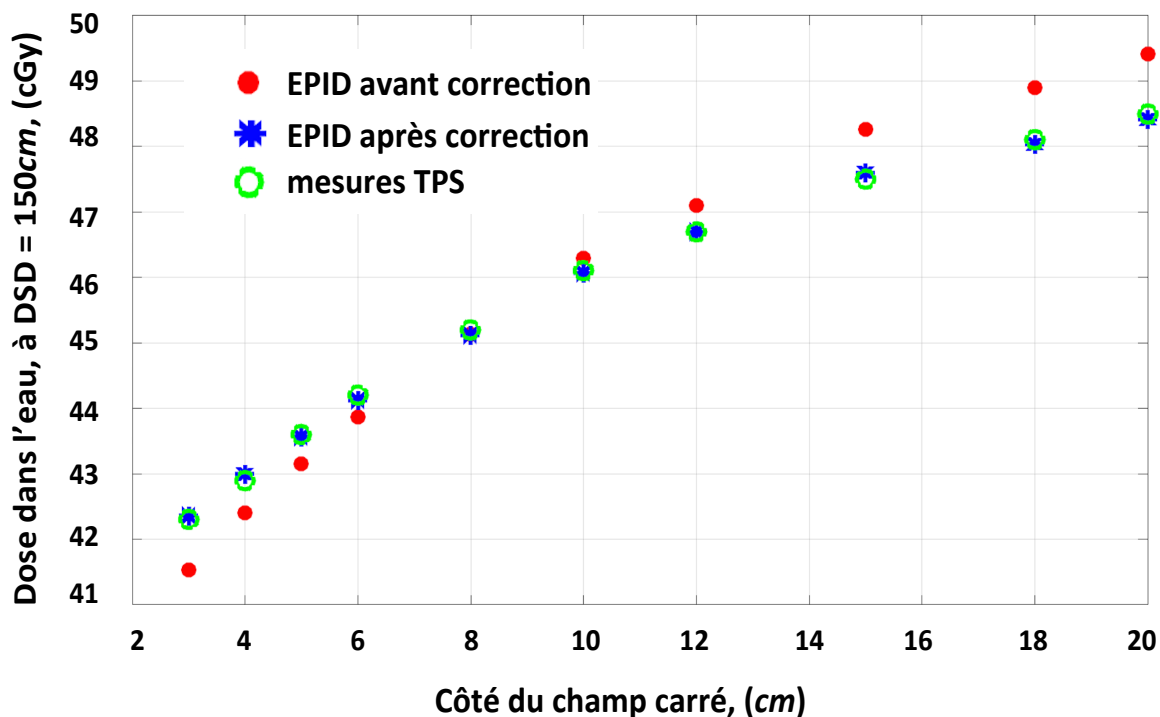


Figure III-8 : Correction de la dose mesurée avec le kernel $K_{ij}^{matériel}$.

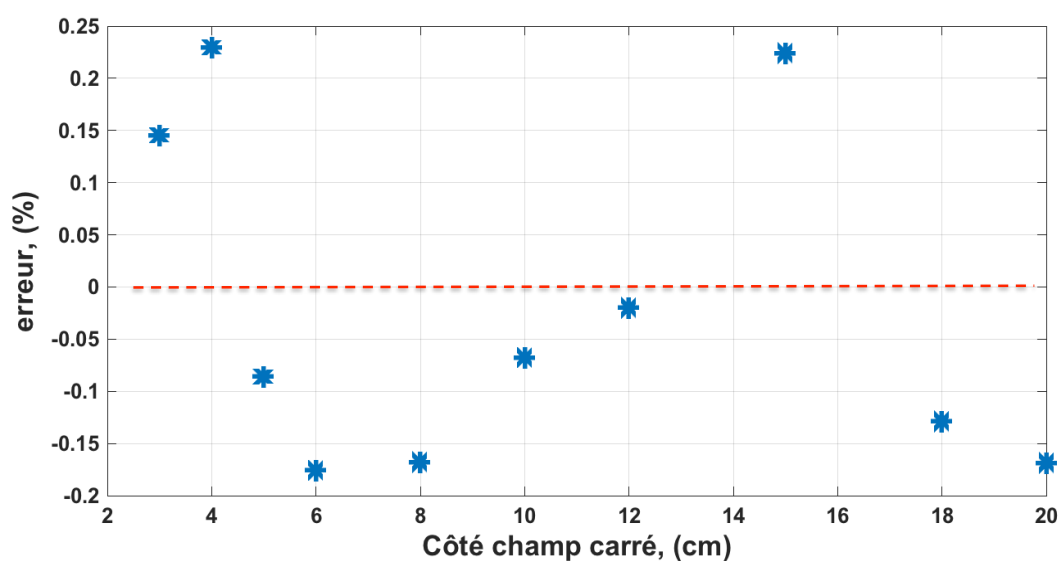


Figure III-9 : Ecart entre la dose à l'axe calculée avec le TPS, $D_{max,TPS}$ et celle mesurée en utilisant l'équation (III.3b).

III.3.4 Calcul du kernel $K_{ij}^{pénombre}$

III.3.4.1 Matériel et méthode

A cette étape du formalisme, seule la dose à l'axe $D_{max,TPS}$ (ponctuelle) est correctement calculée. Un second kernel, $K_{ij}^{pénombre}$ a donc été introduit pour faire également correspondre les profils de dose en 2D, spécialement dans la zone de pénombre, qui nécessite le plus d'attention lorsqu'il s'agit des faisceaux de RCMI et d'arthérapie. Il se présente comme suit :

$$K_{ij}^{pénombre} = \frac{\beta_1}{2\pi\beta_2^2} \cdot e^{-r_{ij}^2/2\beta_2^2}, \quad (III.3d)$$

où r_{ij} est la distance entre le pixel ij et le centre de l'image et β_1 et β_2 sont les paramètres du kernel. Ces derniers sont définis en calculant le coefficient de corrélation entre les profils de la dose portale et ceux de la dose provenant du TPS pour différentes tailles de champs allant de 3×3 à 20×20 cm².

Le coefficient de corrélation est donné par :

$$Coef_{corr} = \frac{\sigma_{EPID,TPS}}{\varepsilon_{EPID} * \varepsilon_{TPS}}, \quad (III.3e)$$

où $\sigma_{EPID,TPS}$ est la covariance entre le profil mesuré à partir de la dose portale et le profil calculé sur Eclipse, avec ε_{EPID} et ε_{TPS} les écarts types qui leur sont associés successivement.

Pour un échantillon $\{(x_i, y_i) | 1 \leq i \leq n\}$ de deux variables X et Y , la covariance se calcule avec l'équation suivante :

$$\sigma_{X,Y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}) \cdot (y_i - \bar{y}), \quad (III.3f)$$

où \bar{x} et \bar{y} sont respectivement les moyennes des variables X et Y .

III.3.4.2 Résultats et discussion

Nous avons dans un premier temps comparé les profils de dose calculés avec le TPS, et ceux mesurés à partir de l'équation (III.3a), uniquement avec le kernel $K_{ij}^{matériel}$ (Figure III-10, du dessus). Comme l'on s'y attendait, les valeurs de dose mesurées au centre des images sont en accord avec les calculs mais lorsqu'on s'éloigne de l'axe, les écarts deviennent importants. En moyenne le coefficient de corrélation des profils est de 0.97 pour tous les champs mesurés, comme l'indique le Tableau III-1.

Dans la Figure III-10 du dessous, les profils de dose mesurés et calculés sont comparés, mais cette fois, les deux kernels $K_{ij}^{pmatériel}$ et $K_{ij}^{pénombre}$ sont utilisés pour convertir les pixels des images EPID en dose. La forme des profils de dose mesurés et calculés présente un meilleur accord lorsque l'on s'éloigne de l'axe central des images, contrairement aux résultats précédents. Le coefficient de corrélation augmente dans ce cas jusqu'à 0.99 en moyenne pour toutes les tailles de champ. Les paramètres calculés pour ce kernel sont : $\beta_1 = 1.131 \times 10^{-3}$ cm et $\beta_2 = 0.25$ cm.

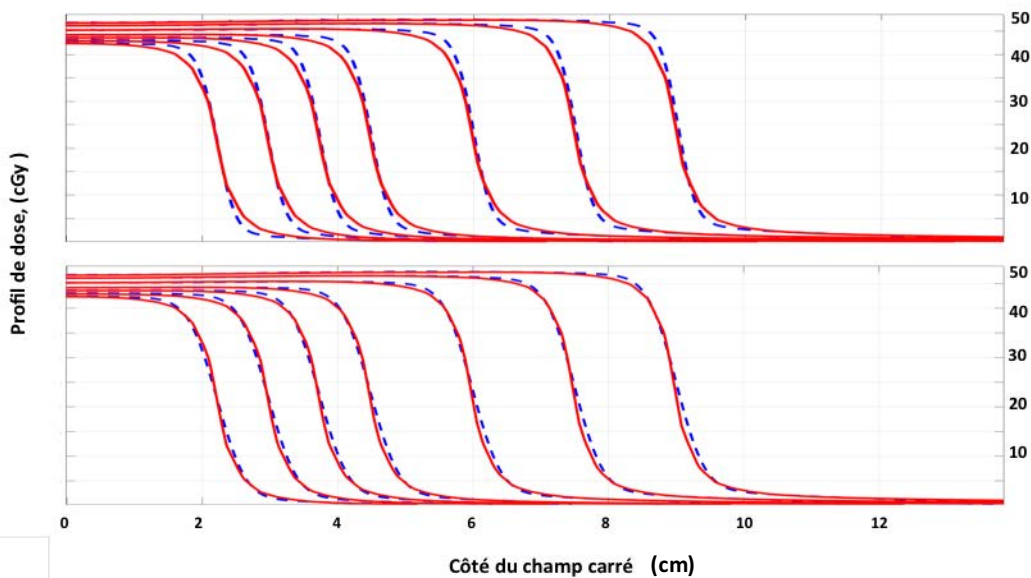


Figure III-10 : Influence du kernel $K_{ij}^{pénombre}$ sur les profils de dose. Les profils calculés sous Eclipse dans le fantôme d'eau de référence sont indiqués en trait rouge continu et en trait bleu discontinu sont représentés les profils de dose reconstruit à partir de l'équation (III.3a), d'abord sans application du kernel de pénombre (au-dessus) et après son application (en dessous). La moitié des profils extraits de la ligne médiane passant par l'axe central des images ont été représentés seulement pour les champs carrés de côté 3, 4, 5, 6, 8, 10, et 12 cm pour une meilleure visualisation.

Côté du Champ carré (cm)	3	4	5	6	8	10	12	15	18	20
Avant $K_{ij}^{pénombre}$	0.974	0.976	0.975	0.979	0.978	0.978	0.976	0.974	0.973	0.972
Après $K_{ij}^{pénombre}$	0.996	0.997	0.998	0.998	0.999	0.999	0.999	0.999	0.999	0.999

Tableau III-1 : Coefficients de corrélation, $Coef_{corr}$ obtenus en comparant les profils de dose calculés avec le TPS dans le fantôme de référence et les profils mesurés avec l'EPID avant et après application du kernel de correction des pénombres, pour différentes taille de champ.

III.4 Contrôle qualité prétraitement

III.4.1 Matériel et méthode

III.4.1.1 *Contrôle qualité des faisceaux*

L'équation générale (III.3a) présentée dans ce chapitre permet de calculer la distribution de dose planaire dans le fantôme d'eau de référence à partir de la valeur des pixels en niveau de gris mesurés avec l'EPID sur toute sa surface de détection. Ce formalisme peut être utilisé pour le contrôle qualité (CQ) prétraitement des plans de RCMI et de VMAT dans le but de détecter des erreurs potentielles pouvant influencer les traitements cliniques tels que :

- la position des lames du MLC,
- la rotation du collimateur,
- la fuite des faisceaux de photons à travers les lames du MLC,
- la dose délivrée,
- la sélection d'un plan provenant d'un autre patient.

L'EPID est irradié « à vide » (sans patient ni fantôme) et la table de traitement est rétractée. La DSD reste fixée à 150 cm pour rester dans les mêmes conditions qui ont permis l'étalonnage en dose absorbée.

Concernant les traitements de RCMI, 7 faisceaux modulés issus d'un plan de traitement d'une tumeur des bronches ont été délivrés sur l'EPID. Les images acquises sont converties en distribution de dose absorbée dans l'eau et comparées à celle calculée par le TPS.

Le même processus de vérification est utilisé pour 5 plans de traitement VMAT du cancer de la prostate. Chaque plan est constitué de 2 champs rapidarc (RA), délivrés

pendant une rotation complète du bras, l'un dans le sens horaire et l'autre dans le sens anti-horaire. Les sous images obtenues avec un NTC=6 sont converties en distribution de dose dans l'eau. Puis elle sont toutes sommées entre elles afin d'obtenir la distribution de dose totale absorbée dans l'eau à la profondeur d_{max} . Cette dernière est finalement comparée à la distribution de dose calculée sur le TPS, délivré avec une position du bras fixé à 0 degré.

III.4.1.2 Comparaison entre les distributions de dose calculées et mesurées avec l'indice gamma

La comparaison des distributions de dose calculées par le TPS et évaluées par l'EPID est effectuée à l'aide de l'indice gamma. C'est une méthode de comparaison quantitative adaptée pour la comparaison des distributions de dose dans les régions de fort et de faible gradient (105).

La dose portale évaluée avec l'EPID, $D_{EPID}(\vec{p}_m)$ est comparée au calcul de référence du TPS, $D_{TPS}(\vec{p}_r)$, respectivement aux pixels \vec{p}_m et \vec{p}_r .

Entre ces 2 pixels, la différence de dose est définie comme :

$$\delta(\vec{p}_m, \vec{p}_r) = D_{EPID}(\vec{p}_m) - D_{TPS}(\vec{p}_r), \quad (III.4a)$$

et la distance qui les sépare est :

$$r(\vec{p}_m, \vec{p}_r) = |\vec{p}_m - \vec{p}_r|. \quad (III.4b)$$

Le pixel de référence \vec{p}_r a pour homologue le plus proche, le pixel \vec{p}_m , pour lequel la valeur de $\Gamma(\vec{p}_m, \vec{p}_r)$ est la plus petite. Cette valeur est l'indice gamma du pixel de référence :

$$Y(\vec{p}_r) = \min\{\Gamma(\vec{p}_m, \vec{p}_r)\} \quad \forall \{\vec{p}_m\}, \quad (III.4c)$$

où $\Gamma(\vec{p}_m, \vec{p}_r)$ se définit comme suit :

$$\Gamma(\vec{p}_m, \vec{p}_r) = \sqrt{\frac{r^2(\vec{p}_m, \vec{p}_r)}{\Delta d^2} + \frac{\delta^2(\vec{p}_m, \vec{p}_r)}{\Delta D^2}} \quad \forall \{\vec{p}_m\}. \quad (III.4d)$$

Avec Δd et ΔD les critères de distance d'agrément (DTA) et de différence de dose respectivement. Le second critère peut être défini localement, par exemple $x\%$ de la valeur du pixel de référence \vec{p}_r ou bien globalement, par exemple $x\%$ de la dose totale prescrite.

Le calcul de $\Gamma(\vec{p}_m, \vec{p}_r)$ est illustré dans la Figure III-11 pour un pixel donné de la dose de référence.

Si $Y(\vec{p}_r) \leq 1$, la distribution de dose mesurée est acceptée pour ce point de référence. Dans le cas contraire, si $Y(\vec{p}_r) > 1$, elle est rejetée. La comparaison entre les deux distributions de dose peut ainsi être quantifiée en termes de pourcentage de points qui passent le critère d'acceptation. Cette évaluation est applicable aussi bien pour des distributions de dose en 1D qu'en 2D et 3D.

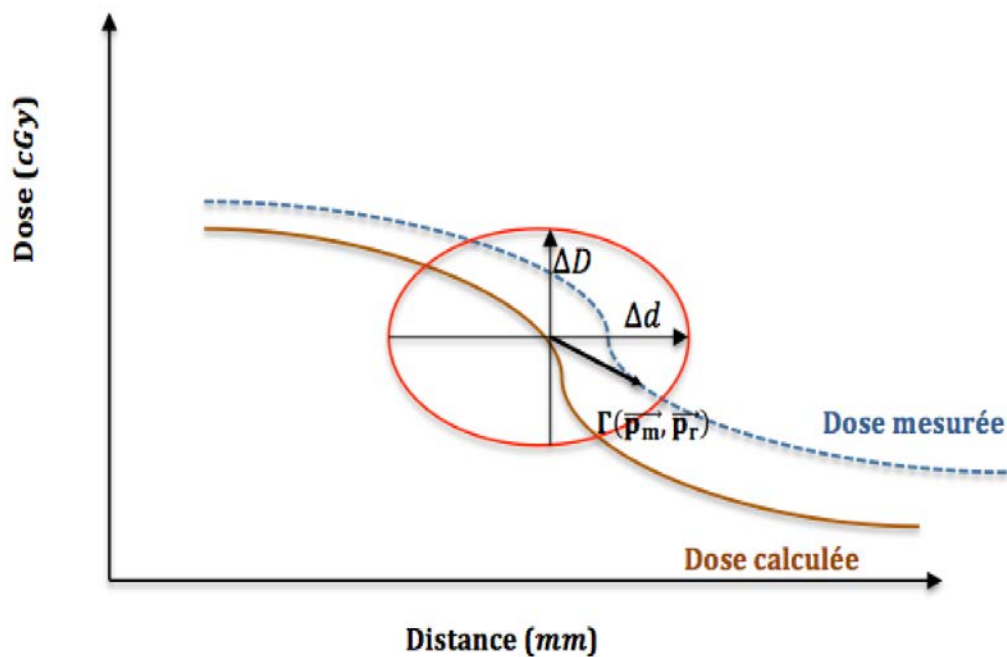


Figure III-11 : Illustration de l'analyse gamma combinant à la fois une comparaison de distance et une comparaison de dose. Cette double comparaison résumée à travers l'équation III.4d peut être assimilée à une ellipse à l'intérieur de laquelle l'indice Y est calculé entre les pixels \vec{p}_r et \vec{p}_m .

III.4.2 Résultats et discussion

Le Tableau III-2 montre le résultat du CQ prétraitement obtenu pour les plans de RCMI et de VMAT. L'analyse gamma a été effectuée en global, avec comme critères 3% du maximum de dose et un DTA de 2 mm. Elle a aussi été analysée en local avec les critères 3% et 2 mm. On observe pour tous les faisceaux contrôlés que l'analyse gamma a un pourcentage de points passants le critère d'acceptation supérieur à 95% pour l'évaluation en global et supérieur à 90% en local.

La Figure III-12 montre un exemple de résultat de CQ prétraitement d'un champ rapidarc. La dose portale obtenue par application de l'équation (III.3a) sur les images EPID y est représentée avec l'analyse gamma associée. Le profil des distributions de dose mesurées et calculées, passant par l'axe, est également représenté dans la direction x et y. Dans cet exemple, le nombre de points ayant un indice gamma inférieur à l'unité est de 99.96% en global et de 95.43% en local (calcul gamma non représenté).

Au sein du service de radiothérapie où nous avons effectué nos travaux, le contrôle qualité des faisceaux est effectué sur le clinac TrueBeam avec un algorithme fourni par le constructeur. Ce dernier présente quelques différences par rapport au formalisme que nous avons mis en place :

- les images EPID sont acquises en mode intégré,
- l'acquisition est faite à une DSD de 100 cm,
- L'algorithme est fondé sur une approche directe permettant de prédire la matrice de dose qui sera acquise avec l'EPID, d'où son nom de « Portal Dose Image Prediction, (PDIP) », (102). Avec cette méthode, lorsque les doses portales présentent un pourcentage de points ayant un gamma inférieur à 1, de 95% en global (3%-2 mm) et de 90% en local (3%-2 mm), les faisceaux contrôlés sont validés pour le traitement. Si l'on se base sur ces critères cliniques, on peut dire que la méthode présentée dans ce chapitre, peut être également utilisée à des fins d'assurance qualité des plans de traitement.

RCMI			VMAT		
Champs	Gamma global 3%-2 mm	Gamma local 3%-2 mm	Champs	Gamma global 3%-2 mm	Gamma local 3%-2 mm
A	99.46	97.64	A	99.99	94.35
B	97.36	92.55	B	100	96.15
C	99.71	97.65	C	100	94.33
D	98.80	96.38	D	100	97.43
E	99.45	96.79	E	99.99	94.76
F	99.07	96.91	F	99.99	96.88
G	98.84	96.90	G	99.96	95.43
			H	99.96	94.15
			I	99.90	93.87
			J	99.99	96.19

Tableau III-2 : Résultat du prétraitement de champs de poumon (RCMI) et de prostate (acthérapie) délivrés avec une énergie de 10 MeV.

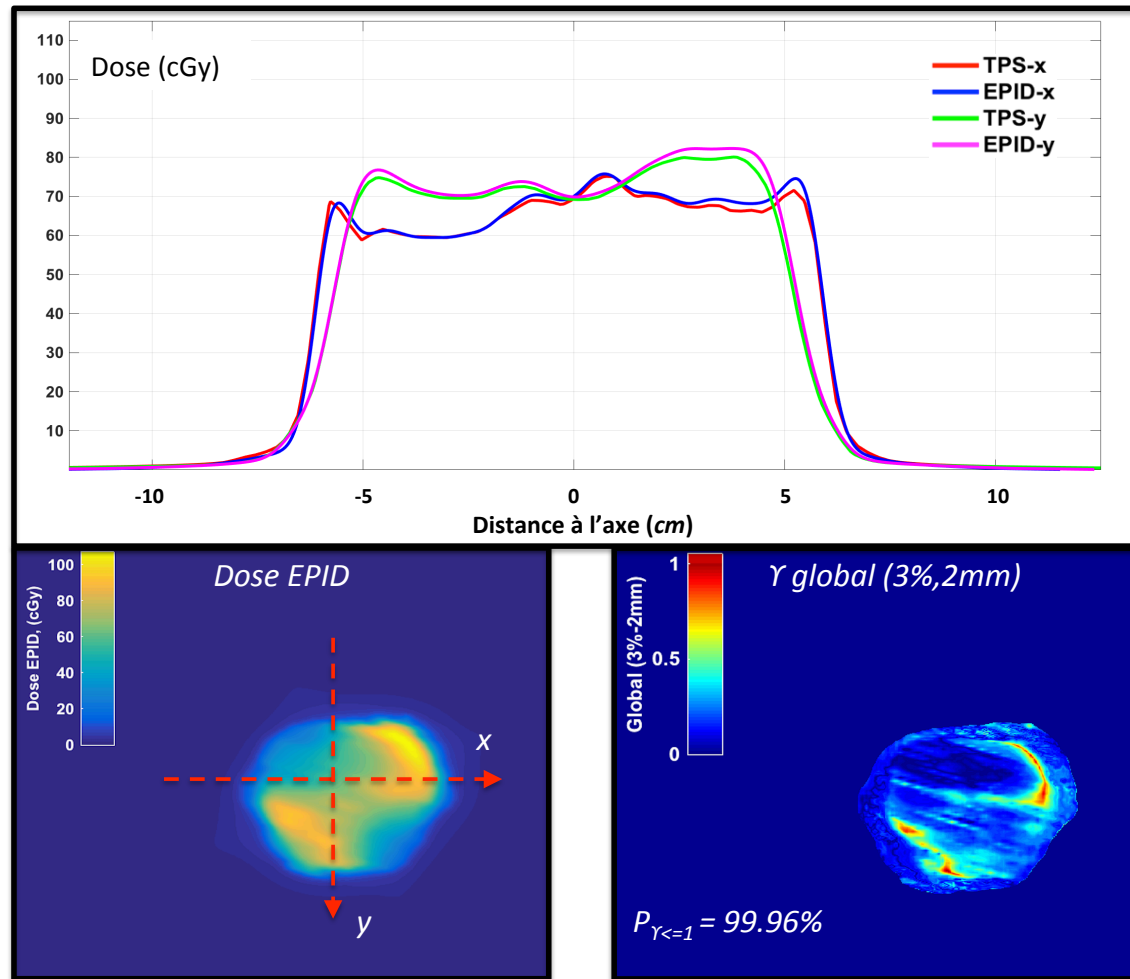


Figure III-12 : Résultats du prétraitement d'un champ Rapidarc, avec un NTC=6. La distribution de dose portale mesurée avec les images EPID (en bas à gauche) a été comparée à la dose planaire calculée sur le TPS dans le cube d'eau de référence à 2.5cm sous la surface, pour une DSD de 150 cm. L'analyse gamma en global, 3%-2 mm est également représentée en 2D (en bas à droite), les pixels de couleur rouge sont ceux qui ont un indice gamma supérieur à 1. Les profils de dose en x et en y ont également été comparés entre les deux distributions de dose (au-dessus).

Synthèse

L'étude réalisée dans ce chapitre a permis de réaliser la première étape nécessaire à la rétroprojection de la dose dans le patient. Elle consiste à transformer les images portales en dose planaire absorbée dans un fantôme d'eau à la profondeur du maximum de dose, soit à 2.5 cm pour un faisceau de 10 MV.

Cependant, avant d'appliquer l'algorithme de conversion en dose sur les images, celles-ci doivent d'abord subir une correction dont le but est de restaurer l'influence du cône égalisateur sur les profils de dose, modifiés indirectement par la correction des matrices de FF.

Une fois l'étape de prétraitement réalisée, la dose portale est calculée en utilisant une fonction de réponse appropriée définie en fonction du mode de traitement et en fonction du NTC lorsque l'irradiation est réalisée en rotation continue du bras. Un kernel matériau est ensuite rajouté au formalisme pour prendre en compte la différence de FOC entre l'EPID et l'eau. Enfin, un kernel de pénombre permet de corriger les profils de dose.

Le formalisme général ainsi établi a été testé en irradiant l'EPID « à vide » avec des champs de traitements de RCMI et de VMAT. Ils présentent tous un pourcentage de points ayant un indice gamma <1 au-dessus de 95% en global et au-dessus de 90% en local (3%-2 mm), permettant leur validation en tant que prétraitement pour des irradiations ultérieures sur patient.

Chapitre IV

Rétroprojection de la dose planaire reconstruite à l'isocentre dans un milieu homogène

Introduction

Dans ce chapitre nous allons reconstruire la distribution de dose absorbée en 2D à mi-épaisseur dans un fantôme homogène cubique et d'épaisseur variable, à partir des images portales de transit.

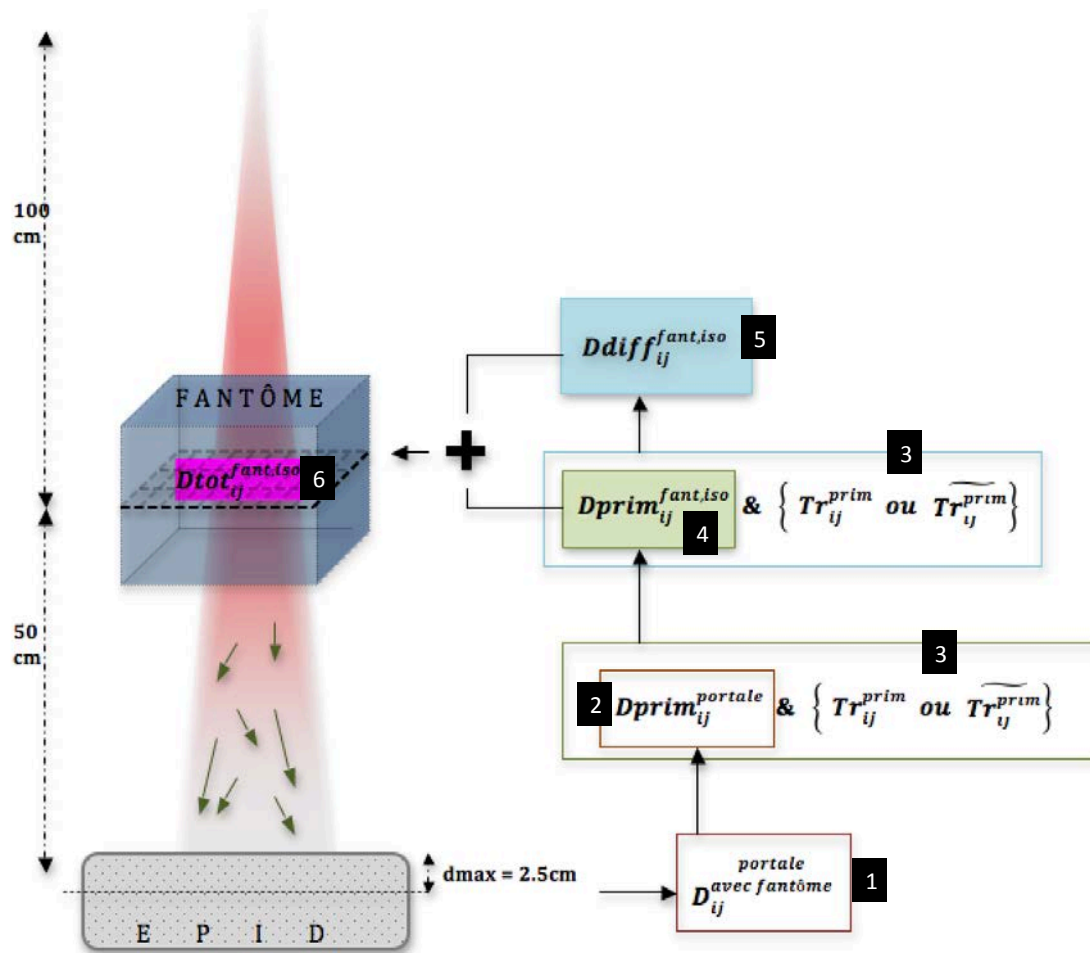
Pour se faire, un algorithme de rétroprojection en 2D adapté des travaux de Wendling *et al.* (68) a été implémenté sous Matlab (R2015b, Mathematical computing software, USA). Il permet de prendre en compte un certain nombre de paramètres tels que :

- les photons diffusés venant du fantôme et rajoutant de la dose sur les images de transit,
- l'inverse carré des distances,
- l'atténuation des faisceaux dans le fantôme,
- la diffusion des photons dans le plan d'isocentre.

Un schéma de la méthode est fourni dans la page qui suit. Il permet d'avoir une vue d'ensemble des étapes de rétroprojection.

Dans un premier temps, l'algorithme de rétroprojection (modélisé pour un faisceau de 10 MV de débit de dose égal à 600 UM.min⁻¹) a été évalué sur des fantômes équivalents eau de différentes épaisseurs avec des champs carrés. Puis il a été testé avec des faisceaux issus de traitements RCMi de la prostate sur un fantôme de 25 cm d'épaisseur. Pour chaque vérification, la dose reconstruite a été comparée avec le calcul exporté du TPS à l'aide d'une analyse gamma en global (3% du maximum de dose et 2 mm de DTA).

Etapes de rétroprojection de la dose dans le plan d'isocentre en milieu homogène.



- 1) Les images portales acquises avec l'EPID en présence du fantôme sont transformées en dose dans l'eau, $D_{ij}^{portale \text{ avec fantôme}}$ à la profondeur du maximum de dose (2.5 cm pour les faisceaux de 10MV), [Eq. (III.3a)].
- 2) L'équation (IV.3b) permet d'enlever la part des diffusés provenant du fantôme pour obtenir la dose portale primaire, $D_{ij}^{portale}$.
- 3) La transmission primaire peut être soit estimée, $\overline{Tr_{ij}^{prim}}$ en utilisant l'équation (IV.4a) soit mesurée, Tr_{ij}^{prim} à l'aide notamment des images acquises sans fantôme [Eq. (IV.3c)].
- 4) La dose portale primaire est associée à la transmission primaire pour être convertie en dose primaire absorbée dans le fantôme, $D_{ij}^{prim \text{ fant, iso}}$ [Eq. (IV.3d)].
- 5) La dose diffusée dans le fantôme, $D_{ij}^{diff \text{ fant, iso}}$ est calculée en utilisant le polynôme RDP (Tr_{ij}^{prim}) et un kernel de redistribution prenant en compte la dépendance de la taille de champ [Eq. (IV.3g)].
- 6) La dose primaire et la dose diffusée sont additionnées pour former la dose totale absorbée à l'isocentre en 2D dans le fantôme, $D_{ij}^{tot \text{ fant, iso}}$.

IV.1 Matériel

Plusieurs fantômes homogènes d'épaisseurs variables ont été utilisés. Ils sont formés par la superposition de plaques en poly-méthylméthacrylate (PMMA) de dimension $30 \times 30 \times 0.5 \text{ cm}^3$ d'une masse volumique de 1.18 g.cm^{-3} . Pour la suite de nos travaux, ce matériau sera considéré comme équivalent eau, c'est à dire avec une masse volumique de 1 g.cm^{-3} . Au total, 8 fantômes d'épaisseur 5, 11, 15, 20, 25, 30, 35 et 40 cm ont été confectionnés pour cette étude. Pendant l'irradiation, ils sont positionnés sur la table de traitement, de manière à faire correspondre le point d'isocentre de la machine, situé à 100 cm de la source avec leur centre géométrique (voir Figure IV-1). De ce fait, pour chaque fantôme utilisé, l'épaisseur des plaques au-dessus et en dessous du plan de reconstruction est la même.



Figure IV-1 : Système permettant la mesure de la distribution de dose 2D dans le plan d'isocentre d'un fantôme de 25cm d'épaisseur. Les lignes vertes représentent les lasers permettant le positionnement des patients sur la table. Leur point de croisement représente le point d'isocentre de la machine. L'EPID est situé derrière le fantôme avec son bras rétractable.

Des images scanner de tous ces fantômes ont été réalisées afin de créer des modèles de référence avec Eclipse, à partir desquels les distributions de doses reconstruites dans le plan d'isocentre seront comparées. Dans la suite, nous appellerons $D_{ROI}^{TPS,iso}$ la dose sur l'axe et $D_{ij}^{TPS,iso}$ la dose au pixel (i, j) , calculées toutes les deux à l'isocentre, sur le TPS. Le terme ROI désigne la région d'intérêt au centre de l'image (valeur moyenne des pixels dans un carré de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ autour de l'axe central du faisceau) et le couple (i, j) désigne la position du pixel sur les images.

Toutes les mesures sont réalisées avec l'EPID situé à 150 cm de la source pour respecter les conditions d'étalonnage vues dans le chapitre précédent. Par ailleurs, les faisceaux sont délivrés avec une position du bras fixe à 0 degré et ont tous une énergie de 10 MeV avec un débit de 600 UM.min^{-1} .

IV.2 Prise en compte des diffusés du fantôme vers l'EPID, $C_{diffusion}$

IV.2.1 Matériel et méthode

Lorsqu'une image est acquise avec un fantôme entre la source et le détecteur, elle est d'abord convertie en dose portale $D_{ij}^{portale}$ avec l'équation (III.3a) établie dans le chapitre précédent. Une partie de cette dose provient de la diffusion de photons secondaires provenant du fantôme vers l'imageur. Elle peut être ainsi décomposée en dose portale primaire, $D_{ij}^{prim,portale}$, qui serait obtenue à partir des photons venant directement de la tête de l'accélérateur, et en dose diffusée, η_{ij} créée par l'interaction des photons avec le fantôme :

$$D_{ij}^{portale} = D_{ij}^{prim,portale} + \eta_{ij} \quad (IV.2a)$$

Afin d'éliminer la contribution des photons diffusés sur les images de dose portale, une méthode proposée par Wendling *et al.* (68) a été utilisée. Elle consiste d'abord à calculer la transmission totale, Tr_{ij}^{totale} en faisant un rapport des doses portales obtenues avec et sans fantôme entre la source et l'EPID :

$$Tr_{ij}^{totale} = \frac{D_{ij}^{avec\ fantome\ portale}}{D_{ij}^{sans\ fantome\ portale}} \quad (IV.2b)$$

$$= \frac{D_{ij}^{prim\ portale} + \eta_{ij}}{D_{ij}^{sans\ fantome\ portale}} \quad (IV.2c)$$

$$= Tr_{ij}^{prim} + \frac{\eta_{ij}}{D_{ij}^{sans\ patient\ portale}}, \quad (IV.2d)$$

où Tr_{ij}^{prim} est la transmission primaire, c'est à dire celle qui serait mesurée si aucun photon secondaire créé dans le fantôme n'atteignait l'imageur. Si l'on considère que la dose diffusée se répartit uniformément sur toute la surface de l'imageur, elle peut être définie en appliquant un coefficient de diffusion, $C_{diffusion}$ sur l'ensemble de la dose portale obtenue en présence du fantôme :

$$\eta_{ij} = \left(\sum_{ij} D_{ij}^{avec\ fantome\ portale} \right) \cdot C_{diffusion} \quad (IV.2e)$$

Dans l'équation ci-dessus, la sommation des pixels concerne tous ceux qui se situent dans le champ d'irradiation et $C_{diffusion}$ représente la constante de diffusion. En réalité, la dose diffusée dépend de l'épaisseur de fantôme et de sa distance à l'EPID (air gap). Dans notre cas, l'approximation qui en est faite se justifie puisque l'EPID est situé assez loin du fantôme (à 50 cm de l'isocentre), ce qui va tendre à réduire la contribution des photons diffusés sur l'image portale. En plus les matrices de photodiodes se trouvent en dessous d'une plaque de cuivre de 1mm d'épaisseur qui a pour rôle initial de filtrer les photons de basse énergie, y compris les photons diffusés provenant du fantôme.

En combinant les équations (IV.2b), (IV.2d) et (IV.2e), la constante de diffusion prend la forme suivante :

$$C_{diffusion} = \frac{\left(\frac{D_{ROI}^{avec\ fantome}}{D_{ROI}^{sans\ fantome}} - Tr_{ROI}^{prim} \right) \cdot D_{ROI}^{sans\ patient}}{\sum_{ij} D_{ij}^{avec\ fantome}} \quad (IV.2f)$$

où ROI signifie qu'elle est calculée au centre des images. La transmission primaire ne dépend pas de la taille de champ mais ce n'est pas le cas de la transmission totale. Pour des tailles de champs très petites (proche de 0×0 cm²), la quantité des diffusés venants du patient à l'EPID est négligeable et l'on peut considérer, dans ce cas critique, que les deux transmissions sont égales. Partant de cette hypothèse, la transmission primaire a été calculée pour un fantôme de 20 cm d'épaisseur en suivant les étapes suivantes :

- le fantôme a été irradié avec des faisceaux d'énergie 10 MV (600 UM.min⁻¹), 100 UM et des tailles de champs carrés de côté $T_{Champ} = 3, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 15, 18$ et 20 cm. Les mêmes mesures ont été répétées à vide et la transmission Tr_{ROI}^{totale} a été calculée dans l'axe autour de la ROI pour toutes les tailles de champs à partir de l'équation (IV.2b),
- les mesures obtenues ont été tracées en fonction de T_{Champ}^2 et interpolées avec un polynôme de degré 3,
- puis la valeur de Tr_{ROI}^{totale} pour un champ de 0×0 cm² est extrapolée du polynôme. Théoriquement, cette valeur est aussi égale à Tr_{ROI}^{prim} .

Finalement le coefficient de diffusion est déterminé en reportant les valeurs obtenues pour le champ carré de côté 3×3 cm² dans l'équation (IV.2f).

IV.2.2 Résultats et discussion

Sur la Figure IV-2 les valeurs mesurées de la transmission totale ont été représentées en fonction de la surface du faisceau. Elle varie de 0.4014 pour le champ de 3×3 cm² à 0.4813 pour le champ de 20×20 cm². Pour une taille de champ qui tend vers 0, l'interpolation des mesures a permis d'obtenir une valeur de 0.400. Cette valeur est aussi attribuée à la transmission primaire pour le fantôme de 25 cm d'épaisseur. Elle a permis de calculer un coefficient de diffusion $C_{diffusion}$ de 2.0339e-07.

La part de diffusés η_{ij} peut ainsi être calculée en utilisant cette constante quelle que soit la taille de champ, étant donné qu'elle est multipliée avec la valeurs des pixels se trouvant uniquement dans la surface irradiée, [voir Eq. (IV.2e)].

Par ailleurs, ce coefficient a été calculé à partir des mesures réalisées sur un fantôme de 25 cm d'épaisseur. C'est à dire que dans notre modèle, il ne dépend pas des dimensions du volume irradié. Il s'agit très certainement d'une approximation, mais comme évoqué plus haut, la quantité de photons diffusés provenant du fantôme est assez faible pour ne pas influencer les calculs de rétroprojection de la dose, et ce quelle que soit l'épaisseur du fantôme ou du patient exposé aux faisceaux de photons.

D'autres modèles de calculs utilisent plutôt une approche itérative pour calculer la part de dose portale provenant des diffusés du patient. Cette méthode permet d'avoir des valeurs plus précises notamment pour de faibles distances entre le volume irradié et le détecteur (106,107).

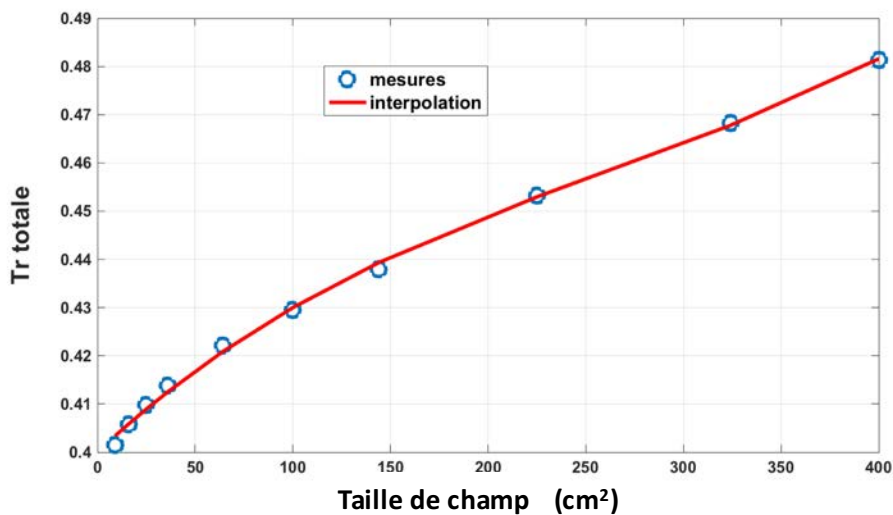


Figure IV-2 : Transmission totale mesurée sur un fantôme de 25 cm d'épaisseur pour des tailles de champ variables. La droite en rouge représente le polynôme d'interpolation d'ordre 3 de coefficients $1.1173e-09$, $-8.7692e-07$, $3.7586e-04$ et 0.400 successivement. Pour une taille de champ qui tend vers 0, la valeur de la transmission totale vaut 0.400. Elle est en théorie égale aussi à la transmission primaire.

IV.3 Dose 2D absorbée dans le plan d'isocentre du fantôme, $D_{tot,ij}^{fant,iso}$

La dose totale reconstruite en 2D au plan d'isocentre résulte de l'association entre la dose primaire, $D_{prim,ij}^{fant,iso}$ et la dose diffusée au sein du fantôme, $D_{diff,ij}^{fant,iso}$. L'équation générale est la suivante :

$$D_{tot_{ij}}^{fant,iso} = D_{prim_{ij}}^{fant,iso} + D_{diff_{ij}}^{fant,iso} \quad (IV.3a)$$

IV.3.1 Dose primaire dans le fantôme au plan d'isocentre, $D_{prim_{ij}}^{fant,iso}$

Dès qu'une mesure est réalisée en présence du fantôme, elle est refaite également « à vide », c'est à dire sans atténuateur entre la source et le détecteur. Les doses portales qui seront mesurées vont permettre de calculer à la fois, la dose $D_{prim_{ij}}^{portale\ avec\ fantôme}$ et la transmission Tr_{ij}^{prim} à partir des équations suivantes :

$$D_{prim_{ij}}^{portale} = D_{ij}^{portale\ avec\ fantôme} - \left(\sum_{ij} D_{ij}^{portale\ avec\ fantôme} \right) \cdot C_{diffusion}, \quad (IV.3b)$$

$$Tr_{ij}^{prim} = \frac{D_{prim_{ij}}^{portale}}{D_{ij}^{sans\ fantôme}}. \quad (IV.3c)$$

Ces données seront utilisés dans l'algorithme de rétroprojection pour reconstruire la dose primaire absorbée dans le fantôme à l'isocentre en partant de l'hypothèse que cette dernière peut s'écrire en prenant en compte l'inverse carré des distances, ICD et la correction de l'atténuation, $Corr_{ij}^{att}$ avec l'équation suivante :

$$D_{prim_{ij}}^{fant,iso} = D_{prim_{ij}}^{portale} \cdot ICD \cdot Corr_{ij}^{att}, \quad (IV.3d)$$

IV.3.1.1 Inverse carré des distances, ICD

Il est défini à partir de la distance entre la source et l'isocentre ($DS_{Iso} = 100\text{cm}$) et entre l'isocentre et l'imageur, ($DI_{Epid} = 50\text{ cm}$) :

$$ICD = \left(DS_{Iso} / DI_{Epid} \right)^{-2}. \quad (IV.3e)$$

IV.3.1.2 Correction de l'atténuation, $Corr_{ij}^{att}$

En faisant l'hypothèse que la transmission primaire peut être écrite sous forme d'une fonction exponentielle, $e^{-\mu_{CA}t}$, où μ_{CA} représente le coefficient d'atténuation linéique de l'eau pour le faisceau d'énergie 10 MeV et t est l'épaisseur totale du fantôme, la correction de l'atténuation à mi-épaisseur s'écrit alors comme suit :

$$Corr_{ij}^{att} = \frac{1}{e^{-\mu_{CA}t/2}} = \frac{1}{\sqrt{Tr_{ij}^{prim}}} \quad (IV.3f)$$

IV.3.2 Dose diffusée dans le fantôme au plan d'isocentre,

$Ddiff_{ij}^{fant,iso}$

Pour calculer la dose diffusée dans le fantôme au plan d'isocentre, chaque pixel ij de la dose primaire, $Dprim_{ij}^{fant,iso}$ est multiplié par le rapport diffusé-primaire qui lui est associé, $RDP(Tr_{ij}^{prim})$. Le résultat est ensuite convolué avec un kernel prenant en compte la dépendance de la dose diffusée par rapport à la taille de champ, K_{ij}^{diff} . Le calcul général se résume ainsi :

$$Ddiff_{ij}^{fant,iso} = \left[Dprim_{ij}^{fant,iso} \cdot RDP(Tr_{ij}^{prim}) \right] \otimes K_{ij}^{diff} \quad (IV.3g)$$

IV.3.2.1 Rapport diffusés-primaires, $RDP(Tr_{ij}^{prim})$

i. Matériel et méthode

Le rapport diffusés-primaire est représenté comme un polynôme dépendant, pour chaque pixel ij , de la transmission primaire associée, Tr_{ij}^{prim} . Son approximation est faite à l'isocentre, dans l'axe du faisceau, pour des fantômes d'épaisseurs 5, 11, 15, 20, 25, 30, 35 et 40 cm. Ils ont tous été irradiés avec un faisceau de taille, $C_{ref} = 10 \times 10 \text{ cm}^2$,

(100UM , 10MV et 600UM.min⁻¹). Une irradiation « à vide » a également été effectuée afin de calculer la dose primaire à l'isocentre correspondant à chaque épaisseur de fantôme. La valeur de dose diffusée dans chacun des fantômes a enfin été mesurée dans l'axe du faisceau à partir de la dose totale $D_{ROI}^{TPS,iso}$ calculée sur le TPS :

$$D_{diff_{ROI}^{fant,iso}} = D_{ROI}^{TPS,iso} - D_{prim_{ROI}^{fant,iso}}. \quad (IV.3h)$$

Puis le rapport diffusés-primaires (RDP_{ROI}) associé à chaque épaisseur de fantôme est calculé comme suit :

$$RDP_{ROI} = \frac{D_{diff_{ROI}^{fant,iso}}}{D_{prim_{ROI}^{fant,iso}}}, \quad (IV.3i)$$

et exprimé avec un polynôme d'ordre 4 en fonction de la transmission primaire mesurée à l'axe, avec les coefficients σ_1 à σ_5 dans l'ordre décroissant des degrés du polynôme.

ii. Résultats

Les valeurs mesurées du rapport diffusé-primaire sont représentées en bleu dans la Figure IV-3. Elles varient entre 0, lorsque la transmission vaut 1, c'est à dire lorsque les images sont réalisées à vide, à environ 0.2, pour une épaisseur de fantôme de 40 cm. Les coefficients du polynôme $RDP (Tr_{ij}^{prim})$ représenté en rouge ont été calculés à partir des mesures. Leurs valeurs sont données dans le Tableau IV-1 ci-dessous.

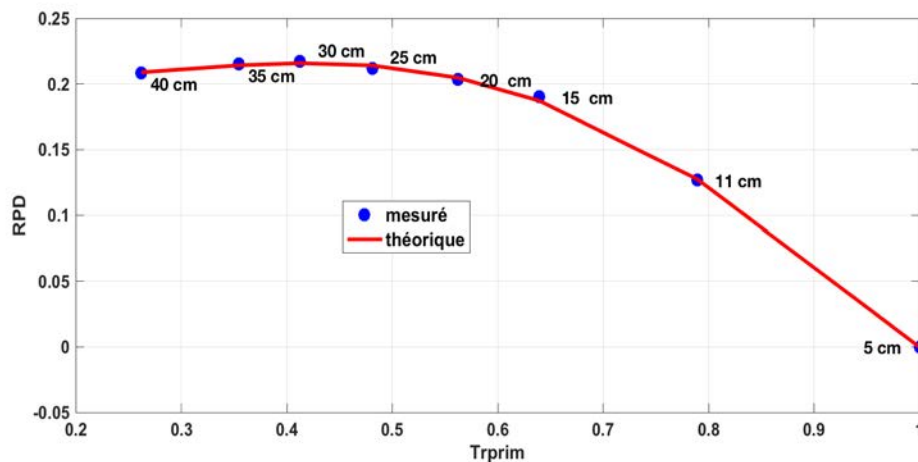


Figure IV-3 : Rapport diffusés-primaire $RDP (TrPrim)$ représenté à l'axe en fonction de la transmission primaire. Les valeurs mesurées sont représentées en bleu avec l'épaisseur de fantôme correspondant. Le polynôme d'interpolation est tracé en rouge

coefficients	σ_1	σ_2	σ_3	σ_4	σ_5
valeurs	1.0212	-2.6458	1.8045	-0.4171	0.2371

Tableau IV-1 : Coefficients associés au polynôme de degré 4 représentant le RDP fonction de la transmission primaire. Les valeurs sont données de gauche à droite dans l'ordre du degré le plus élevé au degré le plus bas du polynôme.

IV.3.2.2 Kernel de dépendance de la dose diffusée par rapport à la taille de champ, K_{ij}^{diff}

i. Matériel et méthode

L'estimation du RDP ayant été réalisée pour une taille de champ de référence, il convient d'ajouter un kernel de redistribution au calcul de la dose diffusée dans le patient pour prendre en compte sa dépendance par rapport à la taille de champ. Il est défini selon la méthode de Wendling *et al.* (68) à partir des paramètres ω_1 , ω_2 et ω_3 avec l'équation suivante :

$$K_{ij}^{diff} = \omega_1 \cdot \frac{e^{-\omega_2 \cdot r_{ij}}}{r_{ij}^2 + \omega_3^2}, \quad (IV.3j)$$

où r_{ij} désigne la distance qui sépare le pixel ij du centre de l'image. Le paramètre ω_3 est rajouté pour éviter les divisions par 0 au centre de l'image. La convolution avec K_{ij}^{diff} dans l'équation (IV.3g) s'effectue par multiplication des matrices dans l'espace de Fourier. Par ailleurs, un zéro-padding est réalisé sur les images avant de calculer leur transformée de Fourier pour éviter les phénomènes de repliement.

Les paramètres du kernel ont été mesurés en irradiant un fantôme de 25 cm d'épaisseur pour 100 UM (10MV, 600 UM.min⁻¹) en faisant varier la taille de champ de 3×3 cm² à 20×20 cm². La dose absorbée totale $D_{ROI}^{TPS,iso}$ à l'isocentre est également calculée sur le TPS, avec le même fantôme et dans les mêmes conditions. Enfin les paramètres de K_{ij}^{diff} ont été ajustés dans un algorithme itératif en minimisant l'écart au sens des moindres carrés entre $D_{ROI}^{TPS,iso}$ et la dose $D_{ROI}^{tot,ant,iso}$ mesurée au centre des images à partir de l'équation (IV.3a) pour toutes les tailles de champs.

ii. Résultats et discussion

Sur la Figure IV-4, la dose à l'isocentre a été mesurée sur l'axe du faisceau pour différentes tailles de champ en utilisant l'équation (IV.3a). Dans un premier temps, les calculs ont été réalisés sans tenir compte du kernel de redistribution de la dose diffusée (résultats en rouge). Comme on pouvait s'y attendre, la valeur de la dose obtenue pour le champ de référence est la même que celle calculée avec le TPS (résultats en vert). Par contre, lorsqu'on s'éloigne des conditions de référence, les doses mesurées ne sont plus tout à fait égales. Des écarts de $\pm 7\%$ sont observés pour les champs les plus extrêmes ($3 \times 3 \text{ cm}^2$ et $20 \times 20 \text{ cm}^2$).

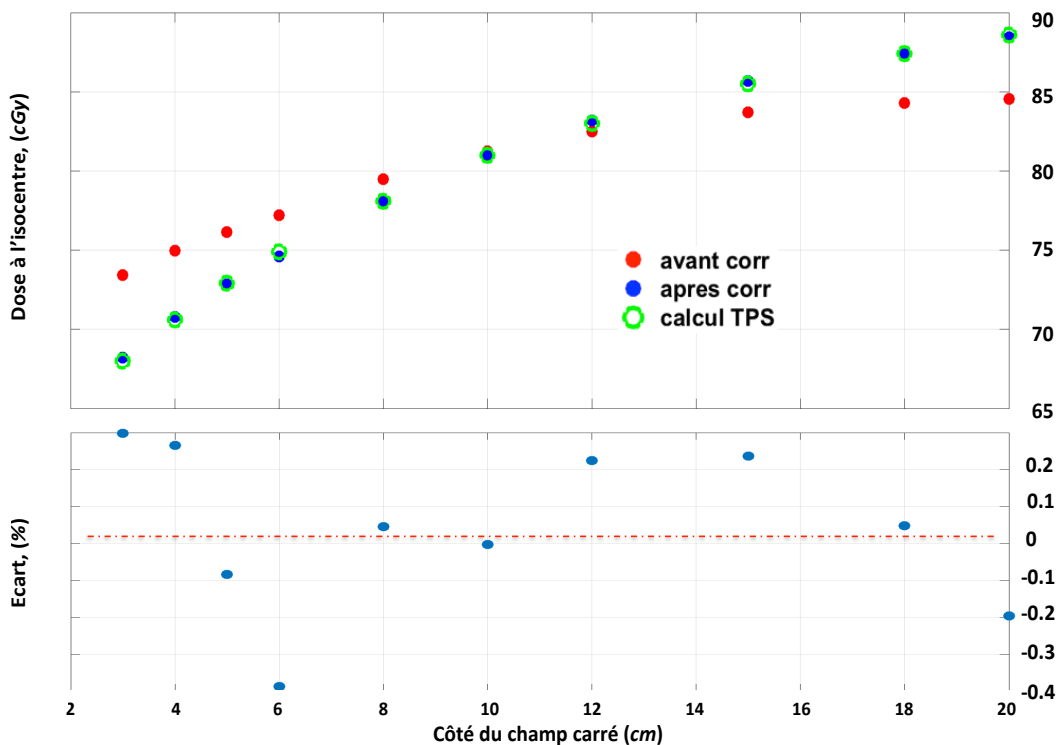


Figure IV-4 : Au-dessus : Dose à l'isocentre calculée à partir des images portales en fonction de la taille du champ dans un fantôme de 25 cm d'épaisseur, avant et après application du kernel de redistribution (résultats en rouge et en bleu respectivement). Les valeurs de dose calculée sous Eclipse sont représentées en vert. En dessous : Ecart entre les doses calculées à l'isocentre avec le TPS et celles mesurées avec les images portales après redistribution de la dose avec K_{ij}^{diff} .

Après application du kernel K_{ij}^{diff} , les doses obtenues avec notre modèle de calcul (résultats en bleu) sont comparables pour toutes les tailles de champs à celles exportées du TPS, avec des écarts n'excédant pas 0.3%. Les valeurs des paramètres ω_1 , ω_2 et ω_3 qui définissent le kernel de redistribution sont respectivement égales à $4.4878 \times 10^{-05} \text{ cm}^{-2}$, $4.4878 \times 10^{-05} \text{ cm}^{-1}$ et 0.2461 cm^2 .

IV.4 Estimation de la transmission primaire, $\widetilde{Tr}_{ij}^{prim}$ sans réalisation d'image « à vide »

IV.4.1 Matériel et méthode

Comme nous venons de le voir, le calcul de la transmission primaire, Tr_{ij}^{prim} dans le fantôme nécessite deux images à la fois pour un même champ : une image EPID de transit, c'est à dire acquise en présence du fantôme et une image à vide, réalisée sans aucun matériel entre la source et le détecteur. Ces images sont transformées en dose portale puis la transmission primaire et déduite de leur rapport afin d'être utilisée dans l'algorithme de rétroprojection [Eq. (IV.3a)].

Pecharroman *et al.* (108) ont étudié la possibilité de prédire la transmission primaire afin de ne plus avoir à réaliser une image à vide pour tous les champs de traitements lors de la vérification de la dose in vivo dans le patient. Ils ont calculé qu'avec leur méthode de prédiction, ils pourraient économiser 450 h/an de temps de mesure des images à vide. Leur modèle de prédiction a été adapté à notre algorithme de rétroprojection en deux étapes :

- un polynôme $\Omega(t_{ij})$ fondé sur les mesures de transmission primaire dans l'axe du faisceau permet d'abord de prédire la transmission primaire au pixel (i, j) de l'EPID après une traversée t_{ij} dans le fantôme.
- Une matrice de correction \mathcal{M}_{ij} permet ensuite de corriger la transmission primaire prédite en dehors de l'axe du faisceau.

L'équation générale s'écrit comme suit:

$$\widetilde{Tr}_{ij}^{prim} = \Omega(t_{ij}) \cdot \mathcal{M}_{ij}. \quad (IV.3k)$$

Le signe « $\widetilde{\quad}$ » placé au-dessus de la transmission primaire estimée permet de la différencier de celle mesurée avec la dose portale à vide [voir Eq. (IV.3c)].

IV.4.1.1 polynôme, $\Omega(d_{ij})$

La transmission primaire a d'abord été mesurée à partir de l'équation (IV.3c) sur l'axe du faisceau en utilisant les images EPID acquises en présence des fantômes d'épaisseurs variables de 5, 11, 15, 20, 25, 30 et 40 cm, (champ 10×10 cm², 100 UM ,600 UM.min⁻¹) et celle acquise à vide. Les Tr_{ROI}^{prim} mesurées à l'axe ont ensuite été tracées en fonction des épaisseurs de fantômes traversées et un polynôme d'ordre 4, $\Omega(t_{ij})$ a été interpolé à partir de ces mesures.

IV.4.1.2 Matrice de correction, \mathcal{M}_{ij}

Pour corriger la transmission primaire en dehors de l'axe du faisceau, un champ couvrant toute la surface active du détecteur est délivré sur l'EPID en présence d'un fantôme de 25 cm d'épaisseur. La même irradiation est également réalisée sans fantôme pour mesurer à partir des images obtenues, la transmission primaire sur toute la surface de l'imageur, $Tr_{FF,mes}^{prim}$.

Puis la transmission primaire est estimée pour ce même fantôme, $Tr_{FF,estim}^{prim}$ à partir du polynôme $\Omega(t_{ij})$, et des distances t_{ij} traversées par chaque faisceau arrivant sur le couple de pixel (i, j) donné.

Enfin, les transmissions primaires $Tr_{FF,mes}^{prim}$ et $Tr_{FF,estim}^{prim}$ sont normalisées par rapport à leur valeur à l'axe et la matrice de correction, \mathcal{M}_{ij} est calculée en faisant leur rapport.

IV.4.2 Résultats

IV.4.2.1 polynôme, $\Omega(t_{ij})$

La Figure IV-5 représente les valeurs de transmission primaire mesurées au centre des images (en rouge). Elle vaut 1 en l'absence de matériel atténuateur et tend vers 0 lorsque l'épaisseur de fantôme traversée augmente. Le polynôme interpolé à partir de ces mesures est tracé en vert. Les coefficients qui lui sont associés valent successivement 8.9204e-07, -8.6951e-05, 0.0031, -0.0620 et 0.9964, dans le sens des degrés décroissants.

Rétroprojection de la dose planaire reconstruite à l'isocentre dans un milieu homogène

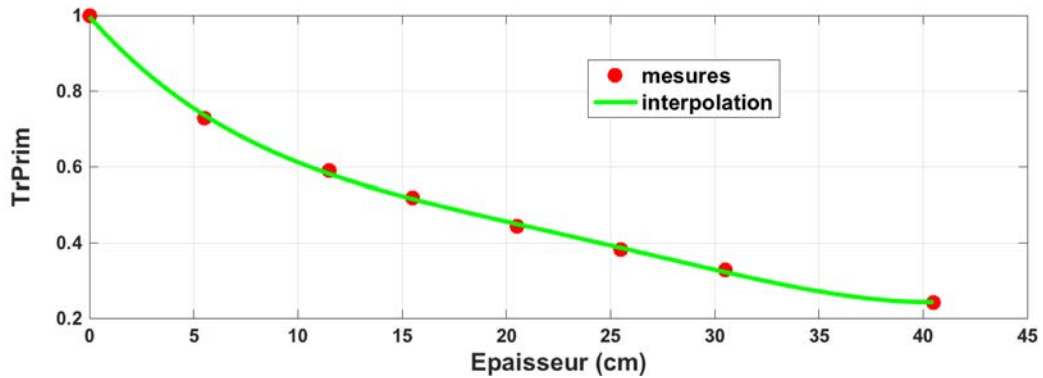


Figure IV-5 : Transmission primaire à l'axe en fonction de l'épaisseur de fantôme traversé (en rouge) et interpolation polynomiale (en vert).

IV.4.2.2 Matrice de correction, \mathcal{M}_{ij}

La matrice de correction de la transmission primaire en dehors de l'axe est représentée en 3 dimensions dans la Figure IV-6. Au centre, sa valeur vaut 1 du fait de la normalisation. Plus les pixels se trouvent éloignés de l'axe et plus le facteur correctif diminue, donnant la forme caractéristique de dôme à la matrice \mathcal{M}_{ij} . Elle est appliquée par multiplication pixel par pixel sur les images de transmission estimées à partir du polynôme $\Omega(t_{ij})$.

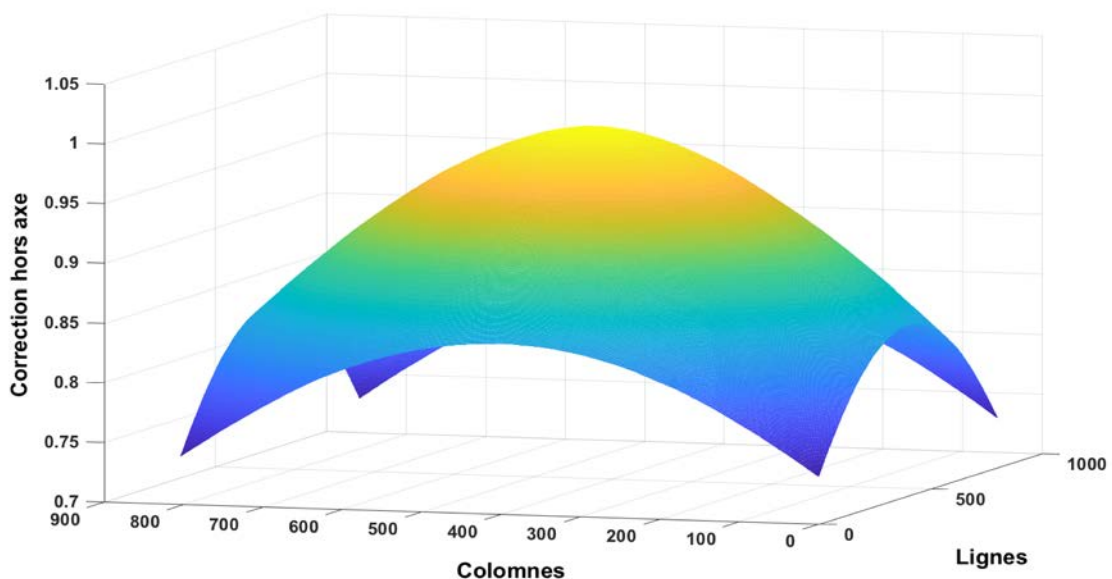


Figure IV-6 : Représentation en 3D de la matrice de correction des pixels en dehors de l'axe, \mathcal{M}_{ij} .

IV.5 Validation de l'algorithme de rétropro projection planaire

IV.5.1 Matériel et méthodes

L'évaluation du modèle s'est déroulée en deux étapes. Une première à l'aide de champs carrés, puis une seconde à l'aide de champs modulés en intensité. Pour chaque vérification, la dose planaire est calculée sous Eclipse à mi-épaisseur et exportée avec une taille de 512×512 pixels avant d'être ré-échantillonnée avec la méthode des splines cubiques pour avoir les mêmes dimensions que la dose reconstruite, soit 1280×1280 pixels et comparée à la distribution de dose reconstruite à partir de l'EPID à l'aide de la comparaison gamma globale (3%-2 mm).

IV.5.1.1 Validation avec champs carrés

Dans un premier temps, un fantôme équivalent eau de 25 cm d'épaisseur, placé à DSP = 87,5 cm a été utilisé (comme dans la Figure IV-1). Une série d'irradiations a été réalisée à l'aide de champs carrés délivrant pour chaque faisceau 100 UM. Les tailles de champs utilisées pour cette étape sont respectivement de 3×3, 4×4, 5×5, 6×6, 8×8, 10×10 et 12×12, 15×15, 18×18, 20×20 cm².

Dans un second temps, une dose de 100 UM a été délivrée sur des fantômes placés à l'isocentre et d'épaisseur 5, 11, 15, 20 et 30 et 40 cm successivement, avec une taille de champ de 10×10 cm². Pour chaque vérification, la dose est reconstruite à mi-épaisseur du fantôme.

IV.5.1.2 Validation avec champs de RCMI

L'évaluation du modèle a également été réalisée à partir de 10 champs modulés du cancer de la prostate délivrés, bras à 0, sur le fantôme de 25 cm d'épaisseur également aligné à l'isocentre. Sur le TPS, les champs de traitement ont tous été recalculés séparément dans le même fantôme de mesure à partir du scanner de ce dernier. Les angles d'irradiation ont tous été changés à 0 degrés pour correspondre à la mesure.

IV.5.2 Résultats et discussion

IV.5.2.1 Champs carrés

Le Tableau IV-2 compare les doses ponctuelles déterminées à l'isocentre à partir du modèle avec les doses calculées sur le TPS, à mi-épaisseur dans le fantôme de 25 cm

pour différentes tailles de champs. Le Tableau IV-3 indique les résultats obtenus avec d'autres épaisseurs de fantôme pour un champ de 10×10 cm².

Champs carrés (cm²)	3×3	4×4	5×5	6×6	8×8	10×10	12×12	15×15	18×18	20×20
Dose TPS à l'axe (cGy)	68	70.6	72.9	74.9	78.1	81	83	85.5	87.4	88.6
Dose EPID à l'axe (cGy)	67.72	70.89	73.14	74.88	78.01	80.6	82.6	85.21	87.5	89.08
Dose EPID à l'axe (cGy)	67.72	70.89	73.14	74.88	78.01	80.6	82.6	85.21	87.5	89.08
Ecart dose à l'axe (%)	-0.41	0.41	0.32	-0.02	-0.11	-0.49	-0.48	-0.33	0.11	0.54
P_{γ≤1}(%)	96.01	96.71	98.31	98.04	97.52	98.48	98.32	97.49	98.36	96.26

Tableau IV-2 : Comparaison des doses ponctuelles et des doses 2D déterminées à mi-épaisseur dans un fantôme équivalent eau de 25 cm d'épaisseur, à l'aide du TPS et de l'EPID, pour des champs carrés variables à 100 UM.

Epaisseur fantômes (cm)	5	11	15	20	30	40
Dose TPS à l'axe	103.7	98.6	93.5	87.10	75.00	64.10
Dose EPID à l'axe	103.69	98.61	93.47	87.14	75.018	64.09
Ecart dose à l'axe (%)	-0.0096	0.01	-0.032	0.045	0.024	-0.015
Gamma (3%-2 mm) P_{γ≤1}(%)	97.18	98.21	98.31	97.6	98.09	96.9

Tableau IV-3 : Comparaison des doses ponctuelles et des doses 2D déterminées à mi-épaisseur dans des fantômes homogènes de tailles variables, à l'aide du TPS et de l'EPID, pour un faisceau de 10×10 cm² délivré à 100 UM.

Globalement la moyenne des écarts entre la dose reconstruite à l'isocentre à partir de l'EPID avec la mesure de du TPS est de $0.027 \pm 0.29\%$. De plus, sur les 16 vérifications effectuées la moyenne des points ayant un indice gamma inférieur ou égal à 1 est de $96.98 \pm 2.7\%$. Un exemple de comparaison pour le champ carré de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ délivré sur le fantôme de 25 cm d'épaisseur est illustré sur la Figure IV-7.

Rétroprojection de la dose planaire reconstruite à l'isocentre dans un milieu homogène

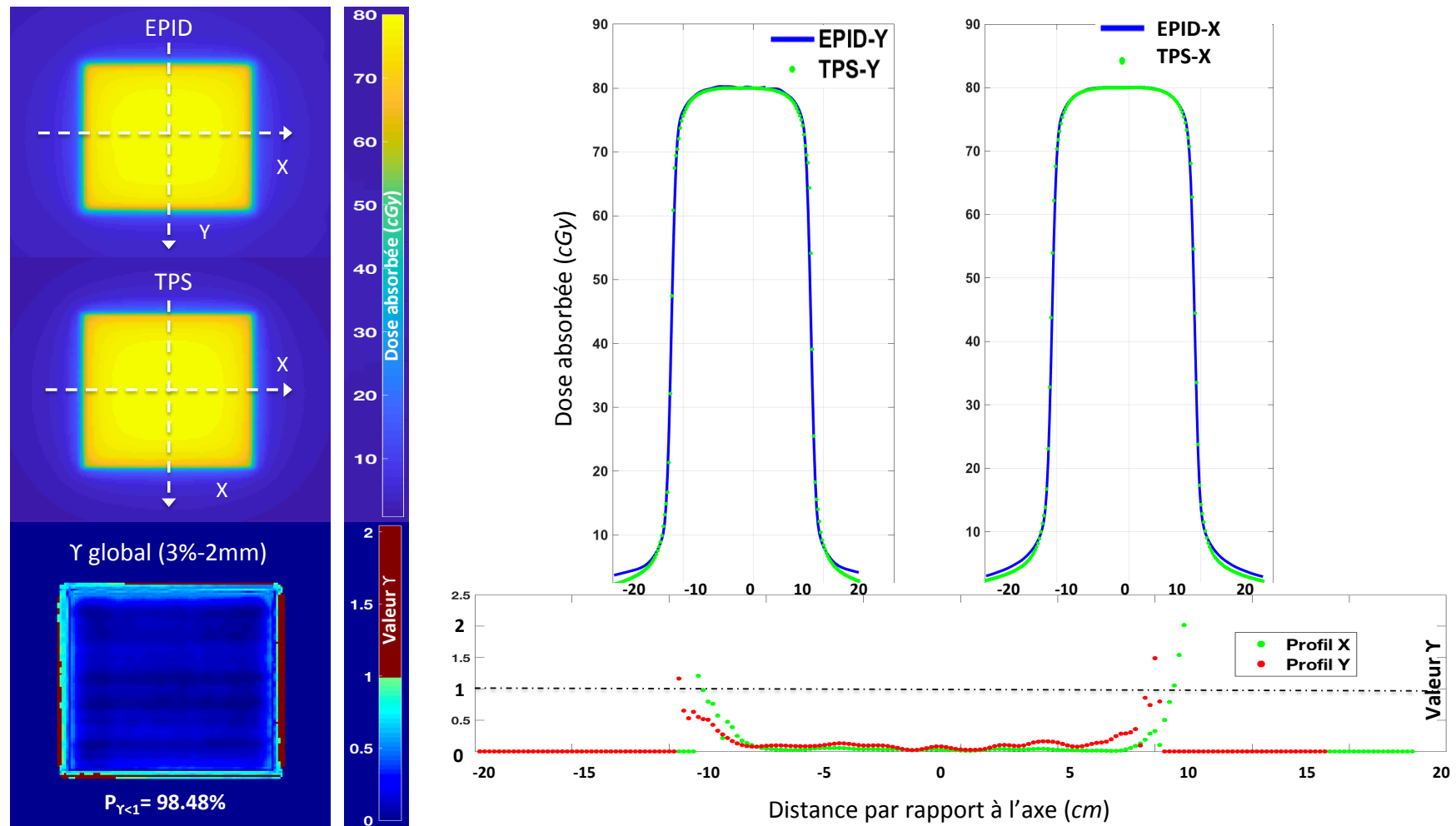


Figure IV-7 : Evaluation du modèle sur champs carrés à l'aide de l'analyse gamma globale (3% - 2 mm). Exemple pour un champ de 10 x 10 cm² reconstruit dans un plan parallèle à l'EPID passant par l'isocentre au sein d'un fantôme homogène équivalent eau de 25 cm d'épaisseur. Les profils de dose et leurs comparaisons respectives sont tracés en X et en Y. Les points ayant un γ -index supérieur à 1 sont en rouge.

IV.5.2.2 Champs de RCMI

Le Tableau IV-4 donne les résultats concernant l'évaluation de l'algorithme en 2D à partir des 10 champs de traitements délivrés sur le fantôme de 25 cm d'épaisseur. En moyenne, le pourcentage de points qui satisfont le critère gamma global (3%-2 mm) est de $97.82 \pm 0.95\%$. La Figure IV-8 est un exemple de résultat obtenu pour un champ RCMI et pour lequel le $P_{\gamma \leq 1} = 99,12\%$.

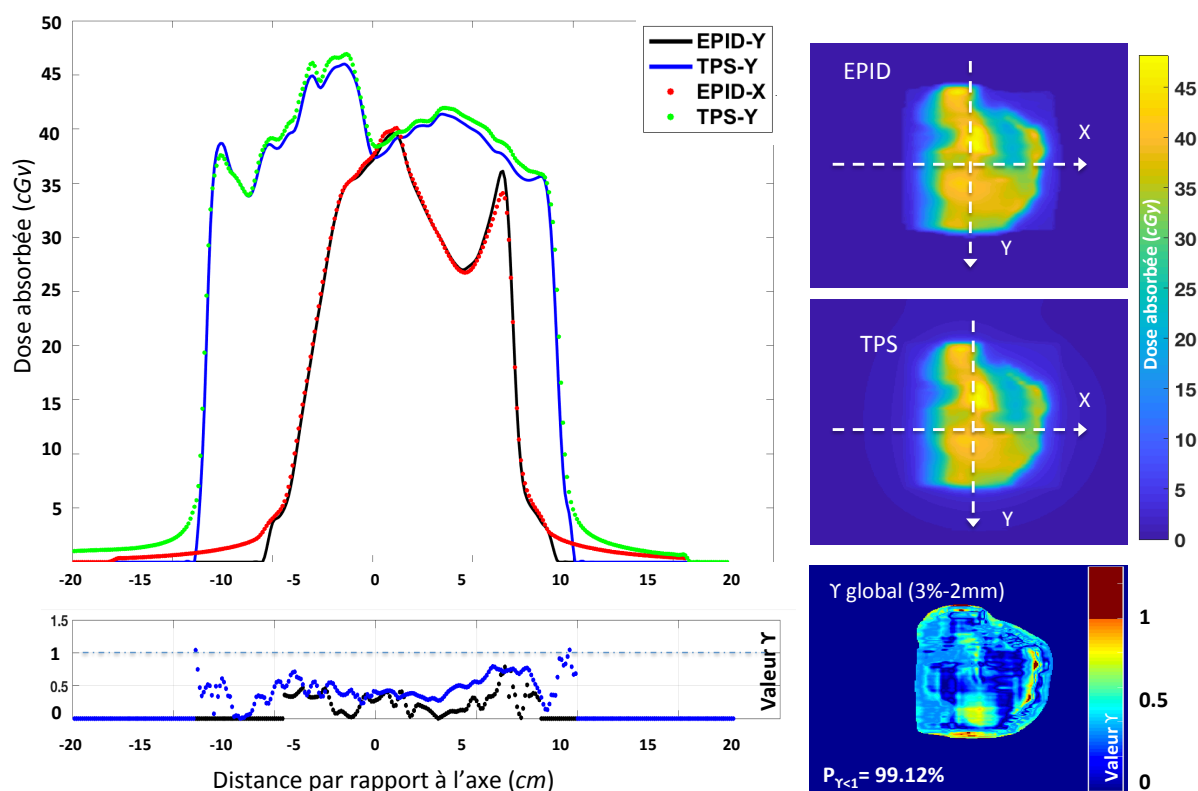


Figure IV-8 : Evaluation de la méthode de rétroprojection planeaire sur fantôme homogène de 25 cm d'épaisseur à l'aide de l'indice gamma (3% - 2 mm) à partir de champs RCMI. Les profils de dose et leurs comparaisons respectives sont tracés en X et en Y.

Champs RCMI	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J
Gamma (3%-2 mm) $P_{\gamma \leq 1} (\%)$	98.14	98.06	98.5	97.27	99.23	97.38	96.85	96.51	99.12	97.19

Tableau IV-4 : Comparaison 2D (gamma globale 3%-2 mm) des plans reconstruits à l'isocentre avec notre modèle de rétroprojection et ceux calculés sur le TPS, dans un fantôme homogène de 25 cm d'épaisseur.

Synthèse

Dans ce chapitre, un algorithme permettant de reconstruire la dose planaire absorbée à mi épaisseur dans des fantômes équivalents eau de taille variable a été implémenté. Cette dose comprend à la fois une composante primaire et une composante diffusée. Dans un premier temps la dose primaire est calculée dans le plan d'isocentre par rétroprojection des images de transit en prenant en compte l'inverse carré des distances et la correction de l'atténuation. Puis, à cette composante vient s'ajouter la part des diffusées, calculée à partir du polynôme RDP et du kernel de redistribution, K_{ij}^{diff} . Tous deux ont été définis expérimentalement dans l'axe par rapport au calcul du TPS dans différentes épaisseurs de fantôme.

L'algorithme a été évalué à partir de champs carrés et à partir de champs modulés en intensité. Le pourcentage de points ayant un indice gamma global (3%-2 mm) inférieur ou égal à 1 est de 97.4% en moyenne pour ces deux types d'irradiation, montrant un bon accord entre la mesure à partir de l'imageur et le calcul sur le TPS.

Chapitre V

Rétroprojection des images portales en dose 3D absorbée en milieu homogène

Introduction

Le modèle de rétroprojection 2D vu dans le chapitre précédent a été étendu à tous les plans de reconstruction parallèles à l'EPID afin d'obtenir la distribution de dose 3D pour chaque faisceau. Pour se faire, deux phénomènes physiques ont été pris en compte dans la nouvelle approche : l'effet de durcissement du faisceau avec la profondeur et l'effet de build-up.

Le nouvel algorithme de calcul a été validé sur un fantôme cylindrique homogène (VARIAN®) et sur un fantôme représentant le pelvis (BRAINLAB®) avec 3 plans RCMI et 3 plans VMAT pour le traitement de la prostate. La distribution de dose totale reconstruite et celle calculée à partir du TPS ont été comparées en utilisant une analyse gamma globale, 3%-3 mm.

V.1 Reconstruction de la dose planaire dans un plan autre que l'isocentre

V.1.1 Matériels et méthode

Le modèle de rétroprojection 2D vu dans le chapitre précédent permettait de reconstruire la dose à mi-épaisseur dans un fantôme homogène équivalent eau. Ce modèle a été étendu au calcul de la dose absorbée dans tous les plans parallèles à l'EPID en prenant en compte deux phénomènes : l'effet de durcissement du faisceau avec la profondeur, et l'effet de build-up représentés respectivement par les coefficients $\sigma_{faisceau}$ et σ_{BU} . Dans un premier temps, ces nouveaux paramètres seront rajoutés dans le modèle initial, plus précisément au niveau du calcul de la **transmission primaire**, du **coefficient de l'atténuation** et de la **dose diffusée** dans chaque profondeur de coupe reconstruite. Puis ils seront calculés pour une énergie de 10 MeV des faisceaux de photons.

Dans la suite, nous avons fait l'hypothèse que chaque flux de photons sortant de la tête de l'accélérateur et arrivant sur le pixel ij de l'imageur, est comparable à un rayon

traversant une épaisseur t_{ij} dans le fantôme (Figure V-1). La distance entre l'entrée du rayon dans le volume irradié et la coupe de reconstruction est désignée par d_{ij}^{rec} . Ces distances sont calculées à partir du contour externe du fantôme exporté du TPS.

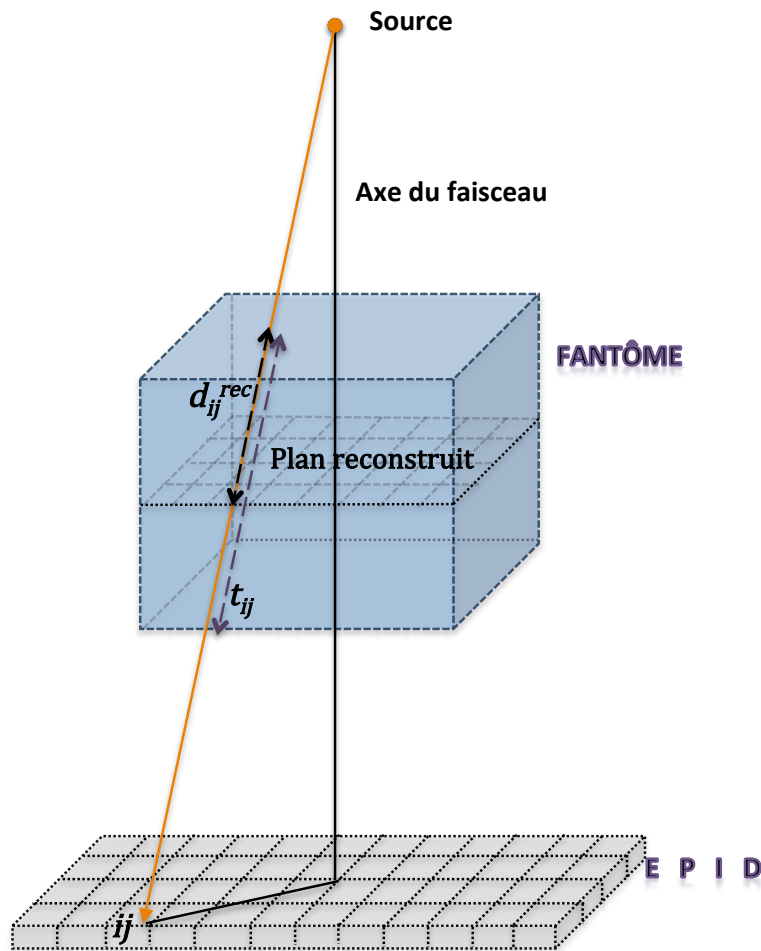


Figure V-1 : Reconstruction de la dose dans un plan arbitraire du fantôme équivalent eau. Un faisceau de photons arrivant sur le pixel ij de l'EPID traverse une épaisseur t_{ij} dans le volume irradié. Le calcul de dose s'effectue au pixel ij du plan reconstruit à la profondeur d_{ij}^{rec} .

V.1.1.1 *Prise en compte de l'effet de durcissement du faisceau,*

$\sigma_{faisceau}$

i. Transmission primaire à la profondeur d_{ij}^{rec}

Le phénomène de durcissement du faisceau survient lors de la pénétration des faisceaux polychromatiques dans la matière (109). En effet, lorsque l'épaisseur du volume irradié augmente, les photons de plus faibles énergies traversant le milieu sont

majoritairement atténués. Ce qui a pour conséquence d'augmenter l'énergie moyenne du faisceau et donc de modifier son indice qualité, se traduisant par une sous-estimation de la transmission (76).

Björngård et Shackford (110) proposent donc d'ajouter un coefficient de durcissement, $\sigma_{faisceau}$ au calcul de la transmission primaire d'un faisceau de photons de haute énergie dans l'eau :

$$Tr_{ij}^{prim}(\widehat{d_{ij}^{rec}}) = \exp\left[-\mu_{AC}d_{ij}^{rec} + \sigma_{faisceau}(d_{ij}^{rec})^2\right]$$

où μ_{AC} représente le coefficient d'atténuation linéique de l'eau pour le faisceau d'énergie donné.

Wendling *et al.* (69) ont modifié cette équation pour prendre en compte la transmission primaire, Tr_{ij}^{prim} mesurée au niveau de l'EPID (Eq. IV.3c) à partir de l'équation suivante :

$$Tr_{ij}^{prim}(\widehat{d_{ij}^{rec}}) = Tr_{ij}^{prim} \frac{d_{ij}^{rec}}{t_{ij}} * \exp\left\{\sigma_{faisceau} \cdot t_{ij}^2 \times \left[\frac{-d_{ij}^{rec}}{t_{ij}} + \left(\frac{d_{ij}^{rec}}{t_{ij}}\right)^2\right]\right\} \quad (V.1a)$$

Le symbole « $\widehat{\quad}$ » a été rajouté pour différencier cette transmission calculée à une profondeur arbitraire, de celle mesurée après traversée totale des faisceaux dans le fantôme.

Dans cette équation, le premier terme décrit la situation où l'effet de durcissement du faisceau n'est pas pris en compte. Dans ce cas, le facteur $\sigma_{faisceau}$ vaut 0. Si en plus la profondeur de reconstruction est égale à la moitié de l'épaisseur totale traversée, $d_{ij}^{rec} = t_{ij}/2$ alors on retrouve la transmission primaire correspondant au plan à mi-épaisseur utilisée dans le modèle 2D initial, c'est à dire : $\sqrt{Tr_{ij}^{prim}}$.

ii. Correction de l'atténuation à la profondeur d_{ij}^{rec}

Avec la prise en compte du phénomène de durcissement du faisceau, la correction de l'atténuation dans le plan de reconstruction devient :

$$Corr_{ij}^{att}(d_{ij}^{rec}) = \frac{Tr_{ij}^{prim}(\widehat{d_{ij}^{rec}})}{Tr_{ij}^{prim}} \quad (V.1b)$$

De même que précédemment, lorsque $\sigma_{faisceau}$ n'est pas pris en compte et que la reconstruction est faite dans le plan de l'isocentre, cette correction reprend la forme vue dans le chapitre précédent, c'est à dire : $1/\sqrt{Tr_{ij}^{prim}}$.

iii. Dose diffusée dans le volume à la profondeur d_{ij}^{rec}

Pour rappel, la dose diffusée dans le fantôme a été établie comme suit [Eq. (IV.3g)]:

$$Ddiff_{ij}^{fant,iso} = [Dprim_{ij}^{fant,iso} \cdot RDP(Tr_{ij}^{prim})] \otimes K_{ij}^{diff}.$$

Le polynôme RDP a été calculé à l'isocentre en irradiant successivement des fantômes de différentes épaisseurs avec un champ de référence, puis le kernel K_{ij}^{diff} a permis ensuite de redistribuer la dose diffusée en fonction de la taille de champ. Pour trouver les paramètres du polynôme et du kernel, les fantômes de mesures ont été positionnés de manière à faire correspondre leur centre géométrique à l'isocentre de la machine, c'est à dire pour $d_{ij}^{rec} = t_{ij}/2$.

Donc, pour respecter les mêmes conditions de mesure, la contribution du diffusé à la profondeur arbitraire d_{ij}^{rec} doit être calculée comme si la même quantité de matériel qui se trouve au-dessus du plan de reconstruction était présente également « virtuellement » en dessous. Ainsi, le RDP devient une fonction du double de la profondeur de reconstruction et l'équation (IV.3g) est modifiée pour devenir :

$$Ddiff_{ij}^{fant}(d_{ij}^{rec}) = \left[Dprim_{ij}^{fant}(d_{ij}^{rec}) \cdot RDP \left(\widehat{Tr_{ij}^{prim}(2 \cdot d_{ij}^{rec})} \right) \right] \otimes K_{ij}^{diff} \quad (V.1c)$$

Dans cette équation, le K_{ij}^{diff} reste inchangé. La dose primaire est donnée par $Dprim_{ij}^{fant}(d_{ij}^{rec})$, et $\widehat{Tr_{ij}^{prim}(2 \cdot d_{ij}^{rec})}$ représente la transmission primaire calculée à la profondeur double du plan de reconstruction.

V.1.1.2 Prise en compte de l'effet de build-up, σ_{BU}

La dernière correction apportée au formalisme concerne l'effet de build-up. Il a lieu dès la pénétration des faisceaux dans le fantôme jusqu'à la mise en place de l'équilibre électronique. Selon Wendling *et al.* (69), cet effet peut être représenté sous la forme

d'une fonction exponentielle ayant comme variable la profondeur de pénétration du faisceau, d_{ij}^{rec} et comme paramètre, le coefficient de build-up, σ_{BU} . L'équation qui en résulte est la suivante :

$$D^{3D}(d_{ij}^{rec}) = D(d_{ij}^{rec}) \cdot [1 - \exp(-\sigma_{BU} \cdot d_{ij}^{rec})], \quad (V.1d)$$

où $D(d_{ij}^{rec})$ est la dose totale absorbée dans la coupe de reconstruction. Elle est calculée à partir de l'équation (IV.3a) tout en prenant en compte les nouvelles modifications apportées à la transmission primaire, à la correction de l'atténuation et à la dose diffusée dans le plan considéré. Après correction du build-up, la dose finale calculée dans la coupe de reconstruction est désignée par $D^{3D}(d_{ij}^{rec})$.

V.1.1.3 Calcul des coefficients $\sigma_{faisceau}$ et σ_{BU}

Ils ont été calculés dans le fantôme de 25 cm d'épaisseur après l'avoir irradié avec un champ de 10×10 cm² de 10 MV (600 UM.min⁻¹) et 100 UM. La dose portale mesurée a été rétroprojetée dans chaque plan parallèle à l'imageur à partir de l'équation générale (V.1d) en prenant un pas de 1mm entre les plans. Puis le rendement en profondeur (« *Percentage Depth Dose* », PDD) a été extrait sur l'axe en moyennant la valeur des pixels dans une ROI au centre de chaque plan reconstruit.

Finalement, les paramètres $\sigma_{faisceau}$ et σ_{BU} ont été ajustés dans une boucle itérative en minimisant l'écart au sens des moindres carrés entre le PDD reconstruit et celui calculé à partir du TPS dans les mêmes conditions d'irradiation. La boucle prend fin lorsque cet écart atteint une valeur minimale (<0.1%) et lorsque aucune variation des paramètres ne peut faire diminuer sa valeur.

V.1.2 Résultats et discussion

La Figure IV-2 montre les rendements calculés à partir du TPS et ceux mesurés avec l'ancien et le nouveau modèle de rétroprojection 2D. Lorsque l'effet de build-up et de durcissement du faisceau ne sont pas pris en compte (en trait continu noir), les écarts de dose entre les PDD reconstruits et calculés atteignent des valeurs supérieures à 10%, au-delà de 1 cm de profondeur. Après correction, les écarts de dose deviennent inférieurs à 2%. Les paramètres $\sigma_{faisceau}$ et σ_{BU} ont pour valeur 0.000078 cm⁻² et 0.01976 cm⁻¹ successivement.

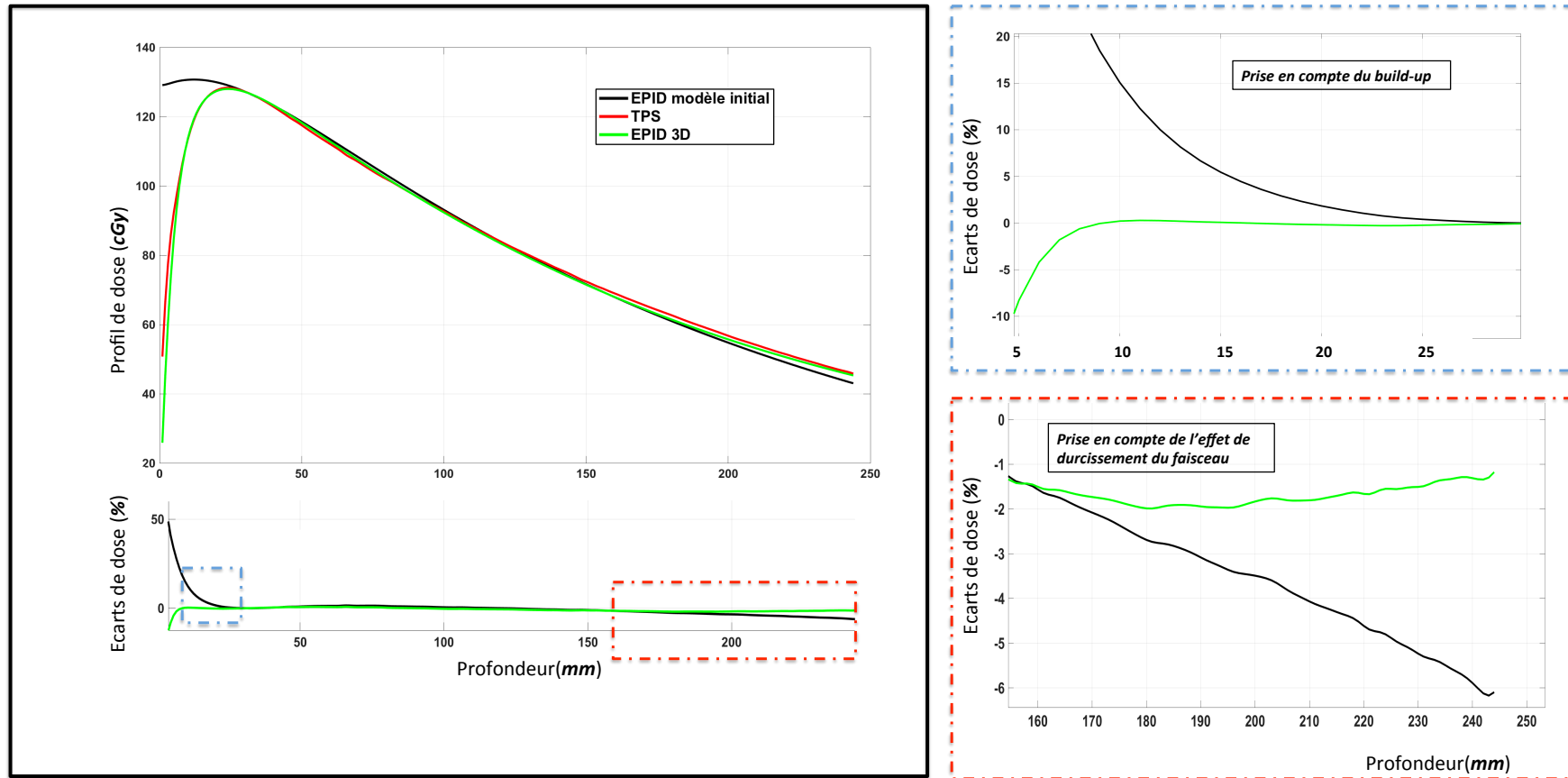


Figure V-2 : Comparaison entre le PDD reconstruit et celui calculé par Eclipse, dans un fantôme homogène de 25 cm d'épaisseur ($10 \times 10 \text{ cm}^2$ 10MV, 100 UM, 600 $\text{UM} \cdot \text{min}^{-1}$). Dans la figure de gauche, le PDD obtenu sans tenir compte des effets de build-up et du durcissement du faisceau est représenté en noir. Ces phénomènes ont été rajoutés dans le nouveau modèle à travers les paramètres σ_{faisceau} et σ_{BU} respectivement (en vert). Les écarts de dose entre les PDD reconstruits et calculés sont également représentés pour les deux modèles de reconstruction.

Dans la Figure V-3, les mêmes paramètres ont été appliqués pour reconstruire le PDD pour des tailles de champs carrés de côté 5×5, 10×10, 15×15 et 20×20 cm². Comme précédemment, les courbes de rendement en profondeur montrent un bon accord avec le TPS à partir d'une profondeur de 1 cm, avec des écarts de dose inférieurs à 2%.

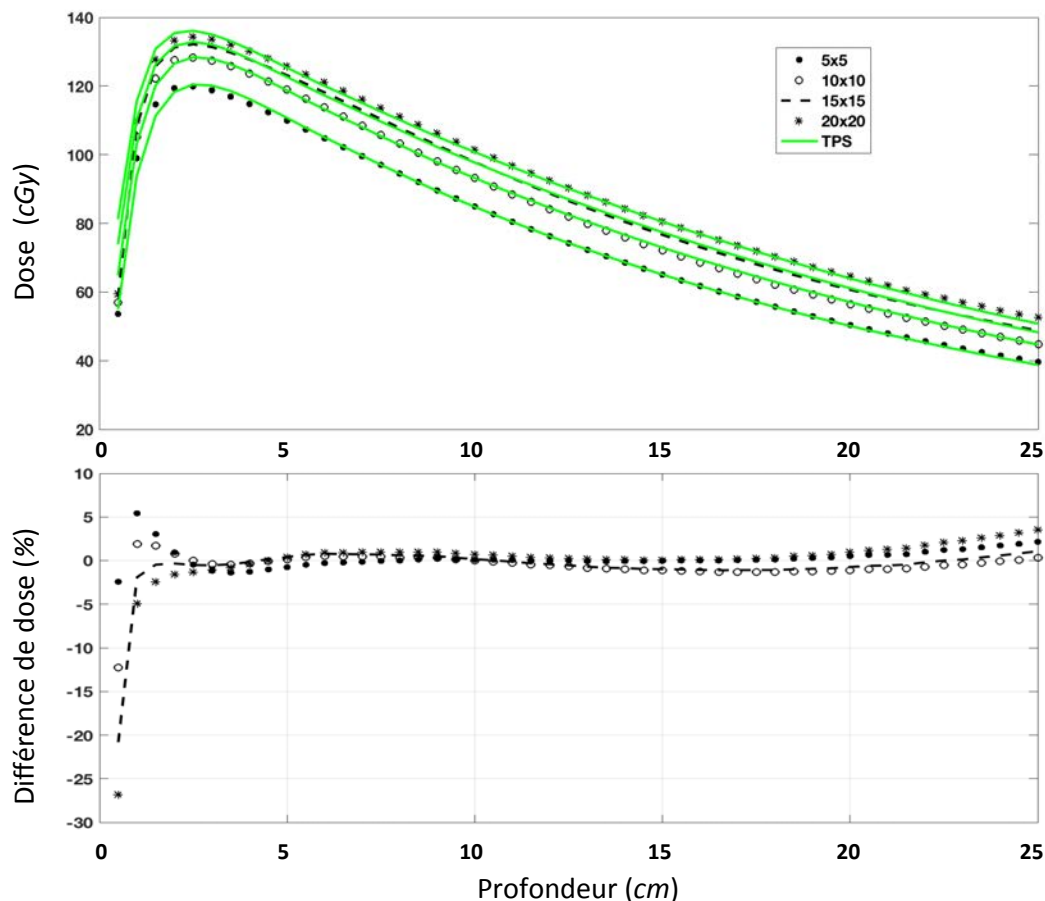


Figure V-3 : Comparaison entre les PDD calculés à partir du TPS et ceux reconstruits pour différentes tailles de champs à partir du nouveau modèle de calcul dans le fantôme de 25 cm d'épaisseur (au-dessus). Les écarts de dose correspondants y sont également indiqués en dessous.

V.2 De la dose 2D à la dose 3D

Pour chaque champ d'irradiation, la dose absorbée en 3D dans le volume irradié résulte de la reconstruction de la dose planaire dans tous les plans parallèles à l'EPID. La sommation des distributions de doses 3D associées à chaque champ constitue finalement la dose totale absorbée dans le volume. La Figure V-4 représente une vue d'ensemble de la reconstruction volumique de dose dans le cas des traitements de RCMi et de VMAT.

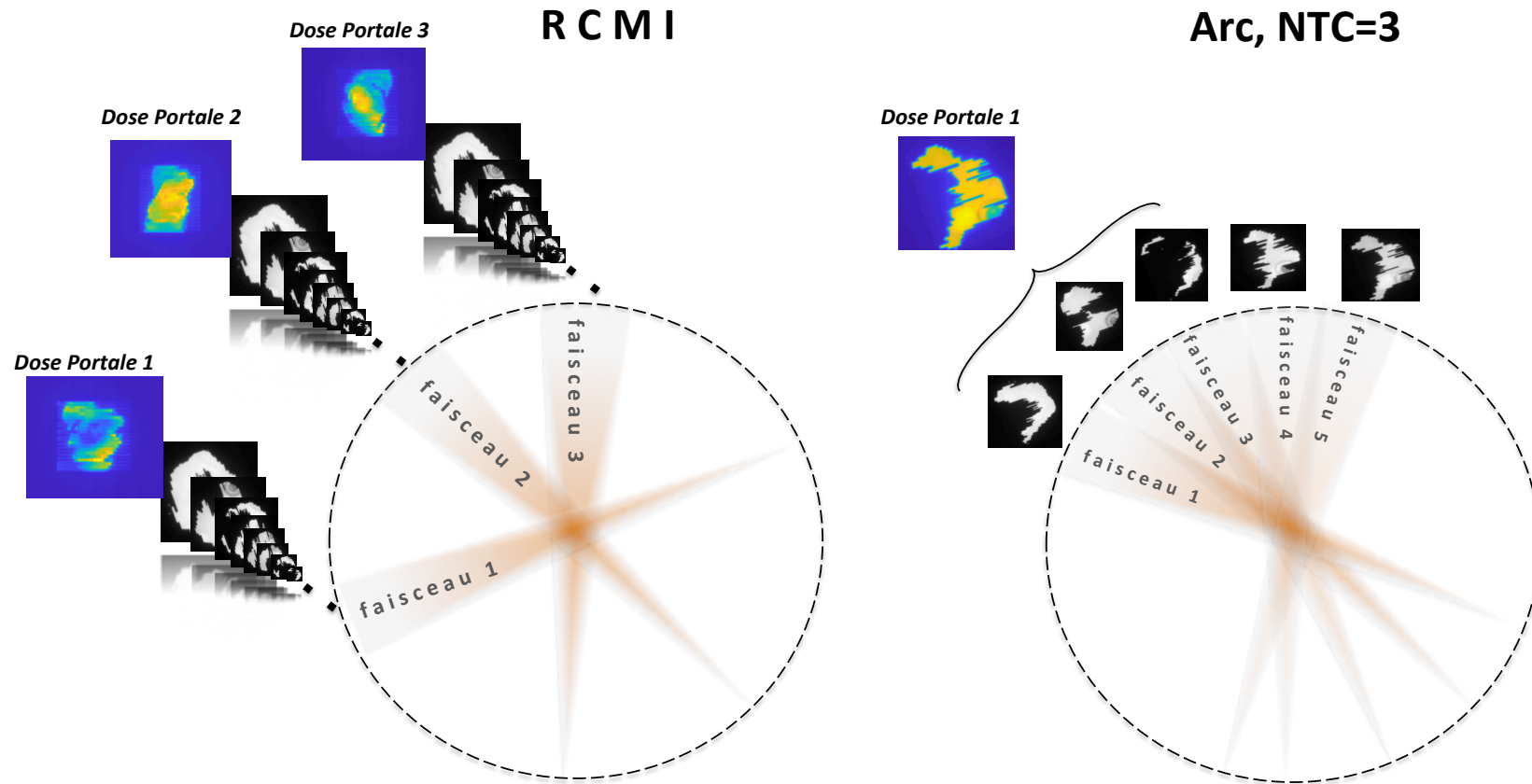


Figure V-4 : Représentation schématique de la reconstruction volumique de dose à partir des images EPID de transit. Les cercles en pointillés représentent la rotation de la tête de l'accélérateur autour de l'isocentre. Les faisceaux sont représentés en rouge. Dans le cas des traitements RCM I (à gauche), l'irradiation est réalisée pour une orientation fixe du bras. Dans cet exemple, le plan RCM I est constitué de 3 champs. Lorsque les trames sont acquises, elles sont toutes sommées ensemble pour former une image portale qui est par la suite transformée en dose portale et rétroprojetée dans le fantôme. Concernant les traitements VMAT (à droite), le mode ciné permet d'acquérir les trames individuellement, elles sont sommées en fonction du NTC pour former les sous-images portales. Dans cet exemple, le NTC vaut 3 pour une meilleure visualisation. En réalité, les images sont acquises à des degrés d'angulation inférieure à 1. Chacune des sous-images est transformée en dose portale en utilisant la fonction de réponse appropriée (dans cet exemple, $f_{VMAT,3}$) avant d'être rétroprojetée dans le fantôme.

V.3 Test de l'algorithme de reconstruction de la dose en 3D sur fantôme

V.3.1 Matériel et méthodes

V.3.1.1 Les fantômes

Notre algorithme de rétroprojection de la dose en 3D a été testé sur deux types de fantôme (Figure V-5). Le premier est de forme cylindrique, homogène et équivalent eau, avec un diamètre de 20 cm pour 30 cm de longueur (Varian medical systems, Palo Alto, USA). Le second est un fantôme pelvis constitué de 2 types de matériaux simulant l'os et les tissus mou (BrainLAB Inc, Munich, Germany).

V.3.1.2 Calculs sur Eclipse, acquisition des images, critères gamma

Pour tester notre algorithme de reconstruction volumique, 3 plans RCMI de 4 à 6 champs et 3 plans VMAT avec 2 arcs issus de traitements de la prostate ont été sélectionnés.

Les images ont été acquises en mode continu et un NTC=6 a été utilisé pour les champs rapidarcs.

Les distributions de dose ont d'abord été calculées sur le TPS dans une grille de résolution $2.5 \times 2.5 \times 2.5 \text{ mm}^3$ et exportées sous forme de matrices de pixels pour être comparées à la dose reconstruite avec l'algorithme de rétroprojection en 3D, dans une grille de même résolution et de même dimension. Puis un rééchantillonnage avec la méthode des splines cubiques a ensuite permis de réduire la taille des voxels à une dimension de $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ afin de comparer les distributions de dose calculées et reconstruites avec une analyse gamma. Concernant les critères, nous avons fait le choix d'utiliser une analyse gamma global avec un DTA de 3mm, un critère de dose de 3% et un seuil d'acceptation de $P_{\gamma \leq 1} = 95\%$, comme indiqué par plusieurs auteurs lorsque la reconstruction est réalisée en milieu homogène (1,73,111,112).

V.3.2 Résultats et discussion

La Figure VI-6 montre les résultats obtenus pour un champ VMAT sur le fantôme pelvis. Trois plans de dose reconstruits à partir des trames acquises y sont représentés ainsi que l'analyse gamma correspondante. Dans cet exemple, l'indice gamma moyen $\gamma \langle \gamma_{\text{moy}} \rangle = 0.263$ et le pourcentage de points ayant un $\gamma \leq 1 \langle P_{\gamma \leq 1} \rangle = 99.62\%$. Les résultats de tous les plans de RCMI et de VMAT testés sur les fantômes cylindre et

pelvis sont donnés dans le Tableau V-1. La comparaison entre les doses reconstruites et celles calculées révèle un pourcentage de points ayant un $\gamma \leq 1$ au-dessus de 95% pour tous les champs testés avec les deux types de traitement sur les deux fantômes de test. Il est donc possible à ce stade de notre étude d'utiliser l'algorithme de rétroprojection afin de vérifier *in-vitro* que tous les paramètres du faisceau de traitement sont bien transférés depuis le TPS vers la machine. Des résultats similaires aux nôtres ont été reportés dans la littérature avec la même approche indirecte à partir de l'imageur au silicium amorphe iViewGT (Elekta®, Stockholm, Suède). Bien que notre modèle ne prenne pas encore en compte la correction des hétérogénéités, il peut être utilisé pour reconstruire la dose volumique dans des milieux peu hétérogènes comme c'est le cas pour le fantôme pelvis.

Concernant les traitements VMAT, une moyenne de 650 images est acquise par champ. Ce qui permet une reconstruction avec environ 108 images lorsqu'un NTC=6 est utilisé, soit une rétroprojection tous les 3-4 degrés d'angulation du bras. Bien évidemment, plus le nombre de sous images est élevé et plus la dose reconstruite sera précise, mais dans ce cas les temps de calcul seront également augmentés. Dans notre étude, le choix d'une telle valeur de NTC a permis d'avoir un temps de calcul de 30 minutes environ sur un ordinateur standard (Intel Core i7 quadricœur à 2,5 GHz).

Synthèse

Un algorithme de rétroprojection en 3D a été implémenté dans cette étude pour reconstruire la dose en milieu équivalent eau à partir des images EPID de transit. Il est fondé sur le modèle de reconstruction planaire à l'isocentre. Ce dernier a été étendu à tous les plans parallèles à l'EPID en prenant en compte l'effet de durcissement du faisceau avec la profondeur, $\sigma_{faisceau}$ et l'effet de build-up, σ_{BU} . Pour chaque technique d'irradiation, la rétroprojection est appliquée individuellement à chaque image de transit. La somme de toutes les distributions de dose ainsi obtenues constitue la dose totale absorbée dans le volume.

L'évaluation sur fantômes (cylindre et pelvis) à partir des champs de RCMI et de VMAT a montré que ce modèle permet une reconstruction précise en milieu peu hétérogène (gamma global 3%-3 mm) et qu'il peut à ce stade être utilisé comme moyen de vérification *in vitro* de la dose délivrée au patient.

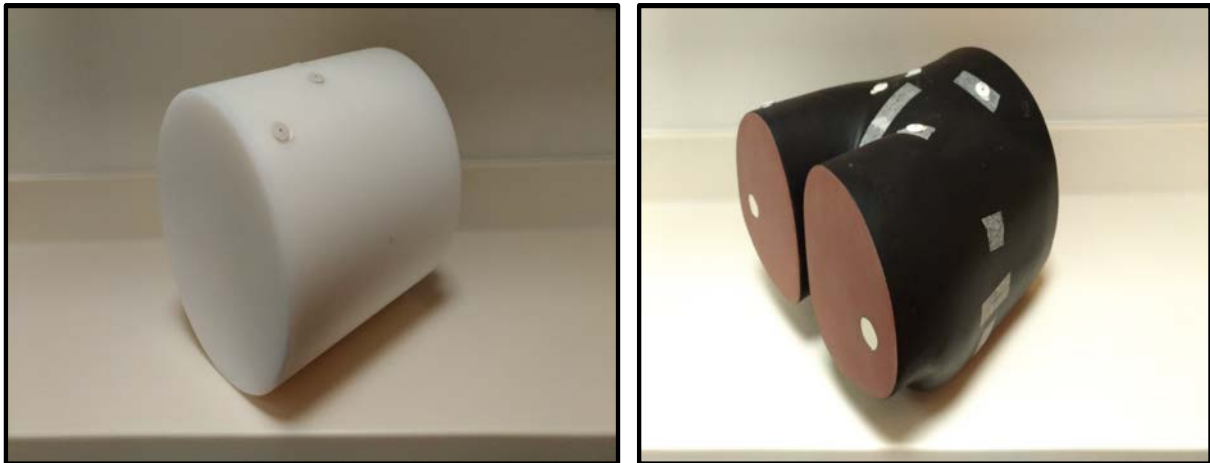


Figure V-5 : Fantôme cylindrique homogène équivalent eau, à gauche et fantôme pelvis à droite.

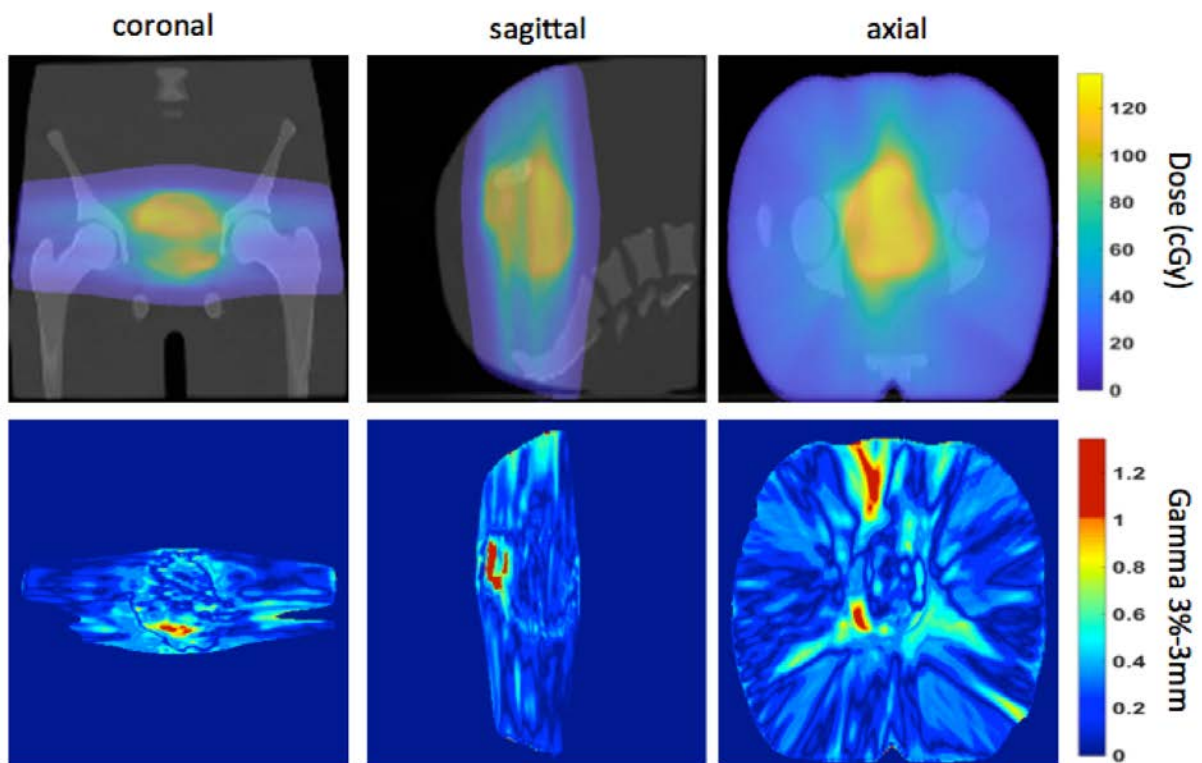


Figure V-6 : Résultats de la reconstruction dosimétrique d'un champ rapidarc délivré sur le fantôme pelvis. Au-dessus sont représentés 3 plans de dose orthogonaux (coronal, sagittal et transversal) intersectants l'isocentre. Les images scanner fournies par le TPS ont été fusionnées à chaque plan de dose. L'analyse gamma correspondante est représentée en dessous de chaque plan. Les pixels ayant un indice gamma supérieur à 1 sont représentés en rouge.

RCMI					
Plans	Nombre de champs	$P_{\gamma \leq 1}(\%)$		Y_{moy}	
		Cylindre	Pelvis	Cylindre	Pelvis
A	4	97.3	97.21	0.421	0.42
B	5	98.09	97.02	0.337	0.436
C	5	98.92	97.76	0.344	0.41
ARCTHERAPIE					
Plans	Champs	$P_{\gamma \leq 1}(\%)$		Y_{moy}	
		Cylindre	Pelvis	Cylindre	Pelvis
A	Arc 1	99.92	99.84	0.266	0.243
	Arc 2	99.52	99.62	0.29	0.263
B	Arc 1	99.5	99.61	0.3499	0.282
	Arc 2	99.56	99.25	0.309	0.306
C	Arc 1	99.7	99.38	0.279	0.257
	Arc 2	99.51	98.93	0.285	0.297

Tableau V-1 : Résultats obtenus après reconstruction de la dose absorbée dans le fantôme cylindrique homogène et dans le fantôme pelvis à partir des images portales de transit. Les doses reconstruites ont été comparées à celles calculées à partir du TPS à l'aide de l'indice gamma (3%-3 mm). La dose totale a été reconstruite pour les traitements RCMI en sommant les doses 3D relative à champ constituant le même plan. Les plans VMAT sont tous constitués de 2 champs. Ces derniers ont été chacun reconstruits individuellement et comparés à la dose TPS correspondante.

Chapitre VI

Prise en compte des hétérogénéités et détection des sources d'erreurs avec la dosimétrie de transit

Introduction

Comme nous venons de le voir, l'algorithme de reconstruction de la dose est fondé sur la rétroprojection de l'image de transit en milieu équivalent eau. La correction de l'atténuation et les kernels de redistribution sont de ce fait inadaptés pour des localisations présentant de fortes hétérogénéités tels que les cancers du poumon ou des organes oto-rhino-laryngologiques (ORL).

Ce chapitre présente la méthode de dosimétrie « in aqua vivo » établie par Wendling *et al.* en 2012 (1) pour prendre en compte les hétérogénéités.

Nous allons d'abord en expliquer le principe avant de la tester sur un fantôme thorax et in vivo, sur 10 patients traités pour des cancers localisés au niveau de la prostate. Nous terminerons par une évaluation de sa sensibilité face à différentes sources d'erreurs pouvant altérer la bonne distribution de dose, tels que les changements anatomiques ou le mauvais positionnement sur la table de traitement.

VI.1 Méthode de dosimétrie « in aqua vivo »

L'idée de base de la méthode in aqua *vivo* consiste à se ramener à une situation dans laquelle le milieu irradié serait considéré comme totalement homogène.

Pour se faire, chaque image de dose portale primaire, c'est à dire chaque image EPID de transit mesurée pendant le traitement, puis convertie en dose dans l'eau et corrigée de la diffusion venant du patient, est convertie en une image qui serait mesurée si le même patient était entièrement constitué d'eau, d'où le terme « in aqua *vivo* ».

Un schéma explicatif de la méthode est présenté dans la page suivante (Figure VI-1).

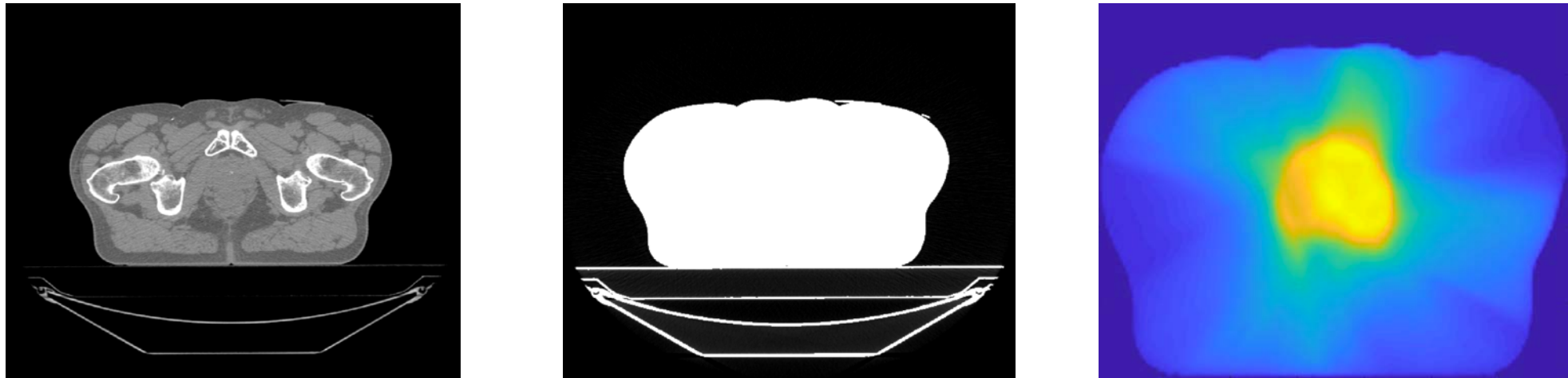


Figure VI-1 : Résumé de la dosimétrie in aqua vivo.

1) $D_{prim_{ij}}^{hetero}$

Chaque image de transit acquise en présence du patient est convertie en dose portale primaire, $D_{prim_{ij}}^{hetero}$.

$$2) D_{prim_{ij}}^{homo} = D_{prim_{ij}}^{hetero} * \frac{\Omega(t_{ij})}{\Omega(h_{ij})}$$

La dose portale primaire issue de la transmission des faisceaux dans le patient, c'est à dire en milieu hétérogène, est ensuite convertie en dose portale primaire $D_{prim_{ij}}^{homo}$ par multiplication avec le facteur $\frac{\Omega(t_{ij})}{\Omega(h_{ij})}$ correspondant au rapport des transmissions primaires estimées en milieu homogène de densité égale à celle de l'eau et en milieu hétérogène. $D_{prim_{ij}}^{homo}$ correspond donc à la dose portale primaire de transit qui serait acquise si le patient avait été constitué d'eau uniquement. Elle est ensuite utilisée pour être rétroprojetée dans chaque coupe parallèle à l'EPID dans le patient homogène, à partir de l'algorithme de reconstruction en suivant l'équation générale (5.1.d) proposée dans le chapitre précédent.

3) Reconstruction In aqua vivo

La dose totale 3D reconstruite en milieu homogène est comparée à celle calculée sur le TPS dans le même milieu. Pour se faire, un plan de vérification est recréé à partir du plan initial du patient en modifiant les unités hounsfield (UH) des voxels du scanner pour les fixer à la valeur correspondant à l'eau, c'est à dire 0. La comparaison, est réalisée à l'aide de l'analyse gamma 3% du maximum de dose, 3 mm de DTA.

La conversion des images de transit est fondée sur le calcul de la transmission primaire proposée dans le chapitre 4.

Cette transmission s'exprime selon l'équation (IV.4a) de la façon suivante :

$$\widetilde{Tr}_{ij}^{prim} = \Omega(t_{ij}) \cdot \mathcal{M}_{ij},$$

où $\Omega(t_{ij})$ est un polynôme calculé de façon empirique et permettant d'estimer la transmission primaire dans l'axe du faisceau en fonction de l'épaisseur t_{ij} traversée dans un milieu équivalent eau (voir Figure V-1). Et \mathcal{M}_{ij} est une matrice de correction de la transmission primaire en dehors de l'axe du faisceau.

Cette équation est appropriée dans le cas des milieux présentant une densité équivalente à celle de l'eau. En revanche, lorsque l'on considère des milieux hétérogènes, la distance équivalente-eau (distance radiologique), h_{ij} doit être prise en compte. Il s'agit de la distance qu'aurait parcouru le faisceau pour subir la même atténuation que dans le fantôme/patient, si ce dernier était uniquement composé d'eau.

En utilisant les équations (IV.3c) et (IV.4a), la transmission primaire $\widetilde{Tr}_{ij}^{hetero}$ peut être prédite pour chaque image de dose portale primaire $D_{ij}^{prim,hetero}$ mesurée derrière le fantôme/patient avec l'équation suivante :

$$\widetilde{Tr}_{ij}^{hetero} = \frac{D_{ij}^{prim,hetero}}{D_{ij}^{a\ vide}} = \Omega(h_{ij}) \cdot \mathcal{M}_{ij} \quad (VI.1a)$$

Le même calcul est réalisé pour prédire la transmission primaire $\widetilde{Tr}_{ij}^{homo}$ correspondant au même fantôme/patient composé d'eau uniquement.

$$\widetilde{Tr}_{ij}^{homo} = \frac{D_{ij}^{prim,homo}}{D_{ij}^{a\ vide}} = \Omega(t_{ij}) \cdot \mathcal{M}_{ij} \quad (VI.1b)$$

En combinant les équations (VI.1a) et (VI.1b), la dose primaire fictive mesurée à partir des images de transit et des distances traversées dans le fantôme/patient s'exprime selon l'équation ci-après :

$$D_{prim_{ij}^{homo}} = D_{prim_{ij}^{hetero}} \cdot \frac{\Omega(t_{ij})}{\Omega(h_{ij})} \quad (VI.1c)$$

VI.2 Détermination des distances équivalentes eau

VI.2.1 Méthode

Les distances équivalentes-eau sont calculées selon la méthode du « ray-tracing » décrite par Amanatides et Woo en 1987, (113). Elle permet de mesurer toutes les distances traversées par un rayon dans une grille à 3 dimensions découpées en voxels.

Dans notre cas, il s'agit des images scanners associés au fantôme/patient. Ce dernier est couché sur la table de traitement en position de décubitus dorsal, la tête orientée vers le bras de l'accélérateur. Les dimensions du voxel en x (axe gauche-droite), et en y (axe dorso-ventral) sont toutes les deux égales à 0.9766 mm , et celle en z (axe cranio-caudal) est égale à 2.5031 mm .

VI.2.1.1 Cas 2D- méthode du Ray Tracing

Nous allons tout d'abord nous intéresser au cas 2D. Considérons la Figure VI-2 ci-après dans laquelle est représentée une grille de pixels traversée par un rayon allant d'un point d'origine O (source des faisceaux) à un point d'arrivée I (pixel ij de l'EPID) de coordonnées respectives (O_x, O_y) et (I_x, I_y) . Le point P_1 représente le premier point d'intersection de la droite avec la grille de pixels. Il a pour coordonnées :

$$\begin{pmatrix} P_{1,x} \\ P_{1,y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} O_x \\ O_y \end{pmatrix} + D \cdot \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} \quad (VI.2a)$$

où $\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix}$ représente le vecteur unitaire de la droite (OI) et D est la distance euclidienne qui sépare les points O et P_1 .

Le pixel d'entrée, est repéré avec les numéros X et Y . Dans l'exemple de la Figure VI-2, $X=1$ et $Y=6$.

De plus, les variables $pasX$ et $pasY$, initialisées à 1 ou -1, permettent d'incrémenter ou désincrémenter ces numéros lors de la traversée du rayon. La détermination de leur signe est donnée par celui de v_x pour $pasX$ et par v_y pour $pasY$. Dans l'exemple de la figure 6.b, le couple vaut (1, -1).

Enfin, les valeurs ΔX et ΔY sont aussi calculées. Elles indiquent les distances à parcourir en x et en y par le rayon pour qu'il croise le premier axe horizontal (point rouge) et le premier axe vertical (point bleu) constituants la grille de pixels. Le minimum de ces deux valeurs indique de combien l'on peut se déplacer le long de la droite tout en restant à l'intérieur du voxel. Cette valeur est rajoutée à D et le point d'intersection suivant est calculé en utilisant l'équation (VI.2a). Le même procédé est répété dans une boucle jusqu'à ce que le couple (X, Y) ne corresponde plus au numéro des pixels appartenant à la grille.

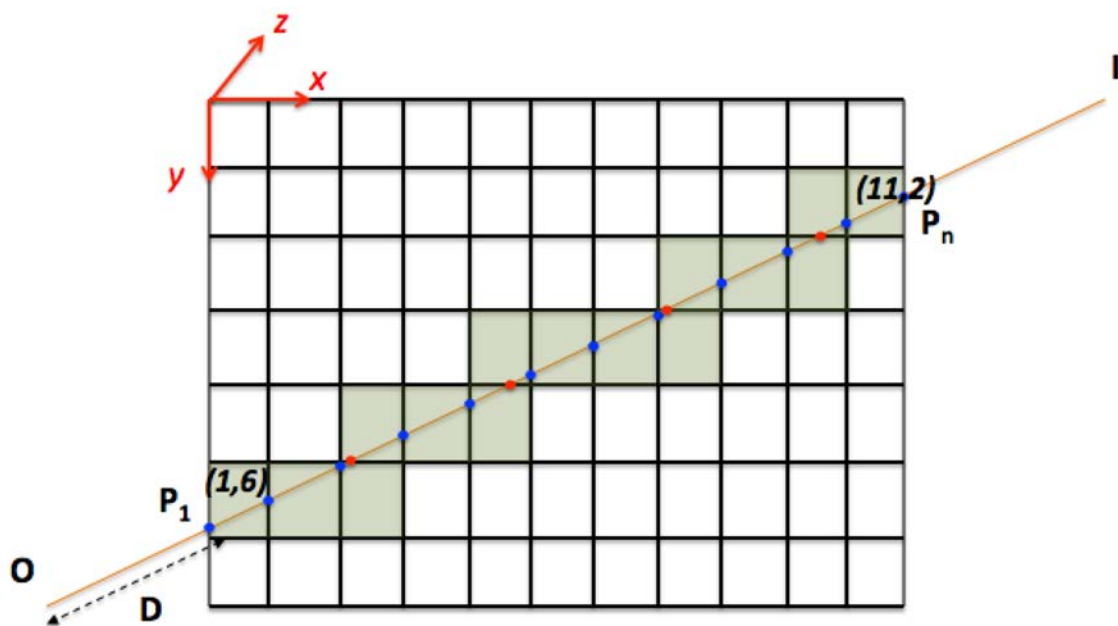


Figure VI-2 : Intersection d'une droite (OI) avec une grille de pixels. Les pixels traversés sont représentés en vert. Les points d'intersection avec les segments constituant la grille sont représentés par des points bleus et rouges. Figure non à l'échelle.

VI.2.1.2 Extension au cas 3D

L'extension au cas de la grille à trois dimensions est relativement simple. Elle nécessite le rajout d'une troisième variable dans l'axe z .

A partir de ce modèle, la distance parcourue dans chaque voxel, l_k ainsi que la densité électronique relative qui lui est associée, e_k sont enregistrées au fur et à mesure que la boucle est incrémentée : de $k=1$ à $k=n$.

Enfin, la distance équivalente-eau correspondante est calculée en suivant l'équation ci-dessous :

$$h_{ij} = \sum_{k=1}^n (l_k \cdot e_k), \quad (VI.2b)$$

où l_k est la distance réelle traversée dans le voxel k donné et e_k est sa densité électronique relative, celle de l'eau valant 1.

La Figure VI-3 permet d'avoir une meilleure visualisation en 3D de l'intersection de la droite avec les voxels constituant le scanner du fantôme/patient.

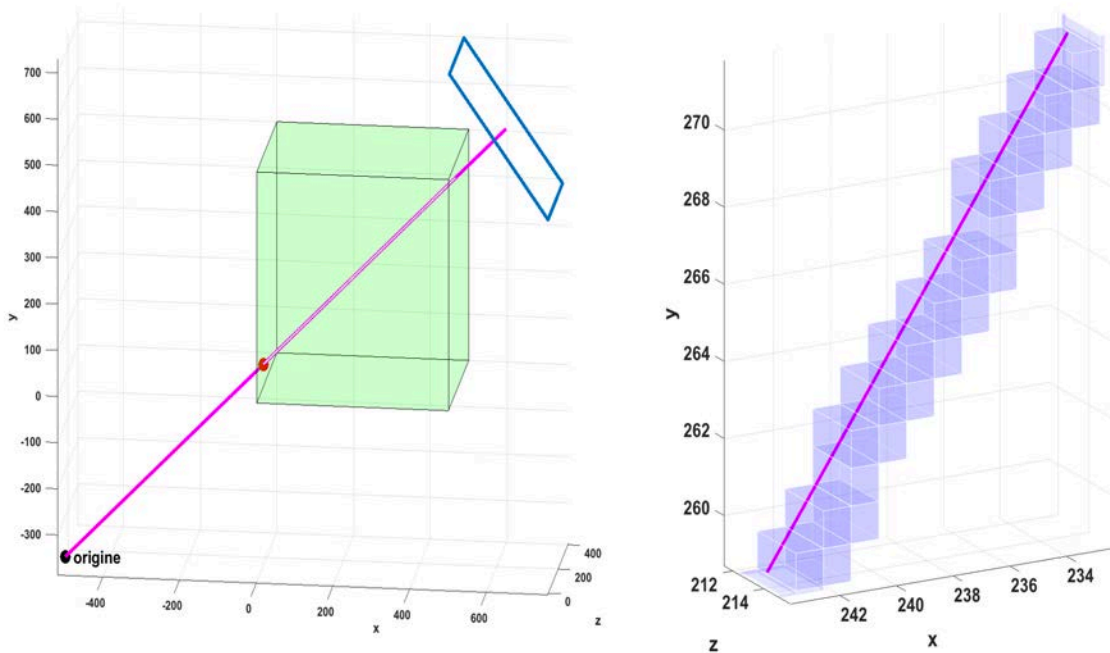


Figure VI-3 : Vue globale du Ray Tracing à travers le scanner du fantôme/patient à gauche. A droite, un zoom a été réalisé pour mieux visualiser l'intersection avec les voxels. La droite représente un faisceau de photons arrivant au centre de l'EPID (rectangle bleu). Figure à l'échelle.

VI.2.2 Résultats et discussion

La Figure VI-4 est un exemple des distances équivalents-eau et des distances réelles traversées dans le patient, dans le cas d'un rayon de photons issus de la source à 0 degré. Les distances réelles ont été obtenues à partir du scanner du patient en ayant pris soin de remplacer toutes les densités électroniques relatives des voxels traversés par $e_k = 1$.

Le scanner utilisé dans cet exemple est issu d'un plan de traitement de cancer localisé au niveau de la prostate. Le rapport $\frac{\Omega(t_{ij})}{\Omega(h_{ij})}$ permettant de convertir la dose portale primaire acquise derrière le patient en dose portale primaire homogène y est également représenté.

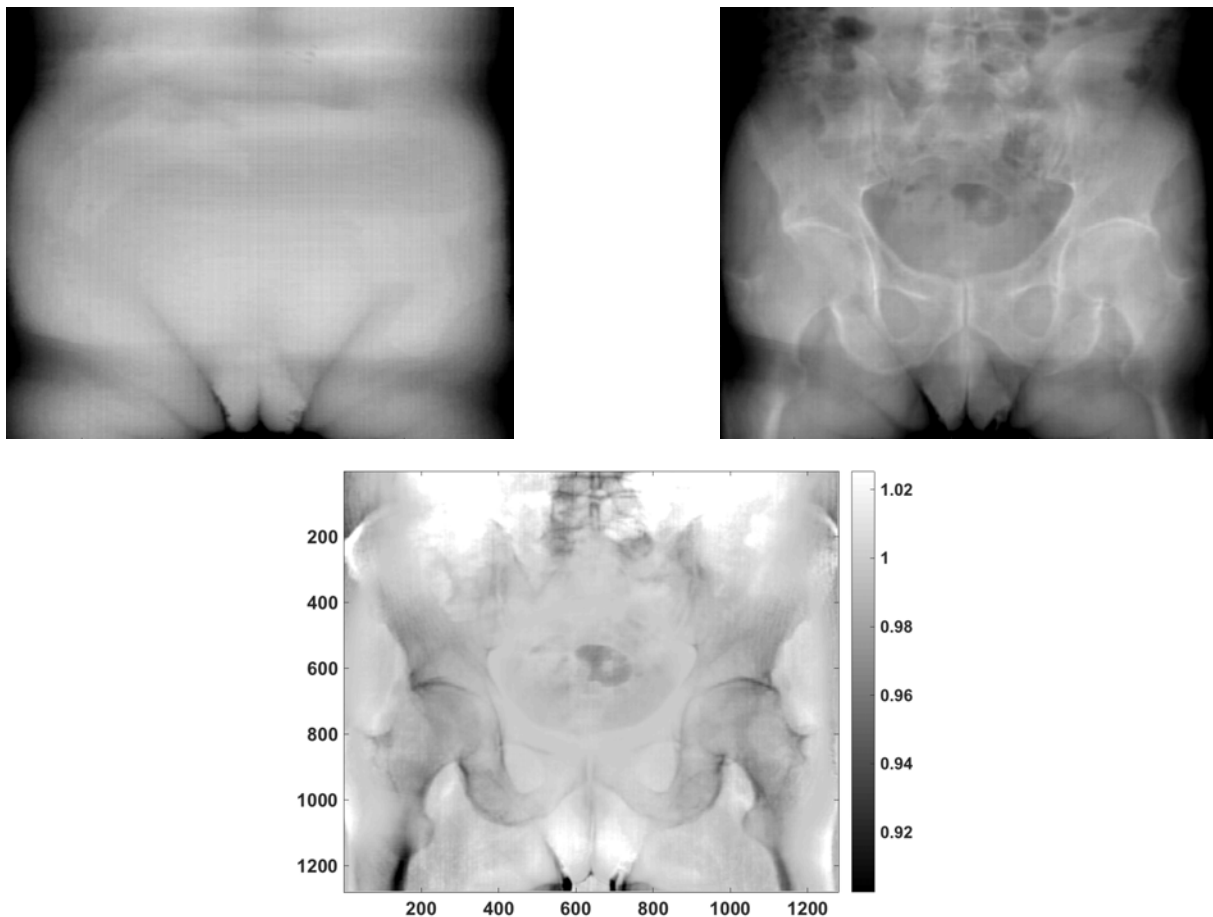


Figure VI-4 : Distances réelles (en haut à gauche) et distance équivalente-eau (en haut à droite) traversées dans le patient ainsi que le facteur de correction de la dose portale primaire $\frac{\Omega(t_{ij})}{\Omega(h_{ij})}$ (en bas), pour chaque faisceau partant de la source et arrivant sur les pixel ij de l'EPID.

VI.3 Tests sur fantôme thorax et sur patients

VI.3.1 Matériels et méthodes

VI.3.1.1 *Fantôme thorax*

Pour évaluer la prise en compte des hétérogénéités dans l'algorithme de reconstruction de la dose en 3D, 5 plans VMATs correspondant au traitement du cancer localisé de la prostate ont été délivrés sur le fantôme CIRS-thorax (CIRS Inc, Virginie, USA). Ce dernier est constitué de 3 matériaux permettant de simuler l'eau, l'os et les poumons (voir Figure VI-5) ainsi que d'inserts de forme cylindrique, de 16 cm de long et 2 cm de diamètre. 4 d'entre eux sont composés d'un matériau équivalent eau (insert WDT1814), 4 autres correspondent au poumon (insert IL318) et le dernier correspond aux vertèbres lombaires (insert IBN144). Le fantôme pèse environ 11.2 kg et mesure 20 cm de haut pour 30 cm de large, hormis le matériel de contention (de couleur noir sur la photo).

Dans un premier temps, aucune correction n'est apportée sur les images de dose portale avant la rétroprojection dans le fantôme. Puis, dans un second temps, elles sont d'abord multipliées par le facteur approprié donné par l'équation (VI.1c) en fonction des distances traversées, avant d'être rétroprojetées dans le fantôme homogène.

Dans chaque cas, une évaluation gamma globale 3%-3 mm a permis de comparer les doses reconstruites avec celles calculées sur le TPS après avoir ramené la valeur des UH constituants le fantôme à 0.

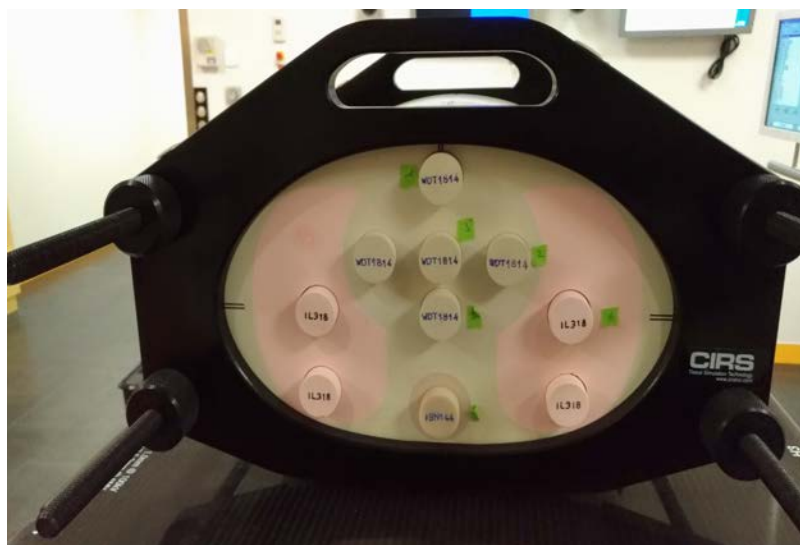


Figure VI-5 : Fantôme CIRS-Thorax utilisé dans l'approche *in aqua vivo*. Il est constitué de 3 matériaux permettant de simuler le poumon (en rose), l'eau (en vert) et l'os (en gris).

VI.3.1.2 Patients

La dosimétrie in aqua a été testée sur 10 patients ayant subi des irradiations dans le cadre du traitement de tumeurs de la prostate. Chaque traitement est fractionné à 2Gy/séance, et pour chacune d'elle, 2 champs rapidarcs sont délivrés : l'un dans le sens horaire, l'autre dans le sens anti horaire. Les images de transit utilisées dans cette étude ont été acquises lors de la première séance avec le mode d'acquisition continu. La dose 3D reconstruite dans le patient en milieu eau est comparée à celle exportée du TPS recalculée également dans l'eau, à partir de l'évaluation gamma globale 3%-3 mm. Comme expliqué dans le chapitre précédent (§ IV.3.1.2), un seuil de validation du $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1} = 95\%$ a été choisi pour évaluer l'efficacité d'une reconstruction volumique de la dose dans un milieu homogène de densité=1 avec l'analyse gamma globale et les critères 3%-3 mm.

VI.3.2 Résultats et discussion

VI.3.2.1 Fantôme thorax

i. Analyse gamma pour 1 champ d'arthérapie

La Figure VI-6 présente 3 différentes coupes de reconstruction perpendiculaires entre elles et passant par le point d'isocentre obtenues pour un champ VMAT avec le nouveau modèle de calcul in aqua vivo. L'analyse gamma 2D associée à chacune d'elle est également présentée dans la même figure ainsi que celle correspondant à la reconstruction réalisée avec l'ancien modèle de rétroprojection.

On constate dans cet exemple que la dose reconstruite présente un meilleur accord avec celle calculée sur le TPS dans le modèle in aqua avec un $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$ allant de 75.50%, 75.11% et 76.26% avec l'ancien modèle à 99.54%, 97.58% et 97.81% dans le nouveau modèle successivement pour les coupes transversale, sagittale et coronale.

ii. Profils de dose

Lorsqu'on s'intéresse plus particulièrement aux profils extraits des coupes reconstruites (Figure VI-7), on remarque que les valeurs obtenues avec le modèle initial sont globalement supérieures à celles calculées avec le modèle in aqua. En effet, les faisceaux de photons étant moins atténués dans la zone pulmonaire, la transmission sera plus élevée en sortie du fantôme entraînant également une dose portale plus élevée. Lorsque le facteur de correction est appliqué sur ces images de dose, la valeur des pixels en est réduite, surtout au niveau de ceux correspondant au trajet des faisceaux dans les zones de densité<1. De ce fait, une dose portale moins élevée induira une dose absorbée plus

basse dans le fantôme d'eau équivalent, principalement au niveau des zones de densité inférieure à celle de l'eau. En revanche, si la dose portale n'est pas corrigée avant d'être rétroprojetée dans le fantôme d'eau, la dose absorbée en sera plus importante, ce qui explique que les profils de dose correspondant sont au-dessus de ceux calculés sur le TPS.

iii. Analyse gamma pour tous les champs étudiés

Le

Tableau VI-1 recense les résultats obtenus dans le cas d'irradiations sur le fantôme thorax. Globalement, la prise en compte des hétérogénéités a permis d'augmenter le pourcentage de points ayant un indice gamma inférieur à 1 en passant de $85,12 \pm 2\%$ à $99,28 \pm 0,51\%$ en moyenne. Dans le même temps, la valeur moyenne de l'indice gamma a diminué en passant de $0,59 \pm 0,038$ à $0,296 \pm 0,029$ en moyenne.

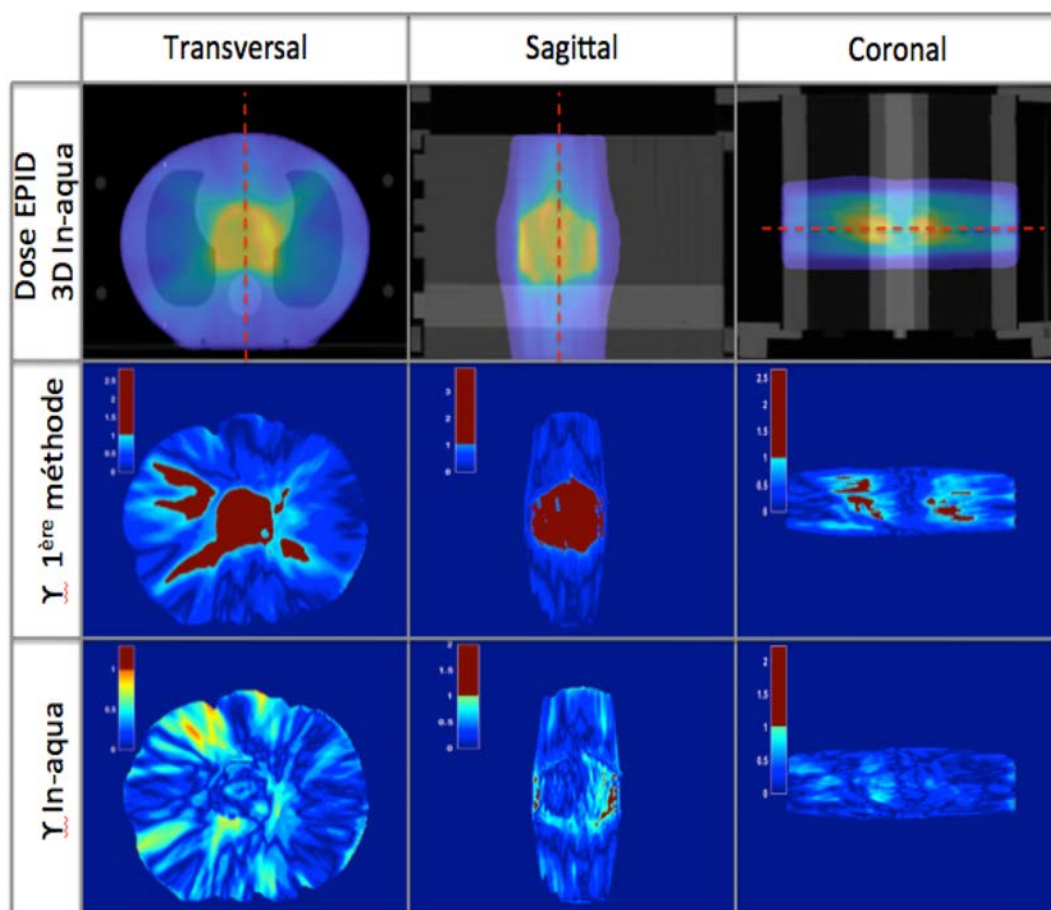


Figure VI-6 : Résultat de la reconstruction 3D in aqua à partir des images EPID acquise pour un champ VMAT délivré sur le fantôme CIRS-thorax. Au-dessus sont présentées 3 plans de dose orthogonaux (transversal, sagittal et coronal) superposés à la coupe scanner correspondante. L'analyse gamma globale 2D (3%-3 mm) associée à chaque plan est représentée en dessous à la fois pour la méthode de reconstruction initiale et pour la méthode in aqua.

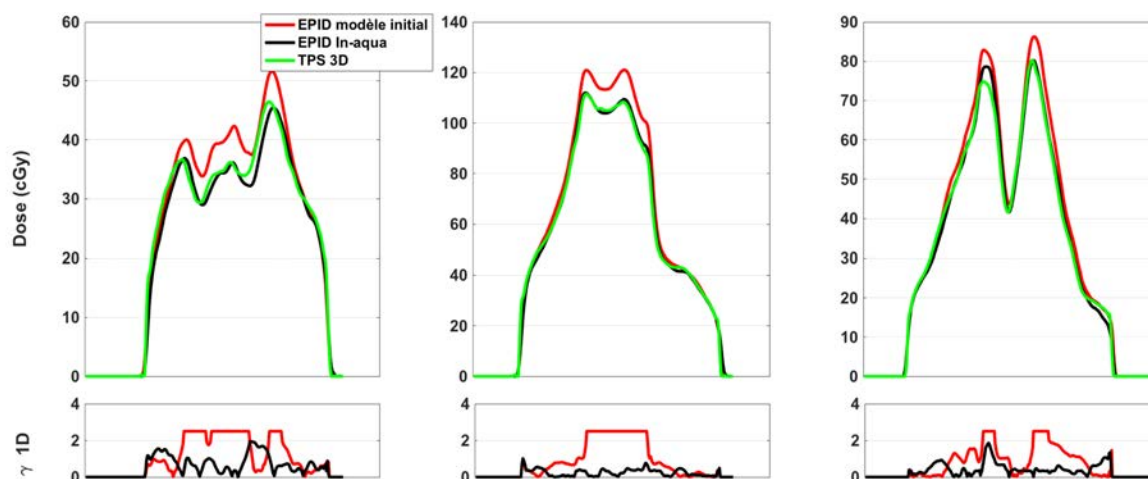


Figure VI-7 : Profils de dose absorbée dans le fantôme CIRS-thorax, obtenus à partir du modèle initial de reconstruction 3D, du nouveau modèle in aqua et du plan de vérification calculé sur le TPS. Les profils ont été extraits des 3 différentes coupes présentées dans la Figure VI-6, en suivant le trait en pointillés rouge du plan transversal pour les profils de gauche, du plan sagittal pour les profils du milieu et du plan coronal pour les profils de droite. L'analyse gamma globale 1D (3%-3 mm) associée à chaque profil de dose est représenté en dessous. Les valeurs d'indice $\gamma > 1$ ont été volontairement remplacées par 2.5 pour une meilleure visualisation.

	EPID 3D initial				EPID 3D In aqua			
	Arc 1		Arc 2		Arc 1		Arc 2	
	$\mathbb{P}_{3D,\gamma \leq 1}$ (%)	Y_{moy}	$\mathbb{P}_{3D,\gamma \leq 1}$ (%)	Y_{moy}	$\mathbb{P}_{3D,\gamma \leq 1}$ (%)	Y_{moy}	$\mathbb{P}_{3D,\gamma \leq 1}$ (%)	Y_{moy}
Plan 1	85,17	0,63	87,34	0,56	99,63	0,27	99,65	0,29
Plan 2	86,56	0,6	82,2	0,62	99,54	0,32	98,4	0,35
Plan 3	85,47	0,54	86,67	0,59	99,78	0,26	98,75	0,3
Plan 4	87,02	0,64	82,98	0,62	99,72	0,28	98,6	0,33
Plan 5	82,06	0,53	85,78	0,57	99,59	0,27	99,21	0,29

Tableau VI-1 : Résultats de la dosimétrie in vivo obtenus pour 5 plans de traitement délivrés sur le fantôme thorax. La reconstruction a été réalisée avec l'ancien modèle de calcul et avec le modèle in aqua. Dans les deux cas, une analyse gamma 3%-3 mm a été réalisée.

VI.3.2.2 Patients

i. Exemple sur un patient

Les Figures VI-8 et VI-9 présentent respectivement les résultats de l'analyse gamma et la comparaison des profils de dose reconstruits pour un des patients. Le pourcentage de points ayant un indice $\gamma < 1$ est de 97,92% avec une moyenne de 0,4. La comparaison en 2D des différents plans de reconstruction passant par l'isocentre avec leur équivalent sur le TPS donne un $\mathbb{P}_{2D, \gamma \leq 1}$ de 99.30%, 94.59% et 99.65% avec une moyenne de 0.33, 0.52 et 0.41 respectivement pour le plan transversal, sagittal et coronal. Pour ce même patient, l'écart entre la mesure et le calcul de la dose maximale absorbée est de 0.6%.

ii. Série de 10 patients

Le Tableau VI-2 recense tous les résultats de la dosimétrie in aqua vivo sur les 10 patients traités pour des cancers de la prostate. En moyenne, le $\mathbb{P}_{3D, \gamma \leq 1}$ est de $96.6330\% \pm 2.07$ avec un indice moyen de 0.439 ± 0.05 environ sur tous les champs. Par ailleurs, l'écart entre la mesure de la dose maximale absorbée et de la dose planifiée in aqua est de $1.09\% \pm 1.18$ en moyenne. Sur les 20 champs de traitements, 4 d'entre eux présentent un $\mathbb{P}_{3D, \gamma \leq 1}$ inférieur au critère d'acceptation de validation fixé à 95%.

iii. Analyse des résultats

De nombreuses raisons pourraient expliquer le $\mathbb{P}_{3D, \gamma \leq 1} < 95\%$ de certains patients.

La toute première est très certainement liée à l'algorithme de reconstruction de dose, notamment au niveau de l'estimation de la transmission portale primaire utilisée pour convertir les images de dose de transit. Mais en dépit de cela, la méthode implémentée s'est révélée être un outil efficace pour la vérification de la dose délivrée en présence de fortes hétérogénéités comme l'ont montré les résultats sur le fantôme thorax ($\mathbb{P}_{3D, \gamma \leq 1} > 95$ pour tous les champs).

D'un autre côté il est essentiel de rappeler que dans le cas d'irradiations de la prostate, le traitement oblige que les patients aient une vessie pleine pour minimiser son irradiation et un rectum vide pour avoir les mêmes conditions de remplissage que le scanner qui a servi au calcul de la balistique des faisceaux. Ces conditions sont tout à fait reproductibles pour les patients qui arrivent à se contenir pendant toute la durée du traitement. Mais il arrive parfois qu'ils ne soient pas traités pour des problèmes d'incontinence ou parce que leur vessie n'est pas assez remplie. Il est donc demandé au patient de revenir plus tard dans la journée avec une vessie suffisamment remplie pour

effectuer le traitement, comme ce fût le cas pour le patient 6. Il peut arriver aussi que les patients présentent des poches de gaz dans le canal anal ou bien des matières dans le rectum qui pourraient nuire également à la bonne délivrance de la dose.

En théorie, dès que le patient présente une anatomie différente de celle qui a permis de calculer le plan de traitement sur le TPS, la correction de la transmission portale primaire ne sera pas fidèle à la réalité et se traduira par une dose absorbée in aqua différente de celle attendue. Si en revanche, le patient présente la même anatomie que le jour où les images scanners ont été acquises, il faudra alors chercher d'autres sources d'erreurs responsables d'un $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1} < 95\%$.

La section qui suit permet d'évaluer dans quelle mesure l'algorithme de reconstruction de la dose in aqua vivo permet de détecter les différentes sources d'erreurs pouvant nuire à la bonne délivrance de la dose au patient.

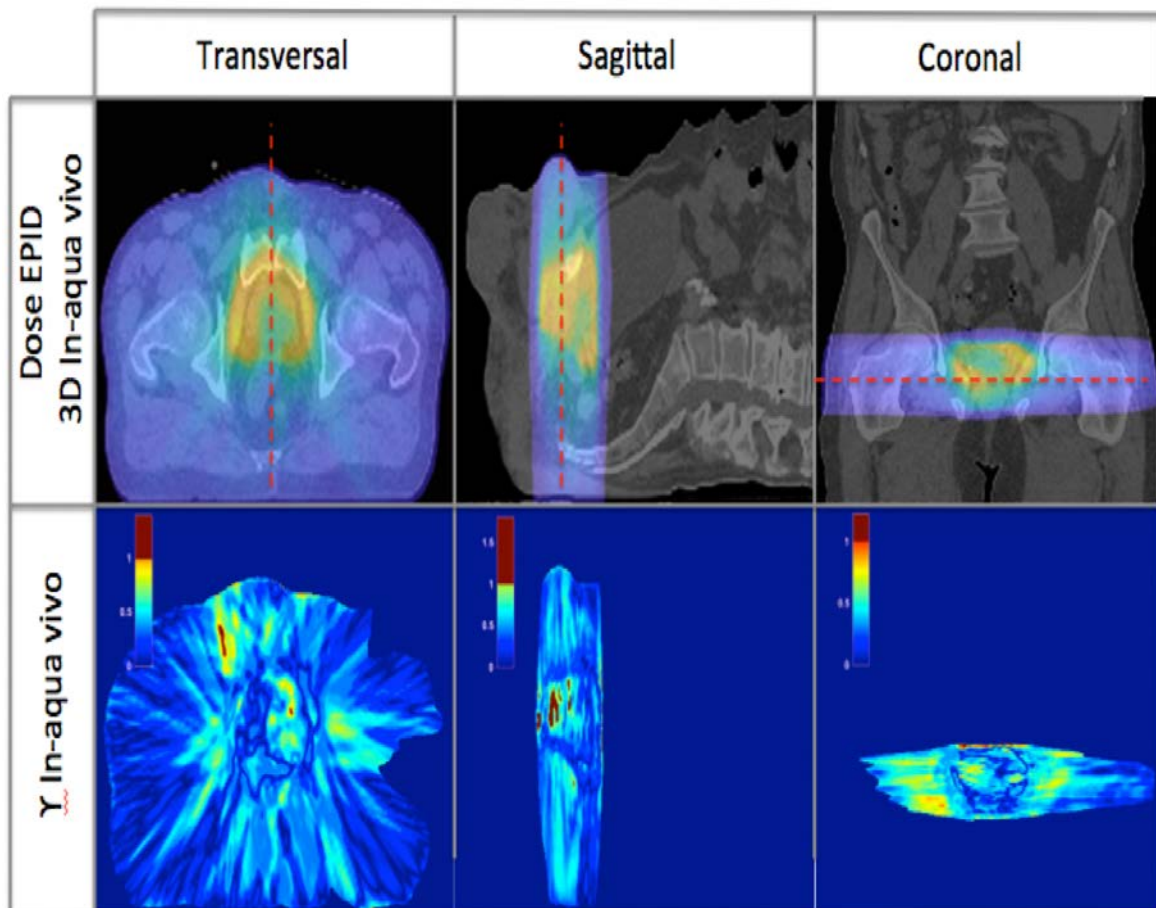


Figure VI-8 : Représentation de 3 différentes coupes de dose absorbée dans le patient reconstruites avec la méthode de dosimétrie in aqua vivo. La comparaison en 2D de ces coupes avec celles calculées sur le TPS est également représentée. Tous les points dont l'indice gamma est supérieur à 1 apparaissent en rouge sur la figure.

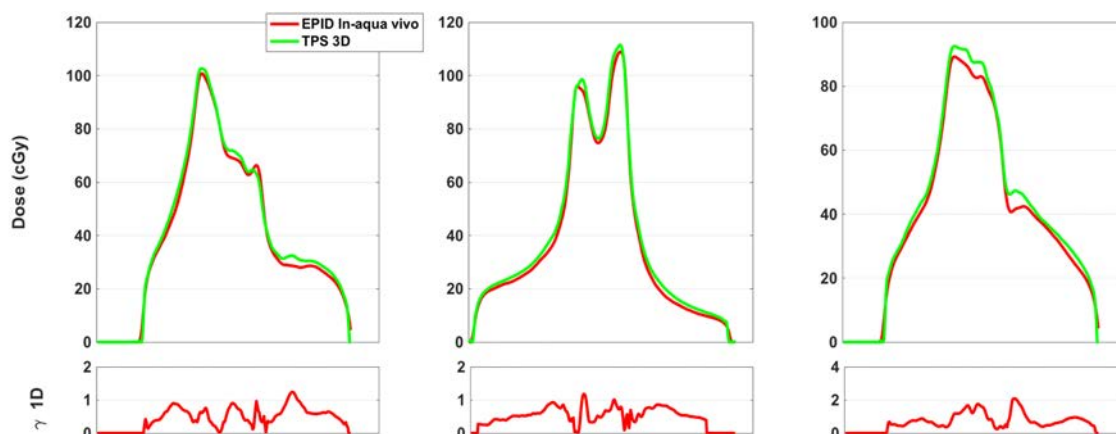


Figure VI-9 : Profils de dose extraits des distributions 2D reconstruites et calculées à partir du trait en pointillés rouges sur la Figure VI-8. L'analyse gamma 1D relative à chaque comparaison de profil est également représentée.

		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Arc 1	$\mathbb{P}_{\gamma \leq 1} (\%)$	99,57	96,15	98,66	97,92	93,32	93,97	95,66	99,60	98,76	96,24
	γ_{moy}	0,37	0,43	0,41	0,4	0,55	0,47	0,50	0,36	0,42	0,45
Dose à l'isocentre : Différence EPID/TPS (%)		-0,88	-0,22	-1,08	0,58	-2,64	-1,57	-1,25	-1,64	-1,56	-1,09
Arc 2	$\mathbb{P}_{\gamma \leq 1} (\%)$	96,91	98,12	97,42	97,13	95,7	92,33	93,51	97,74	97,56	96,39
	γ_{moy}	0,39	0,42	0,43	0,41	0,49	0,49	0,52	0,38	0,43	0,46
Dose à l'isocentre : Différence EPID/TPS (%)		-0,07	-4,66	-0,01	0,63	-1,86	-0,88	-0,67	-0,26	-0,92	-1,78

Tableau VI-2 : Résultats issus de la comparaison 3D entre les coupes reconstruites in aqua à partir des images EPID de transit et celles calculées sur le plan de vérification du traitement (Eclipse) pour les premières séances de 10 patients traités pour des tumeurs pelviennes.

VI.4 Détection d'erreurs

VI.4.1 Evaluation des erreurs

Dans le but d'évaluer la précision de notre algorithme face à différentes sources d'erreurs pouvant engendrer des écarts sur la cohérence calcul/mesure, une série de tests a été réalisée sur le fantôme CIRS-thorax. Plusieurs paramètres du traitement ont été modifiés afin d'en mesurer l'impact sur les résultats de l'algorithme de rétroprojection, en comparant la dose reconstruite avec le calcul de référence réalisé sur le TPS (gamma global 3%-3 mm).

Trois principales sources d'erreurs ont ainsi été étudiées, il s'agit :

- du changement d'anatomie du patient,
- de la perte de poids,
- du mauvais positionnement sur la table de traitement.

VI.4.1.1 *Changement d'anatomie*

i. Matériels et méthode

Le fantôme CIRS Thorax a été irradié avec un champ statique de 12x12 cm² à 50° et à 180°. Les inserts os et poumon ont ensuite été intervertis comme indiqué sur la Figure VI-10.

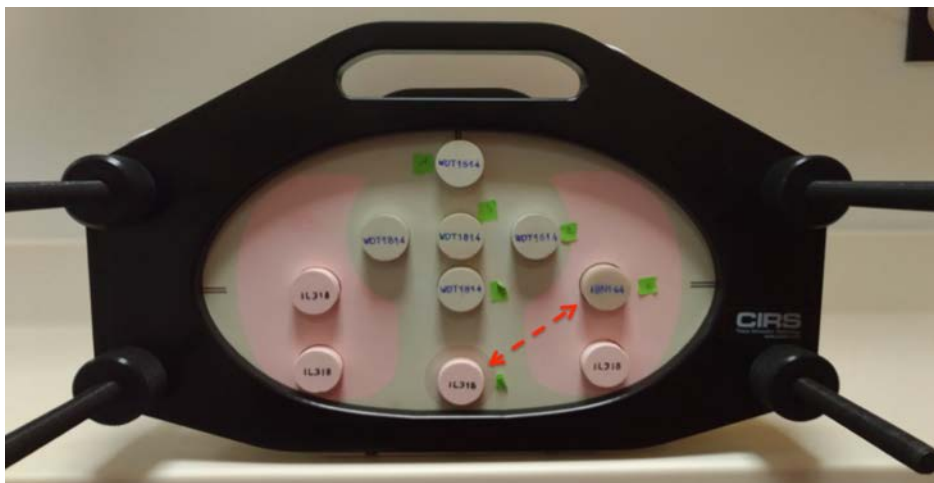


Figure VI-10 : Permutation des inserts os et poumon sur le fantôme thorax

ii. Résultats et discussion

La Figure VI-11 montre l'effet de la permutation des inserts sur la reconstruction in aqua vivo. Les distributions gamma 2D ainsi que les coupes scanners associées γ sont représentées dans un plan transversal coupant l'axe des inserts pour une meilleure visualisation. Sur ces cartographies, les pixels ayant un indice $\gamma > 1$ sont indiqués en rouge.

La modification apportée au fantôme a fait décroître le $\mathbb{P}_{3D, \gamma \leq 1}$ de 99.5% à 95.12% pour une inclinaison à 50° et de 97.74% à 95.65% pour celle de 180°.

Avec une angulation de 50°, le champ a traversé un insert os à la place de ce qui devrait être de l'air et avec l'angulation de 180°, il a traversé un insert poumon au lieu de l'insert os. Comme on peut le voir sur les cartographies gamma, l'erreur détectée avec les images de transit se propage dans le fantôme à mesure que la reconstruction a lieu, induisant cet effet visible de « trainée ». Par ailleurs, la valeur du $\mathbb{P}_{3D, \gamma \leq 1}$ ne décroît pas fortement, contrairement à ce qu'on pourrait attendre, et ne permet donc pas, de prime abord, de suspecter un changement d'hétérogénéités au sein du fantôme ($\mathbb{P}_{3D, \gamma \leq 1} > 95\%$). Cela s'explique sûrement par la taille des inserts de 2 cm de diamètre, assez petits par rapport à la taille totale du fantôme.

En revanche, lorsqu'on s'intéresse plus particulièrement aux distributions γ 2D, une nette variation du pourcentage de points ayant un indice inférieur à 1 est observée. En effet, le $\mathbb{P}_{2D, \gamma \leq 1}$ passe de 99.16% à 84.92% dans le cas d'une irradiation à 50 degrés et de 98.89% à 80.73% pour une angulation du bras de 180 degrés.

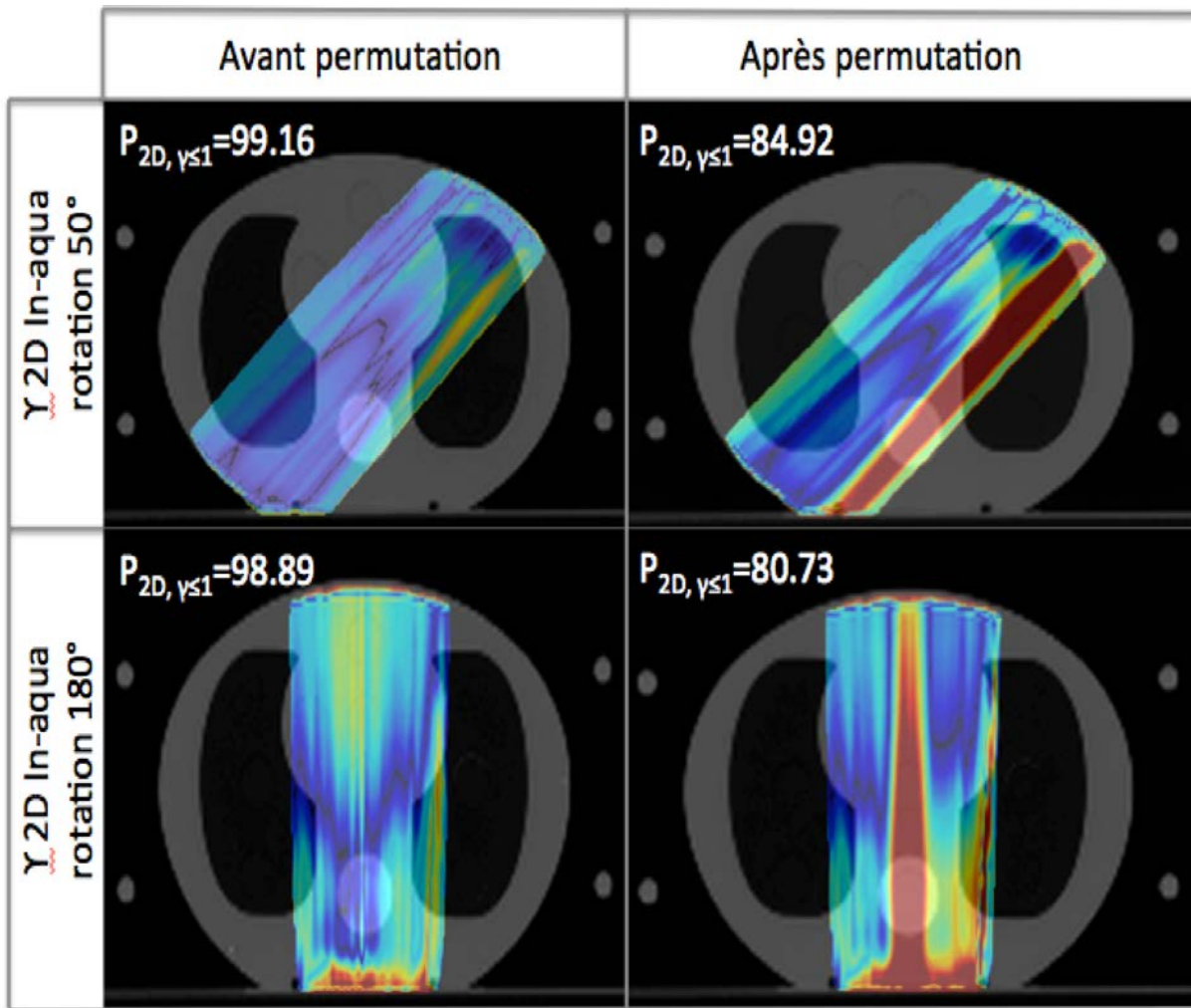


Figure VI-11 : Conséquence de l'intervention des inserts os et poumons sur la reconstruction de la dose absorbée dans le fantôme CIRS-thorax.

VI.4.1.2 Perte de poids

i. Matériels et méthode

Dans le cas du cancer de la prostate, la perte de poids chez le patient peut provenir du régime qu'il doit suivre afin d'avoir un rectum vide le jour du traitement. Cet effet ne peut pas être simulé sur le fantôme thorax. En revanche, en rajoutant du matériel au-dessus de ce dernier, il est possible de simuler une augmentation de volume. Bien évidemment, cela va avoir un impact sur la dose portale primaire et de ce fait, la distribution de dose 3D initialement calculée sur le TPS sera différente de celle reconstruite à partir des images de transit. Comme matériel, nous avons choisi d'utiliser des bolus équivalents tissus en raison de leur facilité de manipulation. Leur fonction principale en radiothérapie est de déplacer le maximum de dose vers la surface pour des irradiations avec des faisceaux d'électrons sur un volume cible se situant à faible profondeur (cancer cutané, irradiation post-mastectomie).

Au total, des épaisseurs de 5 mm, 10 mm, et 15 mm ont été sélectionnés dans cette étude (Figure VI-12). L'effet de la présence de ce matériel sur la vérification de la dose absorbée in aqua dans le fantôme a été étudié pour un champ de référence statique de 12x12 cm² délivré à 0 degré d'angulation.



Figure VI-12 : Bolus de 1.5cm d'épaisseur placé sur le fantôme CIRS-thorax pour simuler une augmentation du volume.

ii. Résultats et discussion

La Figure VI-13 montre des coupes transversales passant par l'isocentre, issues de l'analyse gamma 3D globale relative aux différentes épaisseurs de bolus utilisées. Sur les cartographies gamma, tous les points ayant un indice supérieur à 1 sont représentés en rouge. L'analyse gamma 3D révèle un $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$ allant de 98.82% lorsque aucune modification n'est apportée au fantôme à 98.80%, 94.74% et 74.71% successivement pour les épaisseurs 5, 10, et 15mm. Si l'on se base sur un seuil de 95% comme critère de validation de la distribution de dose, l'algorithme de rétroprojection permet de détecter un changement d'épaisseur de patient pour les bolus de 10 et 15mm. En revanche, une épaisseur de bolus de 5mm sera validée avec notre méthode.

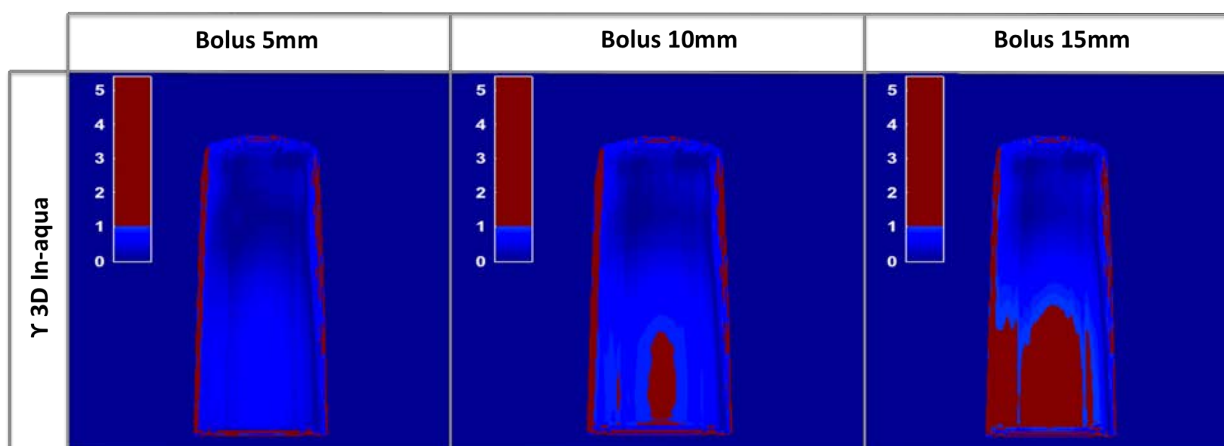


Figure VI-13 : Cartographies gamma 2D obtenues après comparaison des coupes transversales de dose reconstruites et calculées après le rajout de bolus au-dessus du fantôme. Les points dont l'indice gamma est supérieur à 1 apparaissent en rouge.

VI.4.1.3 Changement de position

i. Matériels et méthode

La sensibilité de la méthode de dosimétrie in aqua vivo aux erreurs de positionnement du patient a été évaluée sur le fantôme CIRS-thorax, avec un champ de référence carré de 12 cm de côté délivré à 0 degré de rotation. Plusieurs mesures successives ont été effectuées avec le même champ après avoir décalé le point d'isocentre du fantôme de 5, 10 et 15 mm de la gauche vers la droite, puis du haut vers le bas (Figure VI-14). Dans chaque cas, la dose totale absorbée a été reconstruite à partir des images de transit dans les dimensions initiales du fantôme telles que fournies par le scanner. Chaque dose 3D reconstruite a ensuite été comparée au calcul initial effectué sur le TPS, pour lequel, aucun décalage n'a été opéré.

ii. Résultats et discussion

Le Tableau VI-3 recense les résultats obtenus pour chaque position du fantôme dans l'axe antéro-postérieur (plan transversal, décalages verticaux) et dans l'axe gauche-droite (plan frontal, décalages latéraux).

Globalement, les changements de position dans le plan transversal n'ont pas d'impact significatif sur l'évaluation gamma 3D. En revanche, dans le plan frontal, ils entraînent de nettes variations sur la valeur du $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$. Il est ainsi possible de détecter des erreurs de positionnement de 10mm ($\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1} < 95\%$) lorsque des décalages sont opérés dans l'axe perpendiculaire au faisceau de photons.

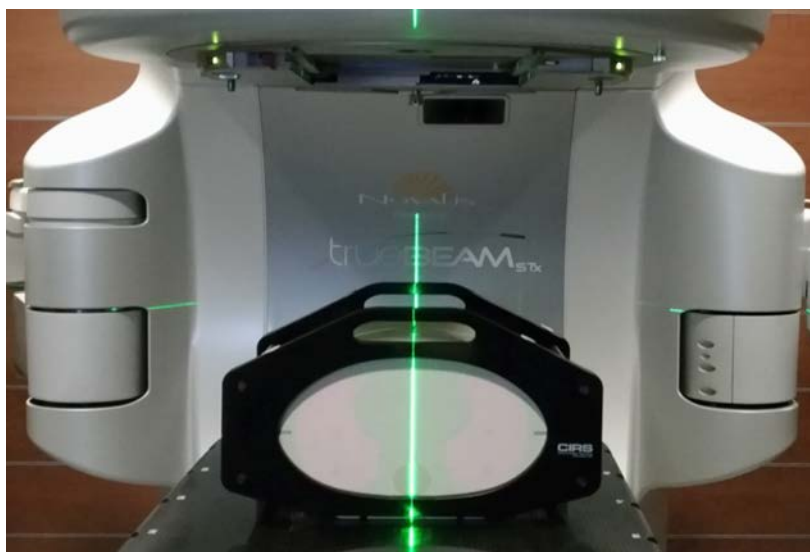


Figure VI-14 : : Fantôme CIRS-positionné à l'isocentre. Des décalages de 5, 10 et 15 mm ont été opérés successivement vers la gauche et vers le haut avant l'irradiation avec un champ de référence de 12x12 cm².

	5 mm	10 mm	15 mm
Décalage à droite	98.13%	93.39%	72.13%
Décalage vers le bas	98.80%	98.77%	98.76%

Tableau VI-3 : Résultats de l'analyse gamma 3D issue de la comparaison entre la dose reconstruite in aqua après décalage du fantôme et celle calculée sur le TPS dans sa position de référence.

Etant donné que c'est la modification apportée sur les images de transit qui va induire une mauvaise reconstruction de la distribution de dose absorbée, nous avons analysé directement les différentes images de transit acquises dans cette série de mesures afin d'interpréter les résultats obtenus.

La Figure VI-15, montre les cartographies gamma 2D issues de la comparaison entre la distribution de dose portale primaire du fantôme dans sa position de référence et celles obtenues pour les différents décalages opérés dans le plan transversal.

On peut en déduire de cette comparaison que la faible variation du $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$ en 3D dans le cas d'un changement de position dans l'axe du champ s'explique par le fait que, quelle que soit la position du fantôme, la dose portale primaire reste quasiment inchangée. En d'autres termes, l'EPID n'est pas sensible aux variations dans cet axe.

Dans le cas des traitements IMRT, il est rare qu'un patient ne soit irradié que dans l'axe antéro-postérieur. Donc même si un déplacement vertical n'est pas visible lorsque le

bras de l'accélérateur se trouve à 0 ou à 180 degrés, il sera détecté par la suite lors des irradiations suivantes, notamment lorsque l'axe du faisceau sera perpendiculaire au décalage. Bien évidemment, ceci est également le cas des traitements VMAT pour lesquels, les images de transit présenteront des écarts par rapport à celles attendues lorsqu'elles seront acquises perpendiculairement à l'axe de déplacement et seront de ce fait responsables d'une mauvaise reconstruction de la dose absorbée dans le patient.

Les décalages dans l'axe tête-pied n'ont pas été étudiés, mais l'on peut en déduire aisément les mêmes conclusions que celles obtenues pour les déplacements latéraux.

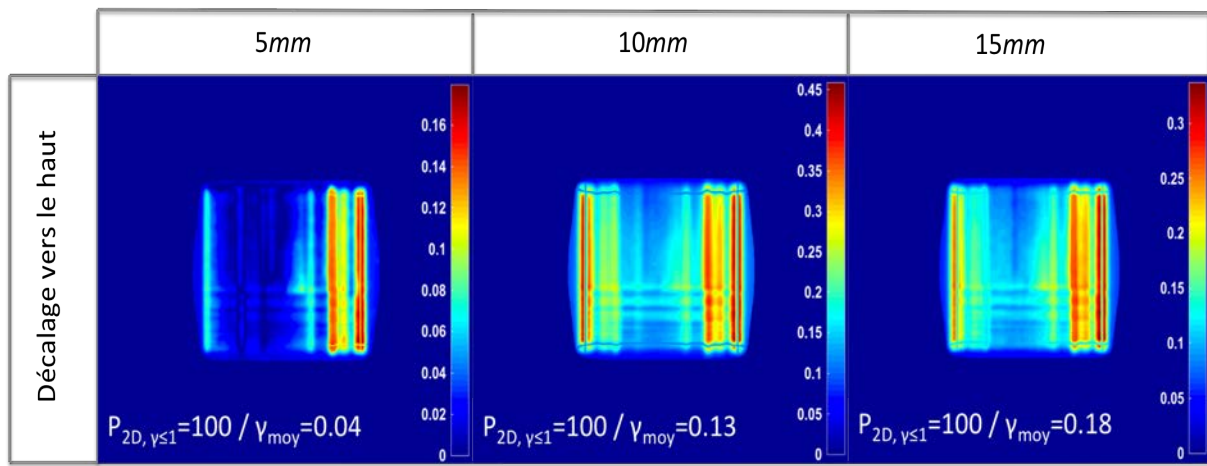


Figure VI-15 : Comparaison en 2D entre les images EPID acquises derrière le fantôme positionné à l'isocentre et celles acquises après l'avoir décalé de 5, 10 et 15 mm vers le haut.

Synthèse

L'algorithme de reconstruction vu dans le chapitre précédent est fondé sur la rétroprojection des images EPID de transit en milieu homogène équivalent eau. Cette limitation ne le permet donc pas d'être utilisé pour vérifier la bonne délivrance de la dose dans le patient lorsque les zones irradiées présentent de fortes hétérogénéités telles que le poumon (exemple de la Figure VI-6). C'est pourquoi nous avons contourner ce problème en estimant la dose portale primaire qui serait acquise en présence du même patient s'il avait été composé d'eau uniquement, cela à partir des distances équivalentes eau traversées par les faisceaux de photons arrivants sur l'EPID. D'où le terme de dosimétrie in aqua vivo donnée à cette nouvelle approche.

L'avantage est qu'elle offre la possibilité de réaliser la reconstruction de la dose à partir des images de transit issues du traitement du patient avec toutes les erreurs qui peuvent subvenir et se propager sur les images.

Certains groupes de recherche ont préféré utiliser des algorithmes de calcul de dose avancés tels que les méthodes Monte-Carlo qu'ils ont incorporés à la vérification de la dose délivrée in vivo à partir de l'EPID (114). Ces approches donnent des résultats très précis en milieu hétérogène comme au niveau du poumon. Cependant, l'efficacité d'une telle méthode est contrebalancée par sa complexité de mise en œuvre et son temps de calcul long. Pour notre part, nous avons voulu à travers la méthode in aqua vivo, proposer une approche facile d'utilisation en routine clinique qui servirait à réaliser des vérifications quotidiennes de la dose délivrée au patient, et cela pour tout type de localisation du cancer, y compris au niveau des poumons.

Conclusion et perspectives

Cette thèse avait pour objectif l'implémentation d'un algorithme de calcul de la dose absorbée dans le patient à partir des images EPID de transit, pour des techniques complexes telles que la RCMI et le VMAT. Dans cette perspective, une approche indirecte a été utilisée. Elle est fondée sur un modèle de calcul expérimental réalisé en plusieurs étapes.

La première consiste à convertir les images EPID en dose dans l'eau à hauteur du détecteur par le biais d'une fonction de réponse et des kernels prenant en compte la non équivalence de matériau entre l'EPID et l'eau. Le formalisme ainsi créé peut également être considéré comme outil de contrôle qualité prétraitement au même titre que l'algorithme PDIP (Varian®) disponible sur le TPS.

La deuxième phase est dédiée à la rétroprojection proprement dite. Elle a d'abord permis de reconstruire la distribution de dose à l'isocentre dans des fantômes équivalents eau d'épaisseur variable en prenant en compte l'inverse carré des distances, la correction de l'atténuation et la diffusion au sein du fantôme.

Ce modèle a ensuite été complété pour être étendu au calcul de la distribution de dose dans tous les plans parallèles à l'EPID en intégrant au formalisme des phénomènes physiques consécutifs à la traversée des faisceaux dans le fantôme : l'effet de build-up et l'effet de durcissement du faisceau avec la profondeur. Des mesures réalisées sur un fantôme cylindrique homogène et sur un fantôme pelvis ont révélé un $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$ en moyenne de $99.02\% \pm 0.933$ et de $98.73\% \pm 1.101$ respectivement, tout type d'irradiation confondue. Ils justifient de ce fait l'efficacité du présent algorithme comme outil de prétraitement *in-vitro* des faisceaux de photons ainsi que son utilisation en clinique pour la reconstruction de la dose absorbée en milieu peu hétérogène.

Le formalisme a ensuite été affiné afin d'y intégrer la prise en compte des hétérogénéités. Plus connue sous le terme de dosimétrie in aqua vivo (1), cette méthode consiste à ramener le calcul de dose absorbée à un milieu homogène par le biais des distances équivalentes eau. Les tests réalisés sur le fantôme thorax ont montré que le $\mathbb{P}_{3D,\gamma\leq 1}$ passait de $85.12\% \pm 2$ lorsque les hétérogénéités ne sont pas prises en compte, à $99.28\% \pm 0.5$ avec le nouveau modèle in aqua, confirmant ainsi son efficacité à pouvoir contourner le problème lié aux hétérogénéités dans des régions anatomiques telles que le poumon. En plus, les tests sur patients ont aussi montré un bon accord entre la distribution de dose calculée sur le TPS et celle reconstruite avec les images de transit

($\mathbb{P}_{3D, \gamma \leq 1} = 96.633\% \pm 2.07$ en moyenne) validant ainsi notre algorithme pour la dosimétrie in vivo.

Pour finir, son efficacité a été testée sur le fantôme thorax après y avoir volontairement appliqué des modifications. Il a ainsi permis de détecter des changements d'hétérogénéité de taille égale à celle des inserts (2 cm), des erreurs de positionnement de l'ordre de 10 mm et l'ajout de bolus à partir de 10 mm. Une modification du patient par rapport au scanner initial est ainsi potentiellement détectable au moyen de la dosimétrie de transit, dans les limites permises par notre modèle.

Les perspectives envisagées pour la suite des travaux que nous avons menés concernent les temps de calcul, la récupération des images et la validation d'autres localisations clinique.

Les temps de calcul pour un champ rapidarc, d'environ 30 minutes sur un ordinateur standard posent encore des limites quant à l'utilisation d'un tel algorithme en routine clinique. Plusieurs possibilités doivent être testées telles que le calcul parallèle, ou l'utilisation de cartes graphiques afin d'en évaluer le bénéfice sur notre algorithme.

Par ailleurs, le fait de devoir exporter les images du traitement directement sur la machine est assez contraignant. En plus, leur récupération doit être effectuée en mode service dès la fin du traitement, sinon elles sont automatiquement écrasées et remplacées par les images suivantes. Il serait donc plus facile pour une dosimétrie de routine, d'avoir accès directement à ces informations à partir du réseau de transfert de données. D'où la nécessité d'envisager cette perspective auprès du constructeur.

Par ailleurs, notre modèle n'a pas pu être testé sur les patients traités pour un cancer des ORL ou du poumon. En effet, ces types de tumeur sont traitées avec d'autres accélérateurs linéaires (clinac iX) dotés du logiciel d'acquisition d'images, IAS4 (VARIAN®). Mais ce dernier ne permet pas d'avoir une information sur toutes les trames acquises individuellement. Ainsi il est difficile de calculer une fonction de réponse en dose lorsque les trames sont acquises en mode continu. Il faudrait donc envisager avec le constructeur la possibilité de modifier les paramètres d'acquisition sur la console de traitement afin de pouvoir enregistrer toutes les images de patients, soit sur une mémoire externe, soit directement sur un serveur informatique.

Bibliographie

1. Wendling M, N. McDermott L, Mans A, Olaciregui-Ruiz I, Pecharromán-Gallego R, Sonke J-J, *et al.* In aqua vivo EPID dosimetry. *Med Phys.* 2012;39(1):367.
2. Ash D. Lessons from Epinal. *Clinical Oncology.* 2007;
3. Vatnitsky S, Lopez PO, Izewska J, Meghzifene A, Levin V. The radiation overexposure of radiotherapy patients in Panama 15 June 2001. *Radiother Oncol.* 2001;3(60):237–8.
4. Tobias JS. What went wrong at Exeter? *BMJ Br Med J.* 1988 Aug 6;297(6645):372–3.
5. IAEA. Accidental overexposure of radiotherapy patients in San José, Costa Rica. *Internat. Atomic Energy Agency;* 1998.
6. IAEA. Setting up a radiotherapy programme: clinical, medical physics, radiation protection and safety aspects. *Internat. Atomic Energy;* 2008.
7. INCa. Critères d’agrément pour la pratique de la radiothérapie externe. 2008;1–2. Available from: www.e-cancer.fr
8. Marshall M, Docherty J. Measurement of skin dose from low energy beta and gamma radiation using thermoluminescent discs. *Phys Med Biol.* 1971;16(3):503.
9. Butson MJ, Yu PKN, Metcalfe PE. Measurement of off-axis and peripheral skin dose using radiochromic film. *Phys Med Biol.* 1998;
10. Alecu R, Feldmeier JJ, Alecu M. Dose perturbations due to in vivo dosimetry with diodes. 1997;42:289–91.
11. Lambert GD, Liversage WE, Hirst AM, Doughty D. Exit dose studies in megavoltage photon therapy. *Br J Radiol.* 1983;
12. Gagnon WF, Horton JL. Physical factors affecting absorbed dose to the skin from cobalt-60 gamma rays and 25-MV x rays. *Med Phys.* 1979;
13. Beyer GP, Scarantino CW, Prestidge BR, Sadeghi AG, Anscher MS, Miften M, *et al.* Technical evaluation of radiation dose delivered in prostate cancer patients as measured by an implantable MOSFET dosimeter. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 2007;69(3):925–35.
14. Marcié S, Charpiot E, Bensadoun R-J, Ciais G, Hérault J, Costa A, *et al.* In vivo measurements with MOSFET detectors in oropharynx and nasopharynx intensity-modulated radiation therapy. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 2005;61(5):1603–6.
15. Rizzotti A, Compri C, Garusi GF. Dose evaluation to patients irradiated by 60Co beams, by means of direct measurement on the incident and on the exit surfaces. *Radiother Oncol.* 1985;
16. Leunens G, Van Dam J, Dutreix A, van der Schueren E. Quality assurance in radiotherapy by in vivo dosimetry. 2. Determination of the target absorbed dose. *Radiother Oncol.* 1990;
17. ICRU. Rapport 35. 1984; Available from: <https://icru.org>

18. Kron T, Schneider M, Murray A, Mameghan H. Clinical thermoluminescence dosimetry: how do expectations and results compare? *Radiother Oncol.* 1993 Feb 1;26(2):151–61.
19. Chen J, Chuang CF, Morin O, Aubin M, Pouliot J. Calibration of an amorphous-silicon flat panel portal imager for exit-beam dosimetry. *Med Phys.* 2006;33(3):584–94.
20. Nijsten S, Van Elmpt WJC, Jacobs M, Mijnheer BJ, Dekker A, Lambin P, *et al.* A global calibration model for EPIDs used for transit dosimetry. *Med Phys.* 2007;34(10):3872–84.
21. Podgorsak EB. *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*, IAEA, Vienna, 2005. Google Sch. :161–216.
22. Van Dam J, Marinello G. Methods for in vivo dosimetry in external radiotherapy. *Estro.* 2006;3–35.
23. Mobit PN, Nahum AE, Mayles P. A Monte Carlo study of the quality dependence factors of common TLD materials in photon and electron beams. *Phys Med Biol.* 1998;
24. Mrela I, Bokulić T, Izewska J, Budanec M, Fröbe A, Kusić Z. Optically stimulated luminescence in vivo dosimetry for radiotherapy: Physical characterization and clinical measurements in ^{60}Co beams. *Physics in Medicine and Biology.* 2011.
25. Rah JE, Hwang UJ, Jeong H, Lee SY, Lee DH, Shin DH, *et al.* Clinical application of glass dosimeter for in vivo dose measurements of total body irradiation treatment technique. *Radiat Meas.* 2011;
26. Araki F, Ikegami T, Ishidoya T, Kubo HD. Measurements of Gamma-Knife helmet output factors using a radiophotoluminescent glass rod dosimeter and a diode detector. *Med Phys.* 2003;30(8):1976–81.
27. Niroomand-Rad A, Blackwell CR, Coursey BM, Gall KP, Galvin JM, McLaughlin WL, *et al.* Radiochromic film dosimetry: recommendations of AAPM radiation therapy committee task group 55. *Med Phys.* 1998;25(11):2093–115.
28. Pai S, Das IJ, Dempsey JF, Lam KL, LoSasso TJ, Olch AJ, *et al.* TG-69: radiographic film for megavoltage beam dosimetry. *Med Phys.* 2007;34(6Part1):2228–58.
29. Devic S, Seuntjens J, Abdel-Rahman W, Evans M, Olivares M, Podgorsak EB, *et al.* Accurate skin dose measurements using radiochromic film in clinical applications. *Med Phys.* 2006;
30. Bufacchi A, Carosi A, Adorante N, Delle Canne S, Malatesta T, Capparella R, *et al.* In vivo EBT radiochromic film dosimetry of electron beam for Total Skin Electron Therapy (TSET). *Phys Medica.* 2007;23(2):67–72.
31. Schiapparelli P, Zefiro D, Massone F, Taccini G. Total skin electron therapy (TSET): a reimplementation using radiochromic films and IAEA TRS-398 code of practice. *Med Phys.* 2010;37(7Part1):3510–7.
32. Su F-C, Shi C, Papanikolaou N. Clinical application of GAFCHROMIC® EBT film for in vivo dose measurements of total body irradiation radiotherapy. *Appl Radiat Isot.* 2008;66(3):389–94.
33. Mayles WPM. The Glasgow Incident - a Physicist's Reflections. *Clinical Oncology.* 2007;

34. Williams M V. Radiotherapy Near Misses, Incidents and Errors: Radiotherapy Incident at Glasgow. *Clinical Oncology*. 2007;
35. Derreumaux S, Etard C, Huet C, Trompier F, Clairand I, Bottollier-depois JF, *et al*. Lessons from recent accidents in radiation therapy in France. In: *Radiation Protection Dosimetry*. 2008.
36. Ramaseshan R, Kohli KS, Zhang TJ, Lam T, Norlinger B, Hallil A, *et al*. Performance characteristics of a microMOSFET as an in vivo dosimeter in radiation therapy. *Phys Med Biol*. 2004;
37. Beddar AS, Mackie TR, Attix FH. [14]Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry: II. Properties and measurements. *Phys Med Biol*. 1992;
38. Archambault L, Beddar AS, Gingras L, Roy R, Beaulieu L. Measurement accuracy and Čerenkov removal for high performance, high spatial resolution scintillation dosimetry. *Med Phys*. 2006;33(1):128–35.
39. Fontbonne JM, Iltis G, Ban G al, Battala A, Vernhes JC, Tillier J, *et al*. Scintillating fiber dosimeter for radiation therapy accelerator. *IEEE Trans Nucl Sci*. 2002;49(5):2223–7.
40. Frelin A, Fontbonne J, Ban G, Colin J, Labalme M, Batalla A, *et al*. Spectral discrimination of Čerenkov radiation in scintillating dosimeters. *Med Phys*. 2005;32(9):3000–6.
41. Lacroix F, Archambault L, Gingras L, Guillot M, Beddar AS, Beaulieu L. Clinical prototype of a plastic water-equivalent scintillating fiber dosimeter array for QA applications a. *Med Phys*. 2008;35(8):3682–90.
42. Lambert J, Nakano T, Law S, Elsey J, McKenzie DR, Suchowerska N. In vivo dosimeters for HDR brachytherapy: A comparison of a diamond detector, MOSFET, TLD, and scintillation detector. *Med Phys*. 2007;34(5):1759–65.
43. Antonuk LE *et. al*. Electronic portal imaging devices: a review and historical perspective of contemporary technologies and research. *Phys Med Biol*. 2002;
44. Munro P. Portal imaging technology: Past, present, and future. *Semin Radiat Oncol*. 1995;
45. Meertens H, van Herk M, Bijhold J, Bartelink H. First clinical experience with a newly developed electronic portal imaging device. *Int J Radiat Oncol Biol Phys*. 1990;
46. van Herk M. Physical aspects of a liquid-filled ionization chamber with pulsed polarizing voltage. *Med Phys*. 1991;
47. Street RA, Nelson S, Antonuk L, Perez Mendez V. Amorphous Silicon Sensor Arrays for Radiation Imaging. *MRS Proc*. 2011/02/25. 1990;192:441.
48. Antonuk LE, Boudry J, Yorkston J, Wild CF, Longo MJ, Street RA. Radiation damage studies of amorphous-silicon photodiode sensors for applications in radiotherapy X-ray imaging. *Nucl Inst Methods Phys Res A*. 1990;
49. Siebers J V., Kim JO, Ko L, Keall PJ, Mohan R. Monte Carlo computation of dosimetric amorphous silicon electronic portal images. *Med Phys*. 2004;31(7):2135–46.
50. Mijnheer B, Beddar S, Izewska J, Reft C. In vivo dosimetry in external beam

- radiotherapy. *Med Phys.* 2013;40(7).
51. Essers M, Boellaard R, van Herk M, Lanson H, Mijnheer B. Transmission dosimetry with a liquid-filled electronic portal imaging device. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 1996;34(4):931–41.
 52. Pasma KL, Kroonwijk M, De Boer JCJ, Visser AG, Heijmen BJM. Accurate portal dose measurement with a fluoroscopic electronic portal imaging device (EPID) for open and wedged beams and dynamic multileaf collimation. *Phys Med Biol.* 1998;43(8):2047.
 53. De Boer JCJ, Heijmen BJM, Pasma KL, Visser AG. Characterization of a high-elbow, fluoroscopic electronic portal imaging device for portal dosimetry. *Phys Med Biol.* 2000;45(1):197.
 54. Wang S, Gardner JK, Gordon JJ, Li W, Clews L, Greer PB, *et al.* Monte Carlo-based adaptive EPID dose kernel accounting for different field size responses of imagers. *Med Phys.* 2009;36(8):3582–95.
 55. McCurdy BMC, Pistorius S. A two-step algorithm for predicting portal dose images in arbitrary detectors. *Med Phys.* 2000;27(9):2109–16.
 56. McCurdy BMC, Luchka K, Pistorius S. Dosimetric investigation and portal dose image prediction using an amorphous silicon electronic portal imaging device. *Med Phys.* 2001;28(6):911–24.
 57. Spies L, Partridge M, Groh BA, Bortfeld T. An iterative algorithm for reconstructing incident beam distributions from transmission measurements using electronic portal imaging. *Phys Med Biol.* 2001;46(8):N203.
 58. McNutt TR, Mackie TR, Reckwerdt P, Papanikolaou N, Paliwal BR. Calculation of portal dose using the convolution/superposition method. *Med Phys.* 1996;23(4):527–35.
 59. Jarry G, Verhaegen F. Patient-specific dosimetry of conventional and intensity modulated radiation therapy using a novel full Monte Carlo phase space reconstruction method from electronic portal images. *Phys Med Biol.* 2007;52(8):2277.
 60. Louwe RJW, Damen EMF, Van Herk M, Mincken AWH, Törzsök O, Mijnheer BJ. Three-dimensional dose reconstruction of breast cancer treatment using portal imaging. *Med Phys.* 2003;30(9):2376–89.
 61. McDermott LN, Wendling M, Sonke J-J, van Herk M, Mijnheer BJ. Replacing pretreatment verification with in vivo EPID dosimetry for prostate IMRT. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 2007;67(5):1568–77.
 62. van Elmpt W, Nijsten S, Petit S, Mijnheer B, Lambin P, Dekker A. 3D in vivo dosimetry using megavoltage cone-beam CT and EPID dosimetry. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 2009;73(5):1580–7.
 63. van Elmpt W, Nijsten S, Mijnheer B, Dekker A, Lambin P. The next step in patient-specific QA: 3D dose verification of conformal and intensity-modulated RT based on EPID dosimetry and Monte Carlo dose calculations. *Radiother Oncol.* 2008;86(1):86–92.
 64. Van Elmpt WJC, Nijsten SM, Schiffeleers RFH, Dekker ALAJ, Mijnheer BJ, Lambin P, *et al.* A Monte Carlo based three-dimensional dose reconstruction method derived

- from portal dose images. *Med Phys.* 2006;33(7Part1):2426–34.
65. Hansen VN, Evans PM, Swindell W. The application of transit dosimetry to precision radiotherapy. *Med Phys.* 1996;23(5):713–21.
 66. Partridge M, Ebert M, Hesse B. IMRT verification by three-dimensional dose reconstruction from portal beam measurements. *Med Phys.* 2002;29(8):1847–58.
 67. Boellaard R, Van Herk M, Mijnheer BJ. A convolution model to convert transmission dose images to exit dose distributions. *Med Phys.* 1997;24(2):189–99.
 68. Wendling M, Louwe RJW, McDermott LN, Sonke JJ, Van Herk M, Mijnheer BJ. Accurate two-dimensional IMRT verification using a back-projection EPID dosimetry method. *Med Phys.* 2006;33(2):259–73.
 69. Wendling M, McDermott LN, Mans A, Sonke J-J, van Herk M, Mijnheer BJ. A simple backprojection algorithm for 3D in vivo EPID dosimetry of IMRT treatments. *Med Phys.* 2009;36(7):3310–21.
 70. Piermattei A, Fidanzio A, Stimato G, Azario L, Grimaldi L, D’Onofrio G, *et al.* In vivo dosimetry by an aSi-based EPID. *Med Phys.* 2006;33(11):4414–22.
 71. Piermattei A, Fidanzio A, Azario L, Greco F, Mameli A, Cilla S, *et al.* In patient dose reconstruction using a cine acquisition for dynamic arc radiation therapy. *Med Biol Eng Comput.* 2009;
 72. Piermattei A, Stimato G, Gaudino D, Ramella S, D’Angelillo RM, Cellini F, *et al.* Dynamic conformal arc therapy: Transmitted signal in vivo dosimetry. *Med Phys.* 2008;35(5):1830–9.
 73. van Elmpt W, McDermott L, Nijsten S, Wendling M, Lambin P, Mijnheer B. A literature review of electronic portal imaging for radiotherapy dosimetry. *Radiotherapy and Oncology.* 2008.
 74. Rowshanfarzad P, McCurdy BMC, Sabet M, Lee C, O’Connor DJ, Greer PB. Measurement and modeling of the effect of support arm backscatter on dosimetry with a Varian EPID. *Med Phys.* 2010;37(5):2269–78.
 75. Al Kattar Elbalaa Z, Foulquier JN, Orthuon A, Elbalaa H, Touboul E. Role of “the frame cycle time” in portal dose imaging using an aS500-II EPID. *Phys Medica.* 2009;
 76. Berger L, François P, Gaboriaud G, Rosenwald JC. Performance optimization of the varian aS500 EPID system. *J Appl Clin Med Phys.* 2006;
 77. Peca S, Brown DW, Smith WL. A simple method for 2-D in vivo dosimetry by portal imaging. *Technol Cancer Res Treat.* 2017;16(6):944–55.
 78. Zhu J, Chen L, Chen A, Luo G, Deng X, Liu X. Fast 3D dosimetric verifications based on an electronic portal imaging device using a GPU calculation engine. *Radiat Oncol.* 2015;10(1):85.
 79. Berry SL, Polvorosa C, Cheng S, Deutsch I, Chao KSC, Wu C-S. Initial clinical experience performing patient treatment verification with an electronic portal imaging device transit dosimeter. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 2014;88(1):204–9.
 80. Sabet M, Menk FW, Greer PB. Evaluation of an a-Si EPID in direct detection configuration as a water-equivalent dosimeter for transit dosimetry. *Med Phys.* 2010;37(4):1459–67.

81. Woodruff HC, Greer PB. 3D Dose reconstruction: Banding artefacts in cine mode EPID images during VMAT delivery. In: Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing; 2013. p. 12042.
82. Wu C, Hosier KE, Beck KE, Radevic MB, Lehmann J, Zhang HH, *et al.* On using 3D γ -analysis for IMRT and VMAT pretreatment plan QA. Med Phys. 2012;39(6Part1):3051–9.
83. Ansbacher W, Gagne IM, Swift CL. A comprehensive EPID-based 3D validation technique for TrueBeam-delivered VMAT plans. In: Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing; 2014. p. 12067.
84. El-Mohri Y, Antonuk LE, Yorkston J, Jee K, Maolinbay M, Lam KL, *et al.* Relative dosimetry using active matrix flat-panel imager (AMFPI) technology. Med Phys. 1999;26(8):1530–41.
85. VanDam J, Marinello G. Methods for in vivo dosimetry in external radiotherapy. Garant Publ.; 1994.
86. Nicolini G, Fogliata A, Vanetti E, Clivio A, Cozzi L. GLAaS: an absolute dose calibration algorithm for an amorphous silicon portal imager. Applications to IMRT verifications. Med Phys. 2006;33(8):2839–51.
87. Nicolini G, Fogliata A, Vanetti E, Clivio A, Vetterli D, Cozzi L. Testing the GLAaS algorithm for dose measurements on low-and high-energy photon beams using an amorphous silicon portal imager. Med Phys. 2008;35(2):464–72.
88. Yeboah C, Pistorius S. Monte Carlo studies of the exit photon spectra and dose to a metal/phosphor portal imaging screen. Med Phys. 2000;27(2):330–9.
89. Warkentin B, Steciw S, Rathee S, Fallone BG. Dosimetric IMRT verification with a flat-panel EPID. Med Phys. 2003;30(12):3143–55.
90. Parent L, Fielding AL, Dance DR, Seco J, Evans PM. Amorphous silicon EPID calibration for dosimetric applications: comparison of a method based on Monte Carlo prediction of response with existing techniques. Phys Med Biol. 2007;52(12):3351.
91. Louwe RJW, McDermott LN, Sonke J, Tielenburg R, Wendling M, Van Herk MB, *et al.* The long-term stability of amorphous silicon flat panel imaging devices for dosimetry purposes: Stability of EPID response. Med Phys. 2004;31(11):2989–95.
92. Heijmen BJM, Visser AG, Huizenga H. In vivo dose measurements using an electronic portal imaging device: A feasibility study. Radiother Oncol. 1992;24:S25.
93. Heijmen BJM, Pasma KL, Kroonwijk M, Althof VGM, De Boer JCJ, Visser AG, *et al.* Portal dose measurement in radiotherapy using an electronic portal imaging device (EPID). Phys Med Biol. 1995;40(11):1943.
94. Munro P, Bouius DC. X-ray quantum limited portal imaging using amorphous silicon flat-panel arrays. Med Phys. 1998;25(5):689–702.
95. Partridge M, Hesse B-M, Müller L. A performance comparison of direct-and indirect-detection flat-panel imagers. Nucl Instruments Methods Phys Res Sect A Accel Spectrometers, Detect Assoc Equip. 2002;484(1–3):351–63.
96. Siewerdsen JH, Jaffray DA. A ghost story: Spatio-temporal response characteristics of an indirect-detection flat-panel imager. Med Phys. 1999;26(8):1624–41.

97. Pang G, Lee DL, Rowlands JA. Investigation of a direct conversion flat panel imager for portal imaging. *Med Phys.* 2001;28(10):2121–8.
98. Overdick M, Solf T, Wischmann H-A. Temporal artifacts in flat dynamic x-ray detectors. In: *Medical Imaging 2001: Physics of Medical Imaging*. International Society for Optics and Photonics; 2001. p. 47–59.
99. Greer PB, Popescu CC. Dosimetric properties of an amorphous silicon electronic portal imaging device for verification of dynamic intensity modulated radiation therapy. *Med Phys.* 2003;30(7):1618–27.
100. McDermott LN, Louwe RJW, Sonke J, Van Herk MB, Mijnheer BJ. Dose–response and ghosting effects of an amorphous silicon electronic portal imaging device. *Med Phys.* 2004;31(2):285–95.
101. Peca S, Brown DW. Two-dimensional in vivo dose verification using portal imaging and correlation ratios. *J Appl Clin Med Phys.* 2014;15(4):117–28.
102. Van Esch A, Depuydt T, Huyskens DP. The use of an aSi-based EPID for routine absolute dosimetric pre-treatment verification of dynamic IMRT fields. *Radiother Oncol.* 2004;71(2):223–34.
103. McCurdy BMC, Greer PB. Dosimetric properties of an amorphous-silicon EPID used in continuous acquisition mode for application to dynamic and arc IMRT. *Med Phys.* 2009;36(7):3028–39.
104. McCowan PM, McCurdy BMC. Frame average optimization of cine-mode EPID images used for routine clinical in vivo patient dose verification of VMAT deliveries. *Med Phys.* 2016;43(1):254–61.
105. Low D a., Harms WB, Mutic S, Purdy J a. A technique for the quantitative evaluation of dose distributions. *Med Phys.* 1998;25(5):656–61.
106. Swindell W, Evans PM. Scattered radiation in portal images: a Monte Carlo simulation and a simple physical model. *Med Phys.* 1996;23(1):63–73.
107. Spies L, Bortfeld T. Analytical scatter kernels for portal imaging at 6 MV. *Med Phys.* 2001;28(4):553–9.
108. Pecharromán-Gallego R, Mans A, Sonke J, Stroom JC, Olaciregui-Ruiz Í, Herk M, *et al.* Simplifying EPID dosimetry for IMRT treatment verification. *Med Phys.* 2011;38(2):983–92.
109. Alles J, Mudde RF. Beam hardening: Analytical considerations of the effective attenuation coefficient of x-ray tomography. *Med Phys.* 2007;34(7):2882–9.
110. Bjärngard BE, Shackford H. Attenuation in high-energy x-ray beams. *Med Phys.* 1994;21(7):1069–73.
111. Spezi E, Lewis DG. Gamma histograms for radiotherapy plan evaluation. *Radiother Oncol.* 2006;79(2):224–30.
112. van Zijtveld M, Dirxx MLP, de Boer HCJ, Heijmen BJM. Dosimetric pre-treatment verification of IMRT using an EPID; clinical experience. *Radiother Oncol.* 2006;81(2):168–75.
113. Amanatides J, Woo A. A fast voxel traversal algorithm for ray tracing. In: *Eurographics*. 1987. p. 3–10.
114. van Elmpt WJC, Nijsten SM, Dekker ALAJ, Mijnheer BJ, Lambin P. Treatment

- verification in the presence of inhomogeneities using EPID-based three-dimensional dose reconstruction. *Med Phys.* 2007;34(7):2816–26.
115. King BW, Morf D, Greer P. Development and testing of an improved dosimetry system using a backscatter shielded electronic portal imaging device. *Med Phys.* 2012;39(5):2839–47.
 116. King BW, Greer PB. A method for removing arm backscatter from EPID images. *Med Phys.* 2013;40(7).
 117. Berry SL, Polvorosa CS, Wu C. A field size specific backscatter correction algorithm for accurate EPID dosimetry. *Med Phys.* 2010;37(6Part1):2425–34.
 118. Rowshanfarzad P, Sabet M, O'Connor DJ, Greer PB. Improvement of Varian a-Si EPID dosimetry measurements using a lead-shielded support-arm. *Med Dosim.* 2012;37(2):145–51.

Liste des publications

Conférences internationales

Younan F., Mazurier J., Chatrie F., Ana Rita B., Berry I., Franck D. & Franceries X. “3D Absorbed Dose Reconstructed in the Patient from EPID Images for IMRT and VMAT Treatments”. 37th forum of the European Society for Radiotherapy and Oncology (ESTRO), 20-24 Avril 2018, Barcelona (Spain). In: Lhotska L., Sukupova L., Lacković I., Ibbott G. (eds) World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering 2018. IFMBE Proceedings, vol 68/3. Springer, Singapore.

Younan F., Mazurier J., Franck D. & Franceries X, (2018). “3D dose reconstruction in the patient from VARIAN EPID images for IMRT and VMAT treatments”. The International Union for Physical and Engineering Sciences in Medicine (IUPESM), 3-8 Juin 2018, Prague (Czech Republic). Radiotherapy and Oncology. 127. S932. 10.1016/S0167-8140(18)32049-8.

Conférences nationales

Younan F., Mazurier J., Franck D., Camillerie J. & Franceries X, (2016) “Reconstruction de la dose en 2D à partir d'images EPID pour la dosimétrie in vivo en milieu hétérogène”. 55èmes Journées Scientifiques de la Société Française de Physique Médicale (SFPM), 1-3 Juin 2016, Nancy (France).

Younan F., Mazurier J., Franck D. & Franceries X, (2017). “Reconstruction de la dose 3D dans le patient à partir d'images EPID pour les traitements IMRT et RapidArc”. 56èmes Journées Scientifiques de la Société Française de Physique Médicale (SFPM), 14-16 Juin 2017, Lyon (France).

Younan F., Mazurier J., Ana Rita B., Berry I., Franck D. & Franceries X, (2018). “Reconstruction de la dose 3D dans le patient à partir d'images EPID de transit pour des traitements VMAT avec l'accélérateur linéaire TrueBeam”. 57èmes Journées Scientifiques de la Société Française de Physique Médicale (SFPM), 13-15 Juin 2018, Toulouse (France).

Annexes

Annexe 1 Correction de l'influence des photons rétrodiffusés

L'EPID est monté sur un support métallique qui lui donne la possibilité d'avoir des déplacements avec 4 degrés de liberté (déplacement longitudinal, transversal, haut-bas, rotationnel). Comme l'indique la Figure A1- 1, plusieurs composants constituant le bras robotique se trouvent directement sous la partie sensible du détecteur.

Il peut arriver que les photons primaires interagissent avec ces composants, entraînant la création de photons diffusés secondaires (photons rétrodiffusés) lorsque la partie sensible de l'EPID n'est pas protégée contre ce phénomène (74,115–118).

En comparant les images obtenues avec l'EPID posé sur son support et celles obtenues après l'avoir retiré, Rowshanfarzad *et al.* (74) ont observé une augmentation du signal de 7% causée par le bras métallique. Ils ont également remarqué que la distribution des rétrodiffusés est de forme gaussienne et leur influence se voit surtout au niveau de la moitié de l'EPID située en regard du bras de l'accélérateur (Figure A1- 2).

Le prétraitement des images brutes avec la matrice de FF [(Eq. II.1a)] permet d'en réduire l'influence, du moins sur les images de grand champ où leur effet est comparable, ce qui n'est pas le cas pour les champs plus petits. La Figure A1- 3 (à gauche) montre l'influence des rétrodiffusés sur le profil en Y des images brutes acquises à vide pour différentes tailles de champ avec un faisceau de 6 MV (100 UM, 300UM/min) acquis avec l'EPID aS-1000 sur le Clinac iX. Le profil en X est également tracé sur la même figure. Dans l'idéal, ces profils devraient être parfaitement confondus si l'excès du signal causé par les photons secondaires était retiré (à droite).

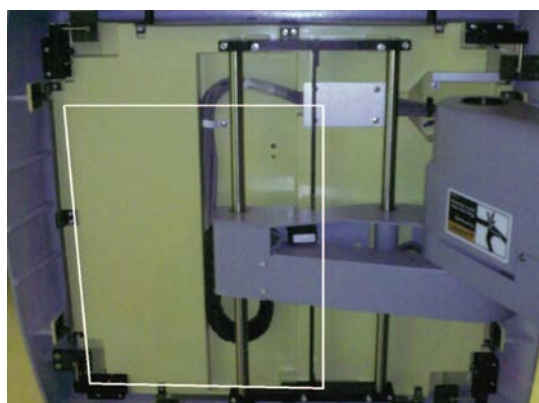


Figure A1- 1 : Photo du dessous d'un imageur EPID montrant les différents éléments constituant le support métallique. Le contour blanc représente approximativement la localisation de la partie sensible de l'imageur. Photo prise de King et Greer, 2013 (116).

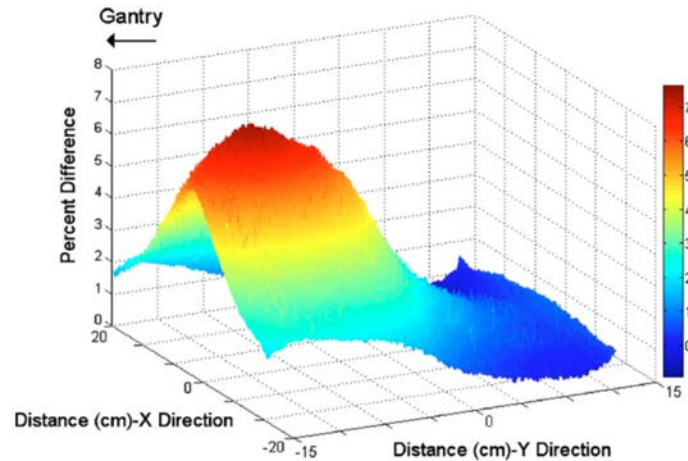
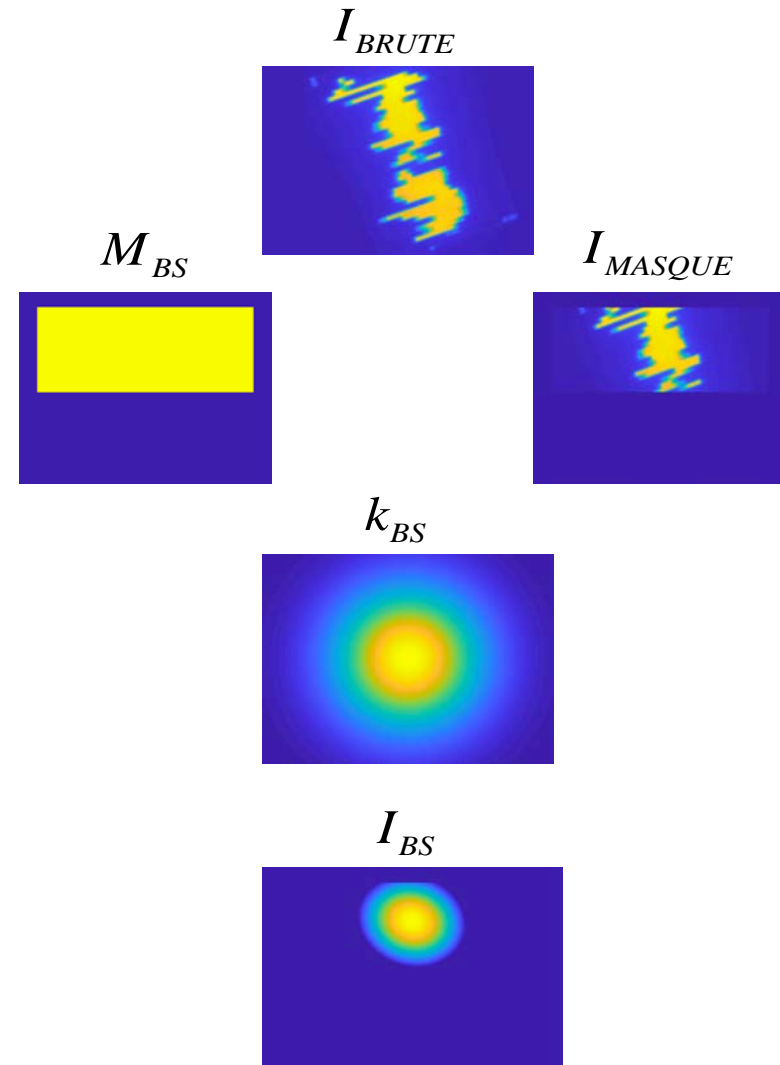
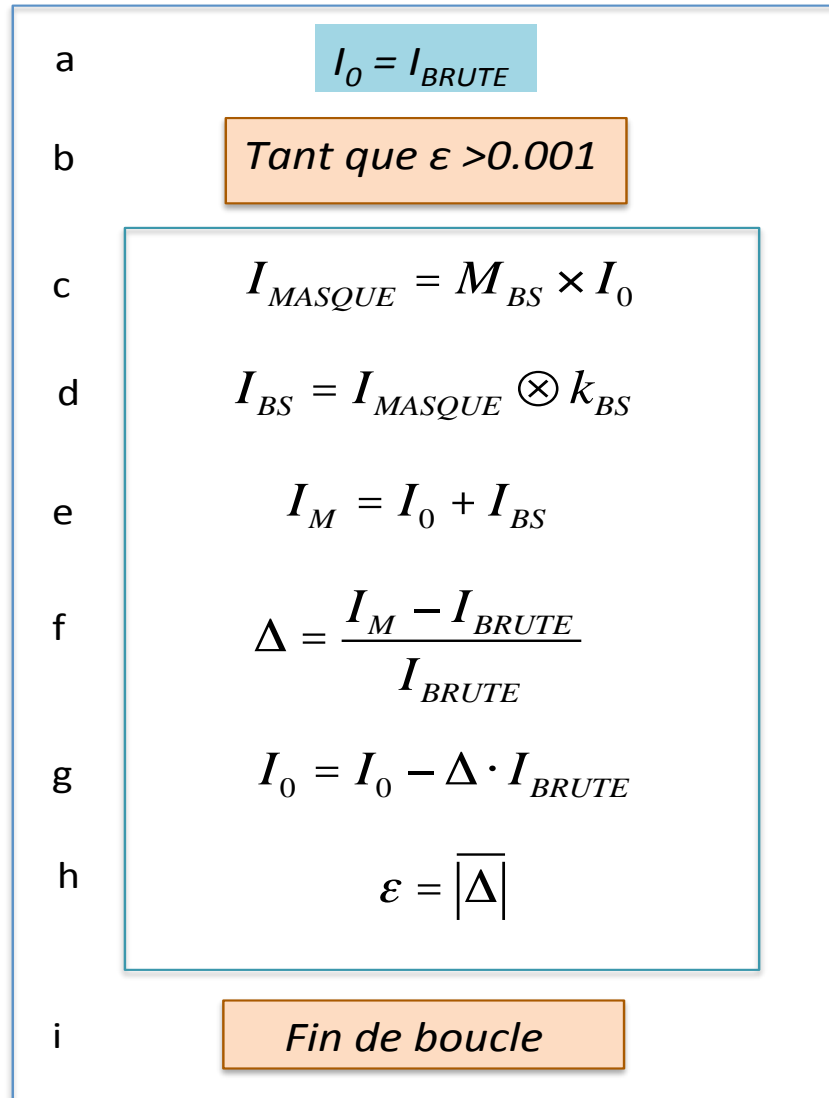


Figure A1- 2 : Illustration 3D de l'influence des rétrodiffusés sur une image EPID pour un champ de 40x30 cm² obtenue en calculant la différence entre la mesure sans bras et avec bras. Figure prise de Rowshanfarzad et al, 2010 (74).

La méthode qui a été implémentée pour corriger les images EPID s'inspire des travaux de King et Greer, (116). Ces derniers ont proposé une approche itérative permettant d'estimer la part des diffusés en vue de la soustraire de l'image brute finale. Le schéma ci-dessous présente les différentes étapes de l'algorithme ainsi que les résultats obtenus pour chacune d'elles en présence d'un champ RCMI :

- a. L'image I_0 qui serait acquise s'il n'y avait pas eu de rétrodiffusés est d'abord initialisée à I_{BRUTE} , c'est à dire l'image EPID brute acquise en présence de la rétrodiffusion des photons.
 - b. La boucle est réalisée tant que l'erreur, ϵ est supérieure à 0.1%.
 - c. Un masque est appliqué sur I_0 afin de restreindre la zone à corriger à la moitié supérieure de l'image, qui correspond à la partie du détecteur soumise à l'influence des rétrodiffusés. On obtient ainsi l'image I_{MASQUE}
 - d. La convolution entre I_{MASQUE} et k_{BS} permet d'estimer à chaque itération, la part des diffusés dans l'image brute, I_0 . Le kernel utilisé pour prendre en compte les diffusés sur l'image, k_{BS} correspond à une distribution gaussienne en 2D.
 - e. L'image brute, I_M est estimée en faisant la somme entre I_0 et I_{BS}
 - f. Le paramètre Δ est calculé pour prendre en compte l'incertitude sur le calcul de I_M .
 - g. I_0 est estimé à partir du paramètre Δ et de I_{BRUTE} .
 - h. Si l'erreur ϵ est supérieure à 0.1%, l'algorithme effectue de nouveau les mêmes étapes de calcul dans une nouvelle itération en prenant cette fois la nouvelle image I_0 comme image de départ.
 - i. Si l'erreur ϵ est inférieure à 0.1%, le calcul est terminé.
- Lorsque les images I_{BRUTE} et FF sont corrigées des rétrodiffusés, le FF est réappliqué sur I_0 afin d'obtenir une image corrigée à la fois de l'influence des rétrodiffusés et du FF .

Représentation schématique de l'algorithme de correction des rétrodiffusés



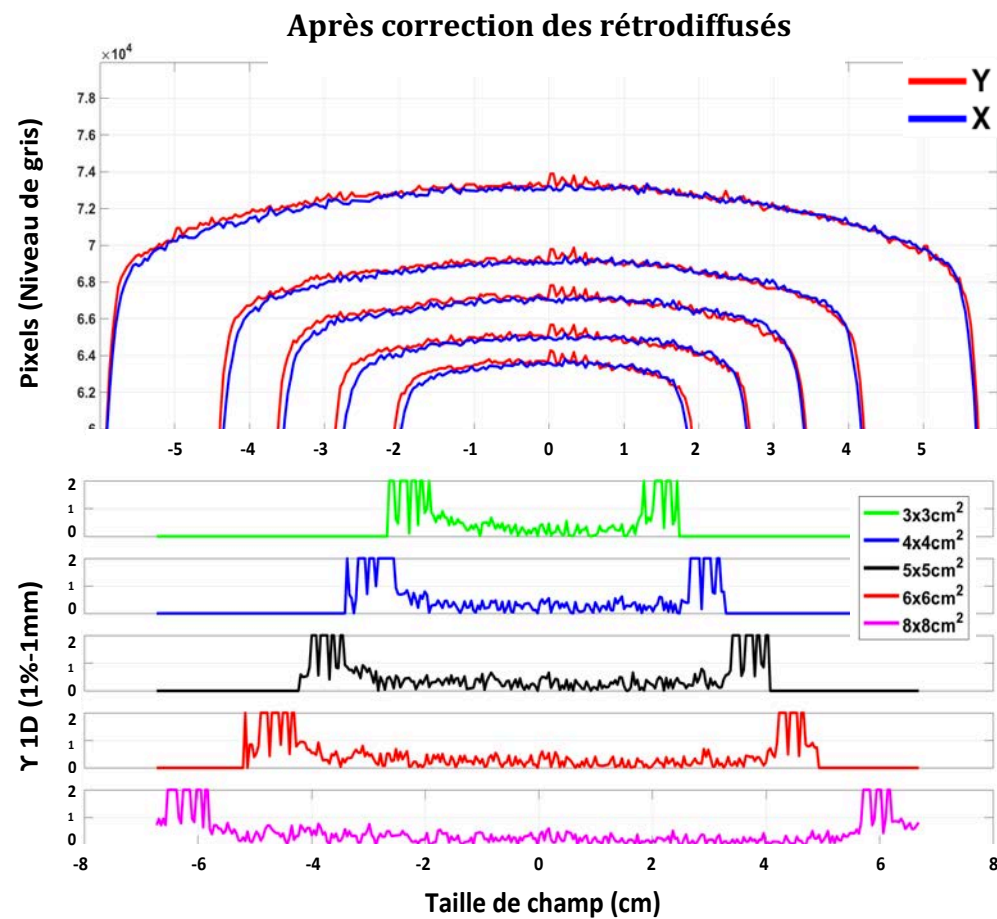
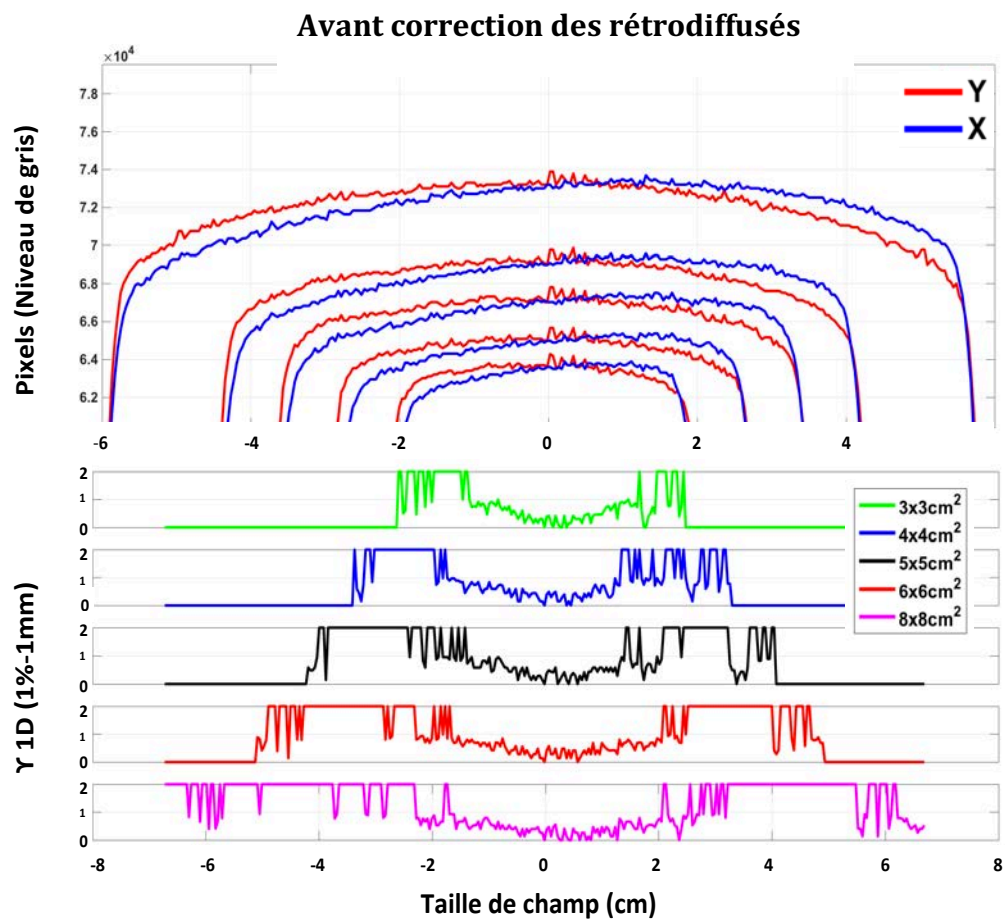


Figure A1- 3 : Profils de dose en X et Y extraits des images EPID avant correction des rétrodiffusés (à gauche) et après correction (à droite).

Annexe 2 : Décompression des trames au format « .xim »

Cette annexe présente l'algorithme de décompression des trames acquises avec l'EPID au format « .xim » (X Image Manipulator).

Il permet de compresser l'information contenue dans la matrice de pixels, \mathcal{M} sous forme d'un tableau de données, \mathcal{V} . Considérons par exemple la Figure A2- 1 dans laquelle le sens de compression de la matrice (5×5 pixels) est indiqué par la flèche. Chaque fois qu'un nouveau pixel est rencontré, une nouvelle valeur est reportée dans le tableau \mathcal{V} en respectant un modèle de codage bien défini. Dans notre exemple, la valeur v_d correspondant au pixel d est donnée par :

$$v_d = m_d + m_b - (m_c + m_a) , \quad (A2.1)$$

où m_a, m_b, m_c, m_d sont les valeurs du signal en niveau de gris des pixels a, b, c et d respectivement. En principe, elles sont très peu différentes les unes des autres, ce qui va permettre d'avoir une valeur v_d assez petite (généralement entre -10 et +10) pour être codée seulement sur 1 octet (8 bits), et ainsi « comprimer » le signal m_d .

La compression sera appliquée à l'ensemble de la matrice sur la base de ce principe, donnant au final le tableau \mathcal{V} . Pour le décompresser et retrouver la matrice de pixels \mathcal{M} en niveau de gris, le schéma inverse sera appliqué, c'est-à-dire que, dans notre exemple, pour le pixel d :

$$m_d = v_d - m_b + (m_c + m_a) . \quad (A2.2)$$

Un exemple de compression d'image est représenté dans la Figure A2- 2 pour un carré de pixels extrait d'une trame acquise avec l'EPID au format « .xim ».

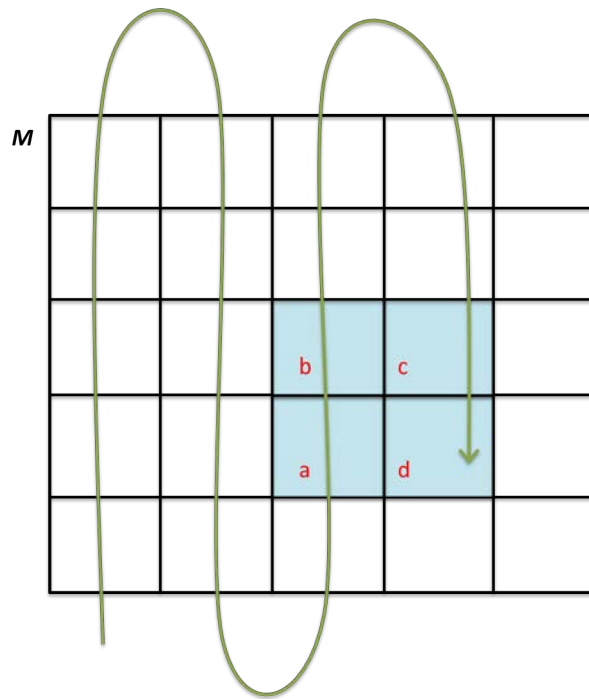


Figure A2- 1 : Sens de parcours de la matrice de pixels, M pour la compression au format « .xim ».

M						V				
1082	1091	1087	1100	1100		-	-	-	-	-
1089	1086	1083	1091	1091		-	-12	1	-5	0
1087	1073	1076	1090	1090		-	-11	6	6	0
1079	1069	1076	1105	1105		-	4	4	15	0
1075	1075	1087	1093	1093	<i>compression</i> →	-	10	5	-23	0
1107	1092	1084	1080	1078		-	-15	-20	-10	-2
1106	1100	1096	1098	1070	← <i>décompression</i>	-	9	4	6	-26
1093	1079	1088	1095	1093		-	-8	13	5	26
1107	1099	1096	1085	1097		-	6	-12	-18	14
1102	1106	1101	1093	1095		-	12	-2	3	-10
1106	1109	1098	1096	1088		-	-1	-6	6	-10

Figure A2- 2 : Compression d'une matrice de pixel, M au format « .xim ».