



HAL
open science

Contrôle faisceau et dosimétrie en protonthérapie

Charlotte Courtois

► **To cite this version:**

Charlotte Courtois. Contrôle faisceau et dosimétrie en protonthérapie. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2011. Français. NNT: . tel-00638702

HAL Id: tel-00638702

<https://theses.hal.science/tel-00638702v1>

Submitted on 7 Nov 2011

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.

UNIVERSITÉ de CAEN BASSE-NORMANDIE



U.F.R de Sciences

ECOLE DOCTORALE SIMEM

THESE

Présentée par

Melle Charlotte Courtois

Et soutenue

Le 18 octobre 2011

En vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

(Arrêté du 04 août 2006)

Contrôle faisceau et dosimétrie en protonthérapie

MEMBRES du JURY

Monsieur Joël Herault, Physicien médical, Centre Antoine Lacassagne (*rapporteur*)

Monsieur Christian Morel, Professeur, Université de la méditerranée (*rapporteur*)

Monsieur Emmanuel Balanzat, Directeur de recherche, CIMAP

Monsieur Thierry Mertens, Product/Program Manager, IBA

Monsieur Jean-Marc Fontbonne, Ingénieur de recherche, LPC Caen

Monsieur Jean Colin, Professeur, Université de Basse-Normandie (*directeur de thèse*)

Remerciements

Ce travail de recherche n'aurait pu se faire sans l'aide de nombreuses personnes que je tiens à remercier.

Je souhaite remercier en premier lieu Jean-Claude Steckmeyer, directeur du LPC Caen, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

Merci à messieurs Joël Hérault et Christian Morel pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, pour leurs remarques pertinentes et constructives. Merci également aux autres membres du jury, Emmanuel Balanzat et Thierry Mertens, qui ont accepté de juger ce travail.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, Jean Colin, qui m'a donné l'occasion de travailler sur le sujet passionnant de la protonthérapie. Merci pour ton soutien et tes conseils avisés.

Je remercie également Jean-marc Fontbonne, co-encadrant de ma thèse, qui n'a pas perdu patience et qui m'aura aidé du début à la fin. Ta rigueur et ta compétence scientifique suscitent mon entière admiration.

Merci à l'équipe d'IBA, grâce à laquelle j'ai bénéficié de conditions matérielles exceptionnelles pour réaliser cette thèse. Je tiens à remercier de tout cœur Bruno Marchand et Thierry Mertens avec qui j'ai eu plaisir et intérêt à échanger.

Merci au groupe applications médicales dans son ensemble pour ses encouragements. Je regretterai ces réunions interminables où même une passation de pouvoir n'a rien changé malgré les dires du nouveau chairman.

Je remercie toutes les personnes des services techniques du laboratoire qui ont permis la réalisation de cette recherche. En particulier, j'exprime ma reconnaissance à Jérôme Perronnel sans qui IC2/3 n'aurait jamais vu le jour (en passant je laisse le soin à Jean-Marc de trouver un joli nom à ce détecteur, tu étais toujours très inspiré !).

Merci et bon courage à l'ensemble des thésards, en particulier à ceux avec qui j'ai partagé mon bureau.

Merci à tous les enseignants qui m'ont accompagné au cours de mon monitorat et en particulier Gilles Ban.

J'aimerais remercier tous les membres de ma famille, mes parents, ma sœur et mes beaux-parents. Une pensée à ma grand mère Fleurance qui a toujours suivie avec grand intérêt mes études et qui s'est éteinte quelques mois trop tôt pour voir le fruit de mon travail et mon fils.

Merci Delilah, malgré tes pitreries, ta présence fut un véritable réconfort.

Merci à toi, Mickaël, qui a rendu ces trois années inoubliables. Je sais que la patience n'est pas ton fort et pourtant tu en as fait preuve en toutes circonstances. Tu m'as soutenu et encouragé et sans toi cette thèse ne serait pas ce qu'elle est aujourd'hui.

Enfin je te dédie cette thèse, Simon. On peut dire que ta participation à la rédaction de mon manuscrit fut de tous les instants...Malgré ton impatience tu as su attendre la fin de la rédaction (tout juste) pour arriver !

Table des matières

Introduction générale.....	- 1 -
-----------------------------------	--------------

Chapitre I. Introduction à la protonthérapie et au contrôle faisceau	- 5 -
---	--------------

1	Les hadrons, les protons	- 7 -
1.1	Propriétés physiques.....	- 7 -
1.1.1	Dispersion latérale.....	- 8 -
1.1.2	Dépôt de dose en profondeur.....	- 8 -
1.1.3	Pouvoir d'arrêt et transfert d'énergie linéique	- 9 -
1.2	Propriétés biologiques	- 11 -
1.2.1	Effets à l'échelle atomique puis moléculaire	- 11 -
1.2.2	Coefficient d'efficacité biologique relative	- 12 -
1.2.3	Effet oxygène	- 13 -
1.3	Conclusion des avantages physiques et biologiques	- 14 -
1.4	Inconvénients	- 15 -
1.5	Conclusion	- 16 -
2	Déroulement d'un traitement de protonthérapie.....	- 17 -
2.1	Contourage de la tumeur	- 17 -
2.2	Planification du traitement	- 18 -
2.2.1	Planification directe.....	- 18 -
2.2.2	Planification inverse.....	- 19 -
2.3	Délivrance du traitement	- 19 -
2.3.1	Méthode passive	- 20 -
2.3.2	Méthode active : le Pencil Beam Scanning	- 22 -
2.4	Contrôle et correction.....	- 24 -
2.4.1	Monitoring faisceau	- 24 -
2.4.2	Contrôles d'assurance qualité.....	- 25 -
2.5	Conclusion	- 25 -
3	Distribution spatiale de la dose dans le patient	- 26 -
3.1	Expression de la distribution spatiale de la dose	- 26 -
3.2	Mesure de la fluence	- 27 -
3.3	Mesure de l'énergie.....	- 27 -
3.4	Évaluation de la distribution spatiale de la dose.....	- 28 -
4	Chambre d'ionisation	- 29 -
4.1	Principe de fonctionnement.....	- 29 -
4.2	Génération du signal.....	- 31 -
4.3	Modes de fonctionnement	- 35 -
4.4	Structure de mesure pour les particules traversant le détecteur.....	- 35 -
5	Motivations de la thèse.....	- 36 -
5.1	Distinction entre IC2/3 et Compass PT	- 37 -

Chapitre II. L'unité moniteur IC2/3	- 38 -
--	---------------

1	Cahier des charges.....	- 39 -
2	Description générale.....	- 40 -
3	Introduction aux tests de caractérisation	- 42 -
3.1	Conditions faisceau	- 42 -
3.2	Électronique, traitement du signal et exploitation	- 42 -

3.2.1	Signal acquis sans faisceau : « le zéro »	- 43 -
3.2.2	Signal acquis en présence du faisceau : « le signal »	- 44 -
3.3	Enchaînement des tests.....	- 45 -
4	Répétabilité.....	- 45 -
5	Efficacité de collection de charges.....	- 46 -
5.1	Tension de fonctionnement	- 46 -
5.2	Phénomènes d'hystérésis.....	- 48 -
6	Uniformité de réponse	- 49 -
6.1	Pression électrostatique	- 50 -
6.1.1	Expérience réalisée avec un faisceau laser	- 50 -
6.1.2	Problème étendu à un ensemble de films.....	- 54 -
6.1.3	Conclusion de l'étude de la déflexion électrostatique.....	- 57 -
6.1.4	Mesure expérimentale de la déflexion électrostatique des structures de mesure d'IC2/3	- 57 -
6.2	Force gravitationnelle.....	- 61 -
6.3	Pression acoustique	- 62 -
6.3.1	Déformations théoriques	- 62 -
6.3.2	Déformations expérimentales	- 63 -
6.4	Conclusion	- 63 -
7	Linéarité	- 64 -
8	Dispersion angulaire.....	- 65 -
9	Résolution spatiale	- 66 -
9.1	Faisceau fixe.....	- 66 -
9.2	Faisceau balayé	- 67 -
9.3	Conclusion	- 67 -
10	Analyse des « ailes »	- 68 -
10.1	Acquisitions à haute fréquence avec le moniteur IC2/3	- 68 -
10.2	Mesure du profil faisceau avec une fibre optique.....	- 69 -
10.3	Hypothèse de la diffusion des ions.....	- 70 -
10.4	Hypothèse de la diaphonie entre pistes	- 70 -
11	Bilan des performances atteintes.....	- 73 -

Chapitre III. Cahier des charges du dispositif de contrôle faisceau Compass PT - 75 -

1	Les erreurs de délivrance faisceau envisagées	- 76 -
2	Modélisation d'un traitement de protonthérapie	- 77 -
2.1	Difficultés de la modélisation.....	- 77 -
2.2	Bases de la modélisation	- 79 -
2.3	Méthode d'interpolation	- 80 -
2.4	Forme du faisceau	- 81 -
2.5	Méthode d'optimisation	- 84 -
2.5.1	Solution approchée	- 85 -
2.5.2	Solution optimale	- 85 -
2.6	Cartes de distribution d'intensité des spots	- 88 -
3	Outils d'analyse de la distribution spatiale de dose.....	- 91 -
3.1	Définition des volumes.....	- 91 -
3.2	γ index	- 93 -
3.2.1	État de l'art.....	- 93 -
3.2.2	Définition	- 94 -
3.2.3	Critères du γ index retenus pour la modélisation.....	- 95 -

3.2.4	Exemple d'une image du γ index.....	- 95 -
3.3	Histogramme dose-volume	- 96 -
3.3.1	Définition	- 96 -
3.3.2	Critères des histogrammes dose-volume retenus pour la modélisation	- 97 -
3.3.3	Exemple d'une analyse de DVHs.....	- 98 -
4	Résultats de la modélisation : seuils d'erreur.....	- 99 -
4.1	Erreurs de balayage	- 99 -
4.1.1	Erreur de positionnement	- 99 -
4.1.2	Défaillance des aimants de balayage	- 100 -
4.2	Erreur de mise en forme faisceau	- 105 -
4.2.1	Critère d'acceptabilité propre à l'étude d'une erreur de mise en forme faisceau.....	- 105 -
4.2.2	Résultats	- 106 -
4.3	Erreur sur les unités moniteurs.....	- 107 -
4.4	Erreur d'énergie	- 109 -
5	Spécifications du détecteur.....	- 110 -
5.1	Spécifications des structures de mesure de dose	- 111 -
5.1.1	Sensibilité.....	- 111 -
5.1.2	Justesse.....	- 111 -
5.1.3	Fidélité.....	- 112 -
5.2	Spécifications des structures de mesure segmentées.....	- 112 -
5.2.1	Résolution spatiale de la localisation du centroïde faisceau	- 112 -
5.2.2	Résolution spatiale de la mesure des écarts-types faisceau.....	- 113 -
6	Conclusion.....	- 114 -
Chapitre IV. Conception du dispositif de contrôle faisceau Compass PT		- 116 -
1	Structure générale.....	- 117 -
1.1	Épaisseur équivalent-eau.....	- 117 -
1.1.1	Théorie de Molière	- 118 -
1.1.2	Simulation avec TRIM	- 118 -
1.1.3	Conclusion.....	- 119 -
1.2	Contraintes mécaniques.....	- 120 -
1.2.1	Recommandations	- 120 -
2	Structures de mesure de dose	- 121 -
2.1	Répétabilité	- 121 -
2.2	Efficacité de collection de charges.....	- 121 -
2.3	Linéarité	- 122 -
3	Structures de mesure segmentées.....	- 123 -
3.1	Modélisation pour la détermination de la largeur optimale des pistes	- 123 -
3.1.1	Description de la modélisation	- 124 -
3.1.2	Ajout d'un bruit	- 125 -
3.1.3	Mesure de la position du centroïde faisceau	- 126 -
3.1.4	Mesure de l'écart-type faisceau	- 127 -
3.1.5	Conclusions de la modélisation	- 128 -
3.2	Confrontation du modèle avec la mesure expérimentale de la résolution spatiale d'IC2/3.....	- 129 -
3.3	Conclusion	- 130 -
4	Mesure de l'énergie.....	- 132 -
4.1	Mesure directe	- 132 -
4.1.1	Protocole de test	- 133 -
4.1.2	Protocole d'analyse	- 134 -
4.1.3	Résultats	- 136 -
4.1.4	Interprétation des résultats.....	- 138 -
4.2	Mesure indirecte.....	- 140 -
5	Conclusion.....	- 141 -

Chapitre V. Les phénomènes électriques dans l'air..... - 146 -

1	État de l'art.....	- 148 -
2	Évolution des porteurs de charge sans transport	- 150 -
2.1	Introduction.....	- 150 -
2.2	Capture électronique	- 150 -
2.3	Échange de charges entre ions positifs.....	- 152 -
2.4	Échange de charges entre ions négatifs.....	- 153 -
2.5	Recombinaison.....	- 153 -
2.5.1	Recombinaison ion-ion.....	- 153 -
2.6	Conclusion	- 154 -
3	Évolution des porteurs de charge lors de leur transport	- 155 -
4	Protocole expérimental.....	- 156 -
4.1	Mesure de la composante électronique.....	- 157 -
4.2	Mesure de la composante ionique	- 160 -
5	Exploitation des résultats pour le calcul de la vitesse des électrons et des ions.....	- 161 -
5.1	Vitesse des électrons	- 161 -
5.2	Vitesse des ions	- 162 -
5.2.1	Vitesse théorique.....	- 162 -
5.2.2	Vitesse expérimentale.....	- 163 -
6	Conclusion.....	- 165 -

Conclusion générale - 168 -

Annexe 1	: notations statistiques	- 170 -
Annexe 2	: relations énergie-parcours.....	- 171 -
Annexe 3	: neutralisation des ions à la cathode.....	- 172 -
Annexe 4	: fraction d'électrons libres dans la littérature.....	- 174 -
1	Fraction d'électrons libres mesurée par Hochhäuser <i>et al</i> en 1994.....	- 174 -
2	Expression de la fraction d'électrons libres écrite par Boag en 1987.....	- 175 -

Références - 176 -

Table des figures

Chapitre I. Introduction à la protonthérapie et au contrôle faisceau

Fig. I. 1. Profil de dépôt dose d'un faisceau de protons de 226.3 MeV dans l'eau.	- 8 -
Fig. I. 2. Pouvoir d'arrêt de l'eau pour les protons, les électrons et les ions carbone.	- 10 -
Fig. I. 3. Images obtenues de gauche à droite par TDM, TEP et TEP-TDM.	- 18 -
Fig. I. 4. SOBP de 150 à 250 mm dans l'eau.	- 20 -
Fig. I. 5. Schéma de principe du double scattering.	- 21 -
Fig. I. 6. Méthode d'irradiation par Pencil Beam Scanning.	- 23 -
Fig. I. 7. Dimensions de la tête d'irradiation universelle IBA.	- 23 -
Fig. I. 8. Boucle de contrôle du traitement par protons.	- 25 -
Fig. I. 9. Schéma de la fluence.	- 27 -
Fig. I. 10. Courbe de saturation d'IC2/3.	- 30 -
Fig. I. 11. Principe de la chambre d'ionisation.	- 30 -
Fig. I. 12. Évolution du courant généré par une paire électron-ion en fonction du temps.	- 31 -
Fig. I. 13. Évolution du courant total généré par l'ensemble des paires électron-ion en fonction du temps.	- 33 -
Fig. I. 14. Allure du courant mesuré dans une chambre d'ionisation à l'air.	- 33 -
Fig. I. 15. Chambre d'ionisation avec trois électrodes.	- 35 -

Chapitre II. L'unité moniteur IC2/3

Fig. II. 1. Coupe verticale schématique d'IC2/3.	- 41 -
Fig. II. 2. Photo d'un prototype IC2/3 sans son couvercle de protection.	- 41 -
Fig. II. 3. Protocole de mesure.	- 42 -
Fig. II. 4. Valeur moyenne du zéro en fonction de la haute tension.	- 43 -
Fig. II. 5. Q_{IC}/Q_{ref} normalisé en fonction de la haute tension.	- 47 -
Fig. II. 6. Zoom de la figure II. 5.	- 47 -
Fig. II. 7. Test d'évaluation des phénomènes d'hystérésis.	- 48 -
Fig. II. 8. Profil de déformation d'une membrane élastique ($L_x = L_y = 20$ cm et $f = +100$ μ m).	- 50 -
Fig. II. 9. Protocole de mesure avec un laser de la déflexion électrostatique d'un film de Mylar.	- 51 -
Fig. II. 10. Profil de déformation d'un film de 2.5 μ m soumis à une tension de 3 kV.	- 52 -
Fig. II. 11. Flèche en fonction de la différence de potentiel.	- 53 -
Fig. II. 12. Pression électrostatique non symétrisée à gauche et symétrisée à droite.	- 54 -
Fig. II. 13. Unité moniteur IC2/3 sans film central.	- 56 -
Fig. II. 14. Schéma d'une structure de mesure.	- 57 -
Fig. II. 15. Protocole du test d'uniformité.	- 58 -
Fig. II. 16. Résultats du test d'uniformité.	- 58 -
Fig. II. 17. Profil transversal du faisceau sur l'axe x.	- 59 -
Fig. II. 18. Pourcentage de la dose déposée dans IC2/3 en fonction de la position du centroïde faisceau.	- 59 -
Fig. II. 19. Dose mesurée pour plusieurs positions du centroïde faisceau.	- 60 -
Fig. II. 20. Écart-type de la charge mesurée en fonction de la haute tension.	- 63 -
Fig. II. 21. Q_{IC2}/Q_{ref} et Q_{IC2}/Q_{IC3} en fonction de l'intensité faisceau.	- 64 -
Fig. II. 22. Évolution temporelle des coordonnées du centroïde faisceau mesurées par IC2/3.	- 66 -
Fig. II. 23. Schéma de la sous-position.	- 67 -
Fig. II. 24. Écart-type mesuré par IC2/3 en fonction de la sous-position du spot.	- 67 -
Fig. II. 25. Mesures des pistes décalées en temps.	- 69 -
Fig. II. 26. Mesure du profil faisceau avec une fibre optique.	- 69 -
Fig. II. 27. Modélisation de deux pistes pour l'étude de la diaphonie.	- 70 -
Fig. II. 28. Courants de la piste agresseur et de la piste victime ($R_{pac} = 10$ k Ω).	- 71 -
Fig. II. 29. Modélisation de trois pistes pour l'étude de la diaphonie.	- 71 -
Fig. II. 30. Courants de la piste agresseur et des pistes victimes ($R_{pac} = 10$ k Ω).	- 72 -

Chapitre III. Cahier des charges du dispositif de contrôle faisceau Compass PT

Fig. III. 1. Position géographique de la tumeur dans le patient.	- 79 -
Fig. III. 2. Rendements en profondeur fournis par le centre WPE.	- 79 -
Fig. III. 3. Rendements en profondeur servant à la modélisation.	- 80 -
Fig. III. 4. Comparaison entre rendements interpolés et rendements expérimentaux.	- 81 -
Fig. III. 5. Grandeurs utilisées pour modéliser la fonction de distribution de protons.	- 81 -
Fig. III. 6. Écart-type du spot faisceau à l'entrée patient en fonction de l'énergie.	- 82 -
Fig. III. 7. Écart-type transverse d'un faisceau de protons en fonction de la profondeur d'eau traversée.	- 83 -
Fig. III. 8. Distinction entre les cartes de distribution d'intensité des spots et les plans d'irradiation.	- 83 -
Fig. III. 9. Optimisation réalisée avec des points de contrôle situés aux sommets des gaussiennes.	- 84 -
Fig. III. 10. Optimisation réalisée avec des points de contrôle situés entre les gaussiennes.	- 84 -
Fig. III. 11. Méthode de Newton-Raphson.	- 86 -
Fig. III. 12. Coupes des distributions de dose approchée et optimale.	- 87 -
Fig. III. 13. Carte 31, proximale.	- 89 -
Fig. III. 14. Carte 21, médiane.	- 90 -
Fig. III. 15. Carte 12, distale.	- 90 -
Fig. III. 16. Schéma des trois volumes : GTV, CTV et PTV.	- 92 -
Fig. III. 17. Volumes utilisés dans la modélisation.	- 92 -
Fig. III. 18. Principe du γ index.	- 94 -
Fig. III. 19. Exemple d'une image du γ index.	- 95 -
Fig. III. 20. Zones prosrites du DVH du CTV.	- 97 -
Fig. III. 21. Exemple de DVHs cumulatifs.	- 98 -
Fig. III. 22. Image du γ index dans le plan (x, z) d'une erreur de l'isocentre de 5 mm sur l'axe x	- 99 -
Fig. III. 23. DVHs d'une erreur de positionnement de l'isocentre de 4.5 mm sur les axes x et y	- 100 -
Fig. III. 24. Évolution du seuil d'erreur en fonction du critère du test du γ index.	- 100 -
Fig. III. 25. Déflexion produite sur le faisceau par des aimants de longueur L	- 101 -
Fig. III. 26. DVHs d'une erreur relative sur B_x (concernant tous les plans) de +4.7 %.	- 103 -
Fig. III. 27. Image du γ index d'une erreur relative sur B_x de +7 % sur le plan distal.	- 103 -
Fig. III. 28. Image du γ index d'une erreur relative sur B_x de +7 % sur le plan médian.	- 103 -
Fig. III. 29. Erreurs relatives sur B_x (touchant tous les plans) en fonction des critères du γ index.	- 104 -
Fig. III. 30. Distribution de dose obtenue avec une erreur de -80 % sur σ_x	- 105 -
Fig. III. 31. Coupe sur l'axe x de la distribution de dose en voie d'entrée.	- 105 -
Fig. III. 32. Image du γ index d'une erreur de -50 % sur σ_x	- 106 -
Fig. III. 33. Erreurs de mise en forme faisceau en fonction des critères du γ index.	- 107 -
Fig. III. 34. Schéma des différentes erreurs sur les UM étudiées.	- 108 -
Fig. III. 35. Image du γ index d'une erreur de zéro de $+3.75 \cdot 10^5$ protons/spot.	- 108 -
Fig. III. 36. Image du γ index d'une erreur de +2 mm sur le parcours pour le plan distal.	- 109 -
Fig. III. 37. Image du γ index d'une erreur de +6 mm sur le parcours pour le plan proximal.	- 109 -
Fig. III. 38. Décalages des plans non tolérés par le γ index.	- 110 -
Fig. III. 39. Position du détecteur, de la source, de l'isocentre et de l'entrée patient.	- 112 -

Chapitre IV. Conception du dispositif de contrôle faisceau Compass PT

Fig. IV. 1. Modélisation avec TRIM de la mesure expérimentale de la dispersion angulaire.	- 119 -
Fig. IV. 2. Résultats de la modélisation avec TRIM.	- 119 -
Fig. IV. 3. Résultats d'un ajustement à partir de la mesure des pistes.	- 125 -
Fig. IV. 4. Incertitude relative du calcul par moyenne pondérée de la position du centroïde.	- 126 -
Fig. IV. 5. Incertitude relative du calcul par ajustement de la position du centroïde.	- 126 -
Fig. IV. 6. s_{exp}/s en fonction de x_0/w	- 127 -
Fig. IV. 7. s_{fit}/s en fonction de x_0/w	- 127 -
Fig. IV. 8. Zoom de la figure IV. 6.	- 127 -
Fig. IV. 9. Zoom de la figure IV. 7.	- 127 -
Fig. IV. 10. Correction de s_{exp}/s en fonction de s/w	- 128 -
Fig. IV. 11. Comparaison entre le modèle et les mesures expérimentales sur IC2/3.	- 129 -
Fig. IV. 12. Délivrance des paquets de protons au WPE.	- 132 -
Fig. IV. 13. Principe de détection d'une erreur d'énergie par la méthode de mesure directe.	- 133 -
Fig. IV. 14. Signal de la photodiode à gauche et HF du cyclotron à droite (abscisses en ns).	- 133 -
Fig. IV. 15. Protocole d'analyse, axe des abscisses en nanosecondes.	- 134 -

Fig. IV. 16. Opération effectuée par le discriminateur.....	- 135 -
Fig. IV. 17. Influence des paramètres du discriminateur sur le différentiel.....	- 136 -
Fig. IV. 18. Histogramme des déphasages mesurés pour un parcours de 32.54 cm dans l'eau.....	- 137 -
Fig. IV. 19. Comparaison entre une erreur d'énergie et une erreur de balayage.....	- 140 -
Fig. IV. 20. Premier schéma proposé pour le Compass PT.....	- 142 -
Fig. IV. 21. Rapport des charges mesurées par les diverses structures de mesure d'IC2/3.....	- 142 -
Fig. IV. 22. Charge totale mesurée par la structure segmentée X pour plusieurs positions du centroïde.....	- 143 -
Fig. IV. 23. Rapport $QX/QIC2$ pour plusieurs positions du centroïde.....	- 143 -
Fig. IV. 24. Second schéma proposé pour le Compass PT.....	- 144 -
Fig. IV. 25. Troisième schéma proposé pour le Compass PT.....	- 144 -

Chapitre V. Les phénomènes électriques dans l'air

Fig. V. 1. Section efficace d'attachement à trois corps.....	- 151 -
Fig. V. 2. Section efficace d'attachement dissociatif.....	- 151 -
Fig. V. 3. Évolution des ions positifs dans l'air.....	- 152 -
Fig. V. 4. Évolution des espèces ioniques et électrons dans l'air sans transport.....	- 154 -
Fig. V. 5. Acquisition à 1.6 kV.cm^{-1} dans l'air à pression atmosphérique.....	- 155 -
Fig. V. 6. Protocole de test, coupe verticale.....	- 156 -
Fig. V. 7. Second dispositif de mesure.....	- 157 -
Fig. V. 8. Évolution temporelle de la composante électronique dans l'azote.....	- 158 -
Fig. V. 9. Évolution temporelle de la composante électronique dans l'air.....	- 158 -
Fig. V. 10. Évolution temporelle de la composante ionique dans l'azote.....	- 160 -
Fig. V. 11. Évolution temporelle de la composante ionique dans l'air.....	- 160 -
Fig. V. 12. Vitesse des électrons dans l'azote à pression atmosphérique.....	- 161 -
Fig. V. 13. Vitesse des électrons dans l'air à pression atmosphérique.....	- 161 -
Fig. V. 14. Vitesse de dérive des ions dans l'air et l'azote à pression atmosphérique.....	- 164 -
Fig. V. 15. Coupe verticale du nouveau dispositif conçu par Yvan Merrer.....	- 165 -

Annexes

Fig. A. 1. Neutralisation Auger et transfert résonnant.....	- 172 -
Fig. A. 2. Structure de l'ion N_4^+	- 173 -
Fig. A. 3. Effet de la neutralisation Auger en fonction de la polarité.....	- 173 -
Fig. A. 4. Temps de vie des électrons τ en fonction du champ électrique E d'après Hochhäuser <i>et al.</i>	- 174 -
Fig. A. 5. Fraction d'électrons libres p en fonction de la tension de polarisation V	- 174 -

Introduction générale

La découverte des rayons X par W. Röntgen à la fin du 19^{ème} siècle représente un véritable événement pour le monde de la médecine. Leurs applications à la médecine se développent rapidement en commençant par l'imagerie médicale. Ensuite les médecins s'en emparent pour guérir toutes sortes de maladies, comme la teigne par exemple. Leur utilisation thérapeutique suscite un tel enthousiasme qu'elle laisse peu de place à la suspicion et la prudence. Les médecins croient alors que toutes les maladies vont être guéries avec ces rayonnements mystérieux.



« Les rayonnements qui guérissent. Une illustration des premiers traitements en radiothérapie à Copenhague ». Image extraite de l'hebdomadaire français *L'Illustration* publié de 1843 à 1944.

L. Brocq¹ est le premier à exprimer des réserves. Il suggère de n'avoir recours aux rayons X que « quand il n'existe pas d'autre bonne méthode de traitement et quand la nature du mal à soigner est telle que la possibilité d'apparition de radiodermites est négligeable comparativement aux conséquences qu'entraînerait l'évolution de la maladie ». On retrouve ici l'ancêtre du principe de justification. Les nombreux effets secondaires cutanés constatés poussent les physiciens et médecins à la conclusion que la radiothérapie doit être sélective, ciblée et bien dosée. La dosimétrie thérapeutique fait alors son apparition. Toute machine de radiothérapie mise en service doit être obligatoirement munie d'un dispositif permettant d'estimer la dose délivrée au patient. Aujourd'hui deux principes réglementaires balisent l'utilisation médicale des rayonnements : la justification des actes et l'optimisation des expositions. La justification d'un acte de radiothérapie repose sur la décision que l'irradiation constitue le bon traitement de la pathologie. L'optimisation, quant à elle, relève plus d'une démarche de sûreté du traitement. Elle correspond à la mise en place de procédures de contrôle. Alors que la sécurité du traitement n'a pas toujours été un souci dans l'histoire de la physique médicale, il est maintenant évident que l'utilisation médicale des accélérateurs nécessite des contrôles de faisceaux avant que ceux-ci ne parviennent au patient.

Chaque année en France, environ 350 000 nouveaux cas de cancers sont diagnostiqués. Seulement la moitié peut guérir avec les principales thérapeutiques actuelles qui sont : la chirurgie, la chimiothérapie et la radiothérapie. Utilisée chez plus de 60 % des patients, la radiothérapie conventionnelle de photons ou d'électrons est aujourd'hui bien maîtrisée. Elle est à l'origine de 30 à 40 % des guérisons seule ou en association avec la chimiothérapie. Elle a toutefois un inconvénient : le profil de dépôt de dose des photons. La dose qu'ils déposent

¹ Louis Brocq (1856-1928) était un dermatologue français, membre de l'Académie de médecine.

au sein des tissus diminue progressivement avec la profondeur traversée. Ce phénomène est particulièrement gênant dans le cas de tumeurs situées en profondeur dans le patient. Le faisceau, pour atteindre la tumeur, doit alors traverser les tissus sains qui s'en trouvent particulièrement irradiés. Apparue au début des années 90, la radiothérapie conformationnelle a révolutionné la pratique de la radiothérapie en diminuant la dose déposée dans les tissus sains situés sur le parcours du faisceau. Plusieurs faisceaux focalisés sur la zone à traiter empruntent différentes directions incidentes. Chacun ne dépose qu'une fraction de la dose totale. Ainsi les tissus sains reçoivent une fraction de la dose tandis que le volume cible reçoit la dose totale. Les dommages causés aux tissus superficiels sont alors minimisés. La radiothérapie conformationnelle a cependant montré ses limites. Par exemple lorsqu'un organe à risque est tout contre le volume cible, voire en partie à l'intérieur, l'utilisation de plusieurs faisceaux ne suffit plus.

Dans ce contexte, l'apparition d'une nouvelle modalité de radiothérapie, appelée « hadronthérapie », représente une ouverture intéressante. Cette thérapeutique utilise des faisceaux de hadrons (le plus souvent protons ou ions carbone 12). La protonthérapie fait référence à la hadronthérapie par protons, tandis que la carbonothérapie est synonyme de hadronthérapie par ions carbone. Excepté les neutrons, le profil de dépôt de dose des hadrons est beaucoup plus avantageux que celui des rayonnements de la radiothérapie conventionnelle décrit précédemment. Il assure une distribution précise de la dose et permet de limiter l'irradiation des tissus sains en amont et de protéger les tissus sains en aval. Les premiers essais cliniques de hadronthérapie ont montré des résultats prometteurs, en particulier sur des tumeurs incurables ou inopérables avec les thérapeutiques actuelles. La hadronthérapie est donc envisagée comme une modalité complémentaire pour certains cas de cancers.

La hadronthérapie par ions carbone apparaît comme la thérapeutique la plus avantageuse en théorie. Elle est envisagée comme une solution du futur pour résoudre le problème de la radiorésistance de certains cancers, notamment ceux qui sont inopérables. La carbonothérapie est cependant de développement plus récent et l'analyse des bénéfices cliniques chez les patients n'a pu débuter que dans un nombre très restreint de centres en raison de la mise en œuvre de structures logistiques complexes et très coûteuses. Alors que la carbonothérapie n'en est qu'à ses prémices, la protonthérapie est considérée aujourd'hui comme un traitement de référence pour un certain nombre de pathologies. Depuis près de vingt ans, deux centres de protonthérapie existent en France à Orsay et à Nice, ils traitent au total environ 800 patients par an.

L'arsenal des thérapeutiques du cancer s'est beaucoup étoffé ces dernières années. De nouvelles modalités sont apparues, telle la protonthérapie, créant ainsi des besoins de recherche et développement dans tous les domaines et notamment dans le domaine du contrôle faisceau. Chaque machine délivrant des rayonnements à usage thérapeutique nécessite des dispositifs de contrôle faisceau adaptés. Les accélérateurs de la protonthérapie ne dérogent pas à la règle. C'est ce besoin en instrumentation utilisée en protonthérapie qui a motivé ce travail de thèse.

Au cours de ces trois ans de thèse, nous avons d'une part caractérisé et validé une unité moniteur pour les faisceaux de protons balayés et d'autre part étudié la faisabilité d'un détecteur de contrôle faisceau toujours pour les faisceaux de protons balayés. Le travail présenté dans ce manuscrit s'articule autour de cinq chapitres.

Le premier chapitre se propose dans un premier temps de familiariser le lecteur avec la protonthérapie. Une description de la hadronthérapie et plus spécifiquement de la protonthérapie permet d'évoquer les enjeux et les difficultés que cette technique de traitement apporte au contrôle faisceau. La surveillance d'un traitement nécessitant la mesure d'un certain nombre de grandeurs caractéristiques du faisceau, ces grandeurs sont présentées dans ce chapitre. La place particulière allouée aux chambres d'ionisation est soulignée. Ce chapitre est l'occasion enfin de présenter les motivations de la thèse : la caractérisation de l'unité moniteur IC2/3 et la conception du dispositif de contrôle faisceau Compass PT.

Le second chapitre est consacré à l'unité moniteur IC2/3 qui a occupé une place importante dans la première partie du travail de thèse. Une description générale de sa structure et de ses éléments est d'abord effectuée. En tenant compte de son cahier des charges, préalablement inventorié, les études mécaniques nécessaires à sa conception sont détaillées. Ce chapitre présente également l'étape de validation qui a suivi, les tests de caractérisation effectués et leurs résultats.

Le chapitre III est dédié à l'élaboration du cahier des charges relatif au dispositif de contrôle faisceau envisagé après l'unité moniteur IC2/3. Nous avons déterminé ce cahier des charges en modélisant un traitement par faisceaux de protons balayés. Une analyse détaillée de tous les paramètres du modèle est faite dans ce chapitre. La démarche suivie pour établir les différentes spécifications est détaillée précisément.

Le but du chapitre IV est la conception du Compass PT conformément au cahier des charges du chapitre précédent. Chaque choix technologique est exposé et appuyé soit par les tests de validation menés sur le moniteur IC2/3 soit par des simulations. Dans ce chapitre il ressort un certain nombre de recommandations pour la réalisation de ce dispositif mais également des perspectives de recherche.

Le dernier chapitre tente d'approfondir les connaissances dans le domaine des phénomènes électriques dans l'air. Ces connaissances permettraient d'optimiser les dispositifs de contrôle faisceau fonctionnant à l'air à l'image des chambres d'ionisation. Ce chapitre propose des axes de recherche future puisque les études présentées demandent à être poursuivies.

Une conclusion souligne l'importance des dispositifs de contrôle faisceau que ce soit en radiothérapie conventionnelle ou hadronthérapie et retrace les grandes lignes de ce manuscrit. Enfin, nous donnons en annexes quelques points qui auront été abordés dans le document mais non développés.

« Ce qui compte ne peut pas toujours être compté, et ce qui peut être compté ne compte pas forcément. »
Albert Einstein

Chapitre I

Introduction à la protonthérapie et au contrôle faisceau

Au cours de ces dernières années les données sur le cancer ont évolué en France. Des tendances rassurantes se sont confirmées comme la diminution de la mortalité par cancer et d'autres plus inquiétantes se sont imposées comme l'augmentation du taux annuel d'incidence des cancers. Les innovations thérapeutiques n'ont eu de cesse de faire avancer le combat contre le cancer depuis les années 50. Le risque de mourir d'un cancer a considérablement diminué. Un cancer sur deux peut aujourd'hui être vaincu. Même si le nombre de décès par cancer est en constante diminution en France, le cancer reste la première cause de mortalité chez l'homme et la seconde chez la femme. L'Institut National du Cancer estime à 357 500² les nouveaux cas de cancers en 2010 (203 000 hommes et 154 500 femmes). Les efforts de recherche doivent donc être maintenus.

En cancérologie, la radiothérapie externe fait office de traitement de référence depuis près d'un siècle. Cette technique est aujourd'hui bien maîtrisée et son efficacité n'est plus à démontrer. D'ailleurs sa précision s'est nettement améliorée grâce à la possibilité de coupler plusieurs incidences faisceau et de moduler l'intensité. Quatre à six orientations de faisceau sont utilisées permettant ainsi de mieux conformer la dose à la tumeur.

De nouvelles techniques se sont développées en parallèle. Ces techniques cherchent en priorité à pallier le manque de précision balistique des photons de la radiothérapie externe. Elles visent à délivrer 100 % de la dose à la tumeur et à minimiser la dose aux tissus sains. Dans cet objectif, la protonthérapie s'est révélée très prometteuse. Les protons, munis d'un effet biologique antitumoral légèrement supérieur à celui des photons, présentent d'excellentes propriétés balistiques. La protonthérapie s'avère particulièrement adaptée aux cancers pédiatriques car elle permet de préserver les tissus sains encore en croissance et de diminuer ainsi les séquelles. Si on en parle moins, le cancer chez les enfants est néanmoins une réalité. Il représente la deuxième cause de mortalité (après les accidents) chez les enfants âgés de un à quinze ans dans les pays développés. Un enfant sur 500 sera atteint d'un cancer avant sa seizième année. La protonthérapie se pose donc comme un outil de choix face à ce problème.

² Données issues du site www.e-cancer.fr de l'Institut National du Cancer, agence nationale sanitaire et scientifique en cancérologie.

Le but de ce chapitre est double. Il présente d'une part les traitements de protonthérapie et d'autre part le contrôle faisceau relatif à ces traitements.

Nous commencerons par aborder les atouts et inconvénients des hadrons et plus particulièrement des protons pour le traitement des cancers. Une fois le bénéfice thérapeutique de la protonthérapie mis en évidence, le déroulement d'un traitement de protonthérapie et les méthodes de délivrance faisceau existantes seront décrits. Nous préciserons ensuite en quoi consiste le contrôle faisceau et plus spécifiquement le contrôle faisceau de protons balayés. Le monitoring faisceau étant principalement réalisé à l'aide de chambres d'ionisation, elles feront l'objet d'une description détaillée. Ce chapitre conclura sur les motivations de la thèse.

1 Les hadrons, les protons

La radiothérapie conventionnelle avec photons de haute énergie n'a cessé de s'améliorer ces dix dernières années. Les outils d'imagerie, les logiciels de planification de traitement et les équipements permettent aujourd'hui de véritablement conformer le traitement à la tumeur. Toutefois cette technique a des limites, principalement dues à la physique même des rayonnements ionisants utilisés. Avec l'apparition des accélérateurs de particules, le paysage de la radiothérapie s'est diversifié. Le panel des faisceaux de la radiothérapie s'est enrichi de faisceaux de particules du noyau atomique : les hadrons.

Parmi les hadrons, on distingue les neutrons rapides, les protons et les ions dits « lourds » (principalement les ions carbone 12). Les propriétés biologiques intéressantes des neutrons ont rapidement attiré l'attention au début des années 70. Mais cet intérêt n'a duré que quelques années de 1975 à 1985 à cause d'une toxicité tardive liée à l'utilisation de grands champs d'irradiation traversant des tissus gras (favorisant les protons de recul). Cette toxicité serait plus maîtrisable à l'heure actuelle. Si les faisceaux de neutrons sont aujourd'hui peu utilisés c'est donc essentiellement à cause de leur manque de précision balistique. Les faisceaux de protons, jouissent d'excellentes propriétés balistiques. Ce sont celles-ci qui ont motivé leur développement initialement. Les faisceaux de protons ont tout d'abord été utilisés pour le traitement de tumeurs spécifiques comme les tumeurs de l'œil puis leurs indications se sont diversifiées. La protonthérapie fait aujourd'hui partie intégrante de l'arsenal de la radiothérapie. Les ions carbone, quant à eux, combinent tous les atouts des hadrons : l'efficacité biologique des neutrons et la précision balistique des protons. Ils pallient à toutes les lacunes des précédentes particules. Toutefois ces avantages ont un coût. En effet les ions carbone nécessitent des équipements lourds et complexes et donc plus coûteux. Cet inconvénient a eu également le désavantage de retarder leur étude clinique. La recherche en carbonothérapie n'est pas aussi avancée que celle en protonthérapie. De nombreuses études restent à mener pour assurer la sécurité d'un traitement par ions carbone. Parmi les hadrons, seuls les protons à l'heure actuelle, sont utilisés en routine pour le traitement de tumeurs.

La hadronthérapie représente aujourd'hui un bénéfice indéniable dans le traitement des tumeurs de localisation critique et de faible radiosensibilité. Ce bénéfice réside dans les propriétés physiques et radiobiologiques des hadrons. Nous présenterons les avantages physiques puis biologiques des hadrons et plus spécifiquement des protons.

1.1 Propriétés physiques

La première propriété physique, commune aux protons et ions carbone, est une excellente précision balistique. La combinaison d'une faible dispersion latérale du faisceau et d'un dépôt de dose en profondeur localisé confère à la hadronthérapie une précision de l'ordre du millimètre dans la délivrance de la dose.

La seconde propriété physique est un dépôt d'énergie linéique élevé concernant plus les ions carbone que les protons.

1.1.1 Dispersion latérale

Les hadrons subissent de nombreuses collisions tout au long de leur parcours dans les tissus conduisant à un élargissement latéral du faisceau. Ce phénomène de diffusion multiple reste néanmoins limité. Le faisceau demeure focalisé sur la forme de la tumeur sans trop de dommages latéraux aux tissus environnants. En guise d'illustration, prenons un faisceau de protons que nous qualifierons de parfait (dont l'écart-type en entrée est nul) de 200 MeV ayant traversé 250 mm d'eau. L'écart-type de ce faisceau en sortie de la cible d'eau mesure seulement 4 mm.

1.1.2 Dépôt de dose en profondeur

Plus un hadron est énergétique, plus il traverse une épaisseur donnée de matière rapidement. Ses interactions avec le milieu sont dans ce cas brèves et l'énergie déposée est faible. Toutefois à mesure que la profondeur de matière traversée augmente, l'hadron décélère, ses interactions durent plus longtemps et l'énergie qu'il dépose s'accroît. L'hadron ralentit ainsi jusqu'à s'arrêter et délivrer toute son énergie résiduelle. En terme d'énergie déposée, celle-ci augmente jusqu'à atteindre un maximum en fin de parcours. Ce maximum de dépôt de dose est appelé pic de Bragg, du nom du physicien Sir W. H. Bragg. En 1903, celui-ci étudia l'évolution de la perte d'énergie des radiations ionisantes le long de leur trajectoire dans la matière et démontra ainsi le phénomène que nous venons de décrire³ [1904-BRA].

La figure I. 1 montre le rendement en profondeur d'un proton de 226.3 MeV dans l'eau, milieu généralement choisi pour modéliser les tissus biologiques humains.

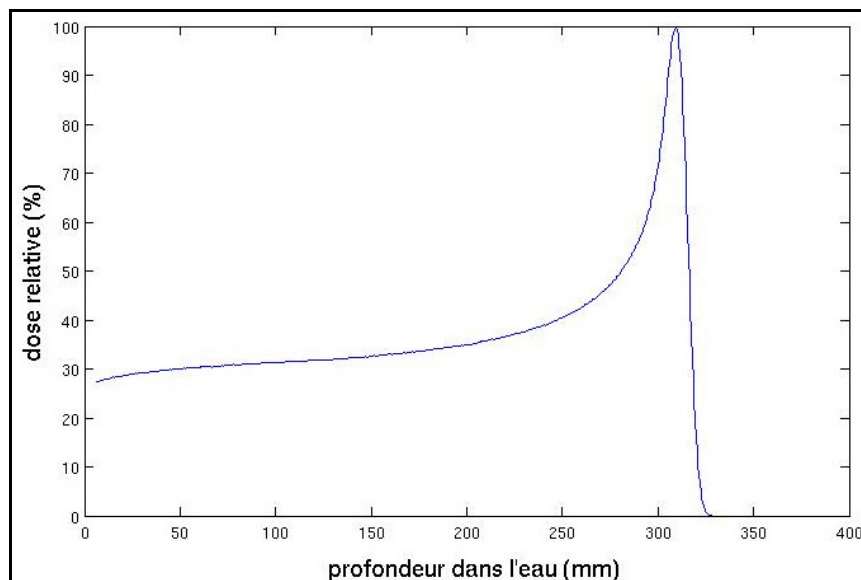


Fig. I. 1. Profil de dépôt de dose d'un faisceau de protons de 226.3 MeV dans l'eau.

³ W. H. Bragg et R. Kleeman, *On the ionization curves of radium*, Philosophical Magazine, S6, p. 726-738, 1904.

La position de ce pic au sein des tissus est parfaitement contrôlable puisque liée à l'énergie incidente. L'énergie du proton incident détermine sa profondeur de pénétration. En modulant celle-ci, les protons peuvent être stoppés à l'endroit désiré pour protéger les tissus sains situés à l'arrière de la tumeur, ce qui n'est pas le cas avec les photons.

1.1.3 Pouvoir d'arrêt et transfert d'énergie linéique

La particule ionisante en traversant la matière dépose son énergie jusqu'à ce que son énergie résiduelle corresponde à l'agitation thermique et qu'elle s'arrête. Ce dépôt d'énergie peut s'effectuer de différentes manières. Généralement, il a lieu par collisions avec les électrons rencontrés sur son passage. La particule incidente peut également perdre son énergie par collision avec les noyaux. Enfin la particule peut être seulement déviée par le champ électrique des noyaux du milieu sans qu'il n'y ait réellement eu impact. Sa déviation s'accompagne d'un freinage et donc d'une dissipation d'énergie.

Le pouvoir d'arrêt d'un matériau pour une particule chargée correspond au rapport dE/dx avec dE l'énergie déposée par la particule dans l'épaisseur dx de matériau traversé⁴ [1998-ICRU] (l'unité pratique est le MeV.cm^{-1}). On trouve plus souvent dans les abaques le pouvoir d'arrêt massique S/ρ (en $\text{MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$). Dans l'expression du pouvoir d'arrêt massique les trois formes de perte d'énergie sont distinguées :

$$\frac{S_{total}}{\rho} = \frac{S_{elec}}{\rho} + \frac{S_{nuc}}{\rho} + \frac{S_{rad}}{\rho} \quad \text{Eq. I. 1}$$

- $\frac{S_{elec}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \Big|_{elec}$ est le pouvoir d'arrêt massique électronique.
- $\frac{S_{nuc}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \Big|_{nuc}$ est le pouvoir d'arrêt massique nucléaire.
- $\frac{S_{rad}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \Big|_{rad}$ est le pouvoir d'arrêt massique radiatif.

On classe par valeur de pouvoir d'arrêt croissante : l'ion carbone puis le proton et enfin l'électron. La figure I. 2 illustre cette classification. Les données des protons et des électrons proviennent du site du NIST⁵ (National Institute of Standards and Technology) et plus précisément de la rubrique « Stopping power and range table for protons and electrons (PSTAR, ESTAR) ». Les données des ions carbone sont issues, quant à elles, du logiciel SRIM-2008 développé par J. Biersack et J. F. Ziegler.

Remarque : le pouvoir d'arrêt électronique des ions est proportionnel au carré de la charge de l'ion. On retrouve peu ou prou deux courbes homothétiques d'un facteur 36 (charge de l'ion carbone au carré).

⁴ ICRU 60, *fundamental quantities and units for ionizing radiation*, 1998.

⁵ <http://www.nist.gov>

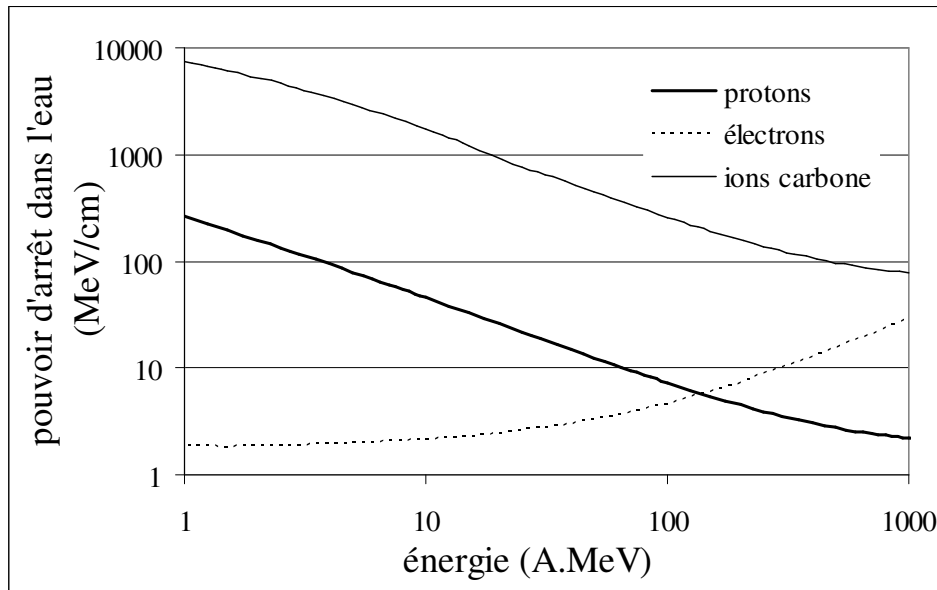


Fig. I. 2. Pouvoir d'arrêt de l'eau pour les protons, les électrons et les ions carbone.

Le transfert d'énergie linéique (*TEL*) correspond, quant à lui, au rapport dE_{Δ}/dx . Le *TEL* ne prend en compte que la perte d'énergie de la particule par collision avec les électrons. dE_{Δ} est l'énergie perdue par la particule via les collisions avec les électrons dans l'épaisseur dx de matériau traversé, moins la somme des énergies cinétiques de tous les électrons mis en mouvement dont l'énergie dépasse Δ . La définition nécessite donc de déterminer une énergie de coupure Δ (exprimée en eV). Le *TEL* peut ainsi être exprimé en fonction du pouvoir d'arrêt électronique :

$$TEL = S_{elec} - \frac{dE_{ke,\Delta}}{dx} \quad \text{Eq. I. 2}$$

- S_{elec} est le pouvoir d'arrêt électronique.
- $dE_{ke,\Delta}$ est la somme des énergies cinétiques, supérieures à Δ , des électrons mis en mouvement par la particule sur l'épaisseur dx de matériau traversé.

Le *TEL* peut également être exprimé en fonction du nombre d'ionisations créées par unité de longueur et l'énergie moyenne d'ionisation :

$$TEL = DLI \times w \quad \text{Eq. I. 3}$$

- *DLI* est la densité linéique d'ionisation.
- w est l'énergie moyenne d'ionisation, énergie nécessaire pour créer une paire électron-ion.

1.2 Propriétés biologiques

Les ions carbone sont dotés d'une forte efficacité biologique dans la région du pic de Bragg, due à une ionisation dense qui a pour conséquence une aptitude réduite à la réparation des brins d'ADN endommagés. Nous décrirons dans un premier temps les effets des hadrons à différentes échelles : atomique et moléculaire. Ensuite nous présenterons l'EBR utilisé en radiobiologie pour classer les rayonnements entre eux par rapport aux dommages causés aux tissus. Enfin nous aborderons l'effet oxygène. La présence d'oxygène est indispensable à l'action biologique des rayonnements ionisants. Un manque d'oxygène dans une cellule cible peut se révéler très problématique.

1.2.1 Effets à l'échelle atomique puis moléculaire

Les particules chargées transfèrent progressivement leur énergie cinétique au milieu qu'elles traversent. Ce transfert a lieu lors de collisions élastiques ou inélastiques avec les noyaux ou les électrons du milieu. Pour le domaine d'énergie de la hadronthérapie (50 à 430 A.MeV pour les ions carbone, 70 à 230 MeV pour les protons), les hadrons interagissent principalement avec les électrons des cortèges atomiques rencontrés sur leur parcours. Lors de ces interactions les électrons se trouvent excités (déplacés à des niveaux supérieurs en énergie) voire éjectés de leur cortège si l'énergie transférée est supérieure à l'énergie minimale d'ionisation. Pour les tissus biologiques, l'énergie minimale d'ionisation est de 10 eV. Les électrons éjectés peuvent à leur tour ioniser les atomes environnants. L'énergie cédée à chaque interaction est très faible lorsque la particule chargée est un hadron. Trop faible pour dévier significativement la particule incidente mais aussi trop faible pour que l'électron éjecté n'aille ioniser des atomes distants de l'atome dont il est issu.

À l'échelle moléculaire, une ionisation se traduit par la lésion d'une molécule.

Le but de la radiothérapie est d'occasionner des lésions moléculaires létales pour les cellules tumorales. Parmi les molécules d'une cellule, toutes ne conduiront pas à la mort cellulaire en cas de lésion. La molécule d'ADN (Acide DésoxyriboNucléique), de par son unicité et son rôle dans la cellule, est une cible privilégiée. Si la molécule d'ADN est lésée, la cellule pourra perdre sa capacité de prolifération entraînant son apoptose. La molécule d'eau, constitue la seconde cible, en raison de la haute réactivité de ses radicaux libres et de sa quantité notable dans les cellules humaines. Les autres molécules vont être également touchées mais n'entraîneront pas la mort cellulaire car elles sont soit présentes en grand nombre dans la cellule, soit resynthétisées.

Pour provoquer ces lésions deux modes sont donc possibles :

- une action directe sur les molécules d'ADN des cellules,
- une action indirecte sur les molécules d'eau avoisinant l'ADN des cellules, provoquant la formation d'espèces radicalaires qui vont à leur tour réagir chimiquement avec les molécules d'ADN.

Le premier mode d'action, plus rare, ne peut avoir lieu que si le rayonnement ionisant rencontre une molécule d'ADN sur son trajet. Il provoque alors la cassure d'un voire deux brins de la chaîne ou l'altération d'une de ses bases. Les cassures double brins, lésions les plus délétères, sont spécifiques de ce mode d'action. Elles apparaissent lorsque le rayonnement ionisant traverse la double hélice créant deux coupures se faisant face. Le deuxième mode d'action a lieu lorsque le rayonnement ionisant rencontre une molécule d'eau, ce qui est courant puisque l'eau représente 70 % de la masse d'une cellule humaine. La particule incidente va provoquer la radiolyse de l'eau, c'est-à-dire la décomposition de la molécule d'eau en radicaux libres. Un radical libre est un atome, ou groupement d'atomes porteur d'un ou de plusieurs électrons libres sur sa couche périphérique. C'est donc une espèce très réactive puisqu'elle va chercher à réappairier son ou ses électrons célibataires. Les radicaux libres de l'eau sont le radical hydroxyle OH° (oxydant) et le radical hydrogène H° (réducteur). Ils vont réagir avec les molécules avoisinantes soit sous leur forme initiale soit sous la forme du peroxyde d'hydrogène H_2O_2 , plus communément appelé eau oxygénée (très oxydant). Quelque soit leur forme, les réactions physico-chimiques engendrées vont endommager les molécules. Les dommages occasionnés, rupture simple brin ou altération des bases, sont la plupart du temps dus au radical hydroxyle. En conclusion, les deux modes d'action concourent à altérer la chaîne ADN.

Une fois ces lésions créées, les cellules vont entamer un processus de réparation dont l'issue sera soit l'absence de réparation, soit une réparation fidèle ou fautive. Certains dommages seront plus simples à réparer que d'autres. Lors d'une rupture simple brin, le brin intact sert de modèle pour la réparation du second. On conçoit qu'en cas de cassure simultanée des deux brins, la réparation s'avère beaucoup plus difficile. D'ailleurs elle échoue la plupart du temps. En thérapie, on cherche donc à favoriser ce type de lésions à l'ADN. Leur fréquence est directement liée à la densité d'ionisation. Plus le dépôt d'énergie par unité de longueur est élevé, plus elles seront nombreuses.

1.2.2 Coefficient d'efficacité biologique relative

D'un point de vue clinique, il a fallu trouver une manière de comparer les effets des différents rayonnements. Le moyen le plus simple est d'exposer un même tissu biologique à différents rayonnements et de comparer les effets. Ensuite un coefficient d'efficacité biologique relative, l'*EBR*, peut être attribué à chacun des rayonnements. Ce coefficient correspond au rapport de la dose de photons (rayonnement de référence) à la dose de rayonnement d'intérêt produisant un même effet biologique pour un taux de survie cellulaire donné. Les rayonnements ionisants pris en référence sont généralement des rayons γ , produits par une source de Cobalt 60.

$$EBR_\tau = \frac{D_{réf}}{D} \Big|_\tau \quad \text{Eq. I. 4}$$

D est la dose de rayonnement d'intérêt, $D_{réf}$ celle de photons produisant le même effet biologique et τ le taux de survie cellulaire pour lequel l'*EBR* est défini.

Une fois ces coefficients mesurés, le rayonnement ionisant dont l'*EBR* est le plus grand sera considéré comme le plus efficace dans le traitement de tumeurs. Toutefois dans l'application, le concept d'*EBR* n'est pas aussi simple. La mesure de ces coefficients est délicate car ils dépendent d'un grand nombre de facteurs comme le tissu biologique choisi, l'énergie des rayonnements, la profondeur d'irradiation ou encore le fractionnement de la dose. À l'heure actuelle, on ne peut qu'estimer des valeurs d'*EBR* et comparer grossièrement l'efficacité des différents rayonnements utilisés en radiothérapie. L'ICRU et l'IAEA⁶ [2008-ICR], s'accordent à désigner les ions carbonés comme ayant l'*EBR* le plus élevé. Même si celui-ci augmente significativement avec la profondeur d'irradiation, sa valeur est estimée à 3. L'*EBR* des protons est quant à lui évalué à 1.1 (pour produire le même effet biologique la dose du rayonnement de référence doit représenter 110 % de celle délivrée par protons)^{7 et 8} [2002-PAG] [2010-ELS].

L'efficacité biologique relative constitue un avantage notable des hadrons face aux photons de la radiothérapie conventionnelle. Pour une même dose physique, une fraction plus importante de cellules est tuée avec des ions qu'avec des photons ou des électrons.

1.2.3 Effet oxygène

Un facteur important dans l'efficacité biologique d'un rayonnement est la quantité de dioxygène présente dans la cellule. La présence de dioxygène dans une cellule va favoriser la formation d'eau oxygénée lors de la radiolyse de l'eau et donc indirectement augmenter le nombre de lésions moléculaires. Les cellules hypoxiques, par définition mal oxygénées, vont présenter une radiorésistance problématique. Or l'hypoxie cellulaire est l'apanage des cellulaires tumorales humaines. Il est très fréquent de trouver une population hypoxique au centre des lésions tumorales, les cellules périphériques étant mieux oxygénées. Cette radiorésistance sera exacerbée avec les rayons X ou les électrons pour lesquels le mode d'action direct est très rare. Plusieurs solutions sont envisageables. Immédiatement on pense à augmenter la concentration d'oxygène des cellules. On peut augmenter la pression partielle en oxygène mais cela reste très difficile à appliquer. Une autre méthode est de réoxygéner peu à peu les cellules de la tumeur par une irradiation fractionnée. À la première irradiation les cellules périphériques sont détruites. Le volume tumoral diminuant, les cellules hypoxiques en deuxième ligne sont réoxygénées par la vascularisation périphérique. Au fur et à mesure des séances, la population hypoxique va se trouver de mieux en mieux oxygénée et donc plus facilement éliminée. Des radiosensibilisateurs sont aujourd'hui également utilisés, tels le Nimorazole et le Gadolinium. Toutefois la solution la plus probante reste une augmentation

⁶ La commission internationale (International Commission on Radiation Units and measurements) et l'agence internationale de l'énergie atomique (International Atomic Energy Agency) ont conjointement référencé différentes valeurs d'*EBR* dans le rapport technique : *Relative Biological Effectiveness in Ion Beam Therapy*, no 461, Vienne, 2008.

⁷ H. Paganetti, A. Niemierko, M. Ancukiewicz, L. E. Gerweck, J. S. Loeffler, M. Goitein et H. D. Siut. *Relative Biological Effectiveness (RBE) values for Proton beam therapy*, Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys., vol. 53, no 2, p. 407-421, 2002.

⁸ T. Elsässer, W. K. Weyrather, T. Friedrich, M. Durante, G. Iancu, M. Krämer, G. Kragl, S. Brons, M. Winter, K.-J. Weber et M. Scholz, *Quantification of the relative biological effectiveness for ion beam radiotherapy: direct experimental comparison of proton and carbon ions beams and a novel approach for treatment planning*, Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys., vol. 78, no 4, p. 1177-1183, 2010.

de la dose. La dose nécessaire pour détruire une cellule en hypoxie est 2.5 à 3 fois plus importante que celle nécessaire pour détruire la même cellule bien oxygénée. Les rayonnements ionisants d'*EBR* élevés dans le volume tumoral sont donc un atout dans le traitement des cellules hypoxiques.

1.3 Conclusion des avantages physiques et biologiques

Les différents avantages des hadrons et plus particulièrement des protons, par rapport aux rayonnements ionisants de la radiothérapie conventionnelle, ont été présentés. D'un point de vue balistique, les faisceaux de protons et ceux d'ions carbone sont similaires. Le gain en précision apporté par rapport aux photons et électrons est notable. Leur dépôt de dose localisé et leur faible dispersion latérale, leur confèrent un parcours dans la matière très précis. L'*EBR* des protons est légèrement plus élevé que celui des photons ou des électrons. Cet avantage n'est cependant pas significatif comparé à celui, très élevé, des ions carbone. Les ions carbone créent ainsi des radiolésions difficilement réparables et parviennent à stériliser plus efficacement les tumeurs hypoxiques.

La carbonothérapie constitue sans nul doute la thérapeutique la plus avantageuse. Elle permet de provoquer des dommages plus importants à la tumeur pour une dose physique fixée sans pour autant porter atteinte aux tissus sains. L'ensemble de ces avantages permet de réduire nettement le nombre de séances d'irradiation et la durée totale du traitement. Les traitements sont ainsi moins pénibles pour les patients. Il reste cependant encore beaucoup de zones d'ombre à explorer dans le domaine de la carbonothérapie. Des études approfondies doivent être menées afin d'utiliser de manière optimale les faisceaux d'ions carbone et calculer avec précision la dose que recevront les patients.

La protonthérapie, quant à elle, même si elle n'égale pas la carbonothérapie en termes de gain thérapeutique a néanmoins l'avantage d'être une technique bien maîtrisée. Grâce au nombre important de centres de protonthérapie en Europe, aux États-Unis et au Japon, elle a déjà été largement éprouvée.

1.4 Inconvénients

Les inconvénients des hadrons, en particulier ceux des protons, sont maintenant abordés. L'obstacle que posent les hadrons en radiothérapie est principalement d'ordre technologique. La technologie nécessaire est complexe et coûteuse. La première difficulté rencontrée est au niveau de l'accélérateur. Contrairement aux photons ou électrons qui utilisent des accélérateurs linéaires d'électron, la production d'hadrons de haute énergie se fait avec des accélérateurs circulaires. Ce choix est nécessaire pour limiter le nombre de cavités accélératrices et avoir ainsi des accélérateurs de dimension compatible à une activité clinique. Deux types d'accélérateurs sont utilisés : le synchrotron et le cyclotron. Le cyclotron présente l'avantage d'être plus compact et techniquement plus simple. Son inconvénient majeur face au synchrotron, est de ne produire des ions qu'à une seule vitesse. Pour obtenir d'autres énergies l'opérateur dégrade l'énergie nominale avec des composants mécaniques externes. La seconde difficulté est au niveau du bras isocentrique appelé gantry. Dès le début des années 80, est apparue en radiothérapie conventionnelle une nouvelle technique d'irradiation : l'IMRT⁹. Le champ d'irradiation est fragmenté en plusieurs sous-champs sur lesquels on module la dose. Plusieurs de champs d'irradiation d'angles incidences différents sont utilisés. On fait ensuite coïncider la zone de superposition de ces sous-champs avec la zone à traiter, qui reçoit alors la dose totale tandis qu'ailleurs la dose reçue est celle transportée par chaque sous-champ. Pour offrir également ce mode d'irradiation en hadronthérapie plusieurs angles d'incidence de faisceau sont nécessaires, les particules doivent donc être déviées. Un champ magnétique est utilisé pour courber leur trajectoire. Le rayon de courbure ρ s'exprime en fonction de la masse m , du champ magnétique B , de la charge q et de la vitesse v de la particule.

$$\rho = \frac{mv}{qB} \quad \text{Eq. I. 5}$$

Plus les particules accélérées sont « lourdes » et de haute énergie, plus le rayon de courbure obtenu pour un même champ est grand. Les centres de hadronthérapie doivent donc s'équiper de bras isocentriques imposants. Si les dimensions des bras isocentriques en protonthérapie sont conséquentes celles de la carbonothérapie le sont d'autant plus.

Enfin plus on dispose d'un faisceau fin et précis, plus le contrôle de celui-ci doit être précis. En d'autres termes, les possibilités et la gravité des erreurs d'irradiation sont accrues en hadronthérapie. Il faut positionner le patient et contrôler le traitement avec d'autant plus de précision que la balistique est précise et donc que les doses déposées aux limites des zones cancéreuses sont élevées.

⁹ Radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité (Intensity Modulated Radiation Therapy).

1.5 Conclusion

En dépit de la technologie qu'elle requiert, l'hadronthérapie présente des avantages balistiques indéniables. Elle permet de cibler et détruire précisément les tumeurs, en minimisant les dommages occasionnés aux tissus sains environnants. Cependant sans un même niveau de précision sur toutes les étapes du traitement, on ne peut tirer profit de ces avantages. L'hadronthérapie impose donc le développement de systèmes très précis de simulation de traitement, de positionnement du patient, de délivrance faisceau et de détection.

En protonthérapie, l'état des connaissances est plus avancé qu'en carbonothérapie mais les besoins en recherche et développement restent considérables, surtout avec l'apparition de nouvelles techniques de délivrance faisceau. C'est ce qui a motivé le travail présenté dans ce manuscrit.

2 Déroulement d'un traitement de protonthérapie

Ce mémoire est dédié aux systèmes de contrôle faisceau de protonthérapie. La description d'un traitement de protonthérapie est nécessaire pour mieux appréhender l'importance de ces dispositifs. Ce paragraphe est donc consacré aux cinq étapes¹⁰ [2007-SFR] qui le composent à savoir : le contournage de la tumeur, la planification de la balistique d'irradiation, la délivrance, le contrôle et la correction du traitement.

2.1 Contournage de la tumeur

La première étape correspond à un repérage. À l'aide d'instruments de radiodiagnostic et d'imagerie médicale, on localise et contoure le volume cible à irradier ainsi que les organes à risques. Pour préparer le plan de traitement, il faut des informations précises sur la localisation et la forme de la tumeur d'une part, mais également sur la densité des tissus. La connaissance de la tomодensitométrie du patient est très importante car la dose déposée est directement liée à la densité des tissus. Toutes ces informations ne peuvent être obtenues par le biais d'un seul outil d'imagerie. Ainsi on associe les images structurelles et fonctionnelles obtenues par la tomодensitométrie X (TDM), l'imagerie par résonance magnétique (IRM) et la tomographie par émission de positons (TEP).

Appelée CT scan (Computerized Tomography) par les anglo-saxons, la tomодensitométrie X révèle les différences de densité des tissus. Inventée par Hounsfield en 1972, elle permet d'obtenir des coupes transversales du corps entier. Le patient est exposé à un faisceau de rayons X. Suivant les coefficients d'atténuation des tissus rencontrés sur son parcours, le faisceau sera plus ou moins atténué. C'est cette atténuation qui est mesurée. Plusieurs projections sont ensuite nécessaires pour reconstruire la coupe transversale complète. Le faisceau tourne donc autour du patient et le traverse sous plusieurs incidences.

L'imagerie par résonance magnétique est relativement récente puisqu'elle est apparue au début des années 1980. Cette méthode complémentaire du CT scan fournit des images en coupe du corps humain grâce aux nombreux atomes d'hydrogène qu'il contient. Le signal provenant de la seule excitation des protons, l'image est donc assimilable à une cartographie des protons de l'organisme. Il faut souligner que l'IRM ne remplace pas le CT scan mais le complète. Elle permet d'obtenir de meilleurs contrastes pour les tissus mous mais elle est très inefficace pour les tissus osseux pauvres en hydrogène.

Si la densité de la tumeur avoisine celle des tissus sains, on distinguera très difficilement le volume cible avec les deux méthodes d'imagerie structurelle citées précédemment. Une autre manière de mettre en évidence un volume tumoral est d'imager son fonctionnement. Les cellules cancéreuses ont une activité métabolique très différente de celle des cellules saines qui les entourent, par exemple elles consomment plus de glucose. La tomographie par émission de positons est un examen d'imagerie fonctionnelle qui permet de visualiser les

¹⁰ SFRO (Société Française de Radiothérapie Oncologique), *Guide des Procédures de Radiothérapie Externe*, 2007.

activités métaboliques des tissus. Outre le cas des tumeurs peu visibles à l'examen tomodensitométrique, la TEP permet également de détecter des tumeurs à un stade plus précoce que par IRM ou CT scan puisque les changements physiologiques précèdent les changements anatomiques. L'inconvénient majeur de la TEP est de ne pas fournir de repères anatomiques sur ses images. Elle permet de mettre en évidence une anomalie métabolique sans toutefois la localiser précisément dans le patient. Pour pallier à cette lacune de la TEP, un couplage TEP-TDM¹¹ est aujourd'hui développé. Ce couplage permet de repérer précisément dans le corps du patient les anomalies métaboliques révélées par la TEP.

Les différentes méthodes d'imagerie doivent être exploitées simultanément. Une fois les images obtenues et redéfinies dans un même repère géométrique, une reconstruction tridimensionnelle très précise des divers organes et de la tumeur est possible.



Fig. I. 3. Images obtenues de gauche à droite par TDM, TEP et TEP-TDM¹².

2.2 Planification du traitement

Toutes les données anatomiques acquises, le plan de traitement du volume tumoral est alors élaboré. Selon les données cliniques et la technique choisie pour l'irradiation, la planification du traitement peut être plus ou moins complexe. Celle-ci est réalisée à l'aide de logiciels de planification de traitement.

2.2.1 Planification directe

Le plan de traitement est conçu en vue d'atteindre les objectifs dosimétriques. Le planificateur définit le poids et la direction de chaque faisceau et les paramètres des dispositifs de la ligne. Ensuite la distribution spatiale de dose est calculée et comparée à celle planifiée. En fonction du résultat, le planificateur choisit de modifier ou non un paramètre jusqu'à obtention d'une distribution de dose satisfaisante. Seule la radiothérapie conventionnelle permet encore une planification directe où quelques essais peuvent suffire à trouver la distribution de dose optimale. Dès que les paramètres d'irradiation deviennent trop nombreux, une recherche à tâtons du plan de traitement optimal n'est pas concevable.

¹¹ La technique du TEP-TDM nommée également PET-CT en anglais ou plus souvent PETSCAN est une nouvelle technique d'imagerie médicale qui associe en un seul appareil deux techniques différentes l'une anatomique (TDM) et l'autre fonctionnelle métabolique (TEP).

¹² Images provenant du site www.alliancemedical.co.uk.

2.2.2 Planification inverse

Ce type de planification est qualifié d'inverse, car c'est à partir des objectifs cliniques (dose à la tumeur et organes à risque) que l'intensité et la position de chaque faisceau élémentaire sont calculées. On part de la distribution de dose souhaitée pour déterminer le plan de traitement. La complexité de l'espace des solutions à explorer impose d'utiliser un programme d'optimisation. Il y a les méthodes exhaustives qui testent une à une toutes les combinaisons possibles. Ce sont certes les méthodes les plus exactes puisqu'aucune solution n'est écartée, mais elles sont également les plus coûteuses en temps. Elles peuvent très vite devenir impossibles à mettre en œuvre. Les méthodes itératives, ne testent pas toutes les solutions mais font une succession d'approximations pour accélérer la recherche de la solution optimale, en commençant par une solution initiale. Parmi les méthodes itératives, il existe les méthodes déterministes qui conduiront toujours à la même solution si la solution initiale ne varie pas. Il existe aussi les méthodes stochastiques, qui résolvent le problème avec un degré aléatoire. À chaque compilation une solution optimale unique pourra être obtenue.

Le plan de traitement doit ensuite passer par une phase de validation. Le passage de la planification du traitement à la délivrance de celui-ci est toujours délicat. Lors de la traduction du plan de traitement en paramètres machine, le risque d'erreurs est accru. Ainsi une vérification du traitement complet doit être réalisée. Le traitement peut ensuite être délivré.

2.3 Délivrance du traitement

C'est la dose de radiation délivrée à la tumeur qui est responsable de sa destruction. Il importe donc que la dose prescrite soit effectivement délivrée au sein du volume cible défini par le radiothérapeute, tout en épargnant autant que possible les tissus sains et les organes critiques avoisinants. On parle de conformation de la dose délivrée au volume cible. Il existe deux façons d'irradier la tumeur, une dite passive et l'autre dite active. Le mode de délivrance faisceau est caractérisé de passif, lorsque la conformation de la dose au volume cible est réalisée uniquement par des éléments insérés sur la ligne faisceau. Le faisceau ne participe pas à cette conformation, il subit les modifications. *A contrario*, le mode actif fait référence aux méthodes où le faisceau contribue activement à la conformation de la dose à la tumeur. Le mode de diffusion passive est d'abord exposé, puis une méthode de balayage actif, le Pencil Beam Scanning, est présentée.

Quelque soit le mode d'irradiation le pic de Bragg est trop étroit pour être utilisé tel quel lors du traitement. Il doit être étalé pour recouvrir toute la tumeur. On superpose des pics de Bragg de profondeurs différentes et on leur attribue des poids de manière à obtenir une dose uniforme sur tout le volume de la tumeur. Les poids considérés sont des coefficients de fluence. Le rendement en profondeur résultant est appelé SOBP (Spread-Out Bragg Peak). La figure I. 4 montre un SOBP de 150 à 250 mm dans l'eau.

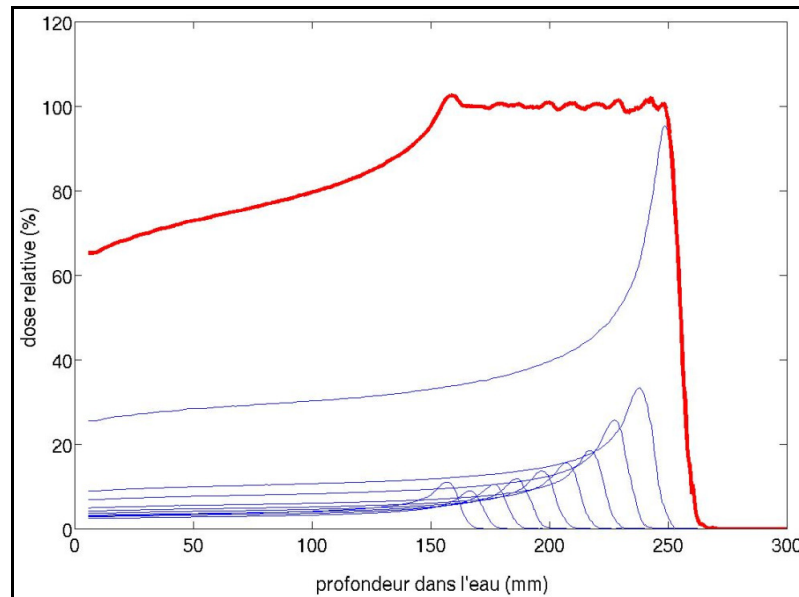


Fig. I. 4. SOBP de 150 à 250 mm dans l'eau.

La tumeur est donc traitée par tranches successives en profondeur. Chacune d'elles correspond à une énergie de faisceau et un rendement en profondeur du SOBP. Ensuite les plans sont soit « éclairés » par des champs d'irradiation conforme à leur taille, soit balayés ligne par ligne ou encore point par point.

2.3.1 Méthode passive

Lorsqu'un faisceau traverse un milieu, chaque particule chargée est déviée par le champ coulombien des atomes présents. Selon la distance aux atomes, les particules chargées incidentes subissent l'action des noyaux ou des électrons du cortège électronique. Les particules du faisceau peuvent être diffusées dans toutes les directions ce qui conduit à l'élargissement du faisceau (straggling angulaire). C'est sur ce phénomène que se basent les méthodes de mise en forme du faisceau par diffusion. Les diffuseurs sont généralement des feuilles constituées d'un matériau de numéro atomique élevé car la section efficace de diffusion coulombienne est proportionnelle au numéro atomique des atomes cibles. On ne peut cependant pas accroître indéfiniment la section d'un faisceau sans dégrader l'homogénéité de son profil. En sortie d'un diffuseur la distribution transversale du faisceau est approximativement gaussienne. Pour obtenir une dose homogène à $\pm 2\%$ sur un champ de 3 cm de rayon, l'écart-type du profil créé doit être au minimum de 10.5 cm avant collimation. Ce qui nécessite un diffuseur très épais. Avec un unique diffuseur, l'obtention de grands champs d'irradiation homogènes est très difficile. Ainsi en « single scattering », où un seul diffuseur est utilisé, les champs n'excèdent pas 2 cm de rayon¹³. Afin d'obtenir de grands champs d'irradiation homogènes, on couple deux feuilles de diffusion. La deuxième ne sert qu'à compenser l'inhomogénéité provoquée par la première. L'épaisseur de celle-ci diminue latéralement avec son rayon, ce qui permet de déconcentrer le centre par rapport aux bords et d'obtenir un profil de faisceau plat. On parle dans ce cas de « double scattering ».

¹³ W. T. Chu, B. A. Ludewigt et T. R. Renner, *Instrumentation for treatment of cancer using proton and light-ion beams*, Rev. Sci. Instrum., vol. 64, no 8, p. 2080-2083, 1993.

Après diffusion, le faisceau doit encore être conformé à la tumeur. Pour cela plusieurs éléments sont insérés entre la sortie du second diffuseur et le patient. Le premier élément, l'absorbeur, ajuste l'énergie maximale du faisceau. Puis le modulateur dégrade juste assez l'énergie du faisceau pour passer d'un plan d'irradiation à un autre. Il permet d'obtenir le pic de Bragg étalé d'épaisseur adéquate à celle de la tumeur. On parle plus souvent d'une roue de modulation puisque le modulateur se présente comme une roue avec des secteurs de différentes épaisseurs. En bout de ligne faisceau, deux éléments spécifiques à la tumeur achèvent la conformation de la dose à la tumeur : le collimateur et le compensateur. Le terme spécifique signifie aussi à usage unique. Le collimateur, en cuivre, permet d'ajuster le champ d'irradiation à la forme latérale de la tumeur. Ce faisant il protège les tissus sains latéralement. Le compensateur, en polymère équivalent-tissu, confère au champ d'irradiation la forme distale de la tumeur. Il protège les tissus au delà de la tumeur¹⁴ [2008-BEN].

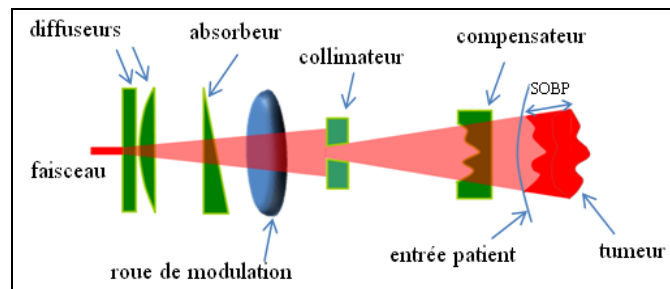


Fig. I. 5. Schéma de principe du double scattering.

La technologie de ce mode de délivrance faisceau est aujourd'hui complètement maîtrisée, mais il présente plusieurs inconvénients dont trois majeurs. Pour chaque patient un jeu de compensateur et collimateur doit être usiné ce qui demande du temps et un atelier d'usinage. La quantité importante de matériaux placés sur la ligne faisceau en amont du patient conduit à une perte significative du nombre d'ions incidents. Pour obtenir une intensité suffisante au niveau du volume tumoral le courant requis au niveau de l'accélérateur est élevé. Le dernier inconvénient est moins anodin. Une irradiation parasite de neutrons est créée au niveau du diffuseur¹⁵ [2006-HAL]. Ces neutrons secondaires contribuent à l'irradiation du patient en périphérie de la tumeur. D'après E. J. Hall cette irradiation secondaire ferait donc perdre le bénéfice apporté par les protons. Les résultats de E. J. Hall ont été très controversés, notamment par B. Gottschalk et H. Paganetti¹⁶ [2006-GOT] qui ont démontré que l'irradiation secondaire de n'importe quelle installation de protons reste largement inférieure à celle d'une installation de photons.

¹⁴ Y. Benhacene Boudam, *Utilisation des modèles NTCP et de carcinogenèse pour les choix balistiques et de particules en hadronthérapie de l'adulte et de l'enfant*, thèse de doctorat de l'université Grenoble I - Joseph Fourier, 2008.

¹⁵ E. J. Hall, *Intensity-modulated radiation therapy, protons, and the risk of second cancers*, International Journal of Radiation Oncology Biology Physics, vol. 65, p.1-7, 2006.

¹⁶ B. Gottschalk et H. Paganetti, *Neutron dose in scattered and scanned proton beams : in regard to Eric J. Hall (International Journal of Radiation Oncology Biology Physics, vol. 65, p.1-7, 2006)*, International Journal Radiation Oncology, vol. 66, no 5, 2006.

2.3.2 Méthode active : le Pencil Beam Scanning

Dans cet objectif de conformation de la dose à la tumeur, la société IBA¹⁷ en collaboration avec l'équipe de Massachusetts General Hospital (MGH) a développé récemment un nouveau mode de délivrance faisceau nommé Pencil Beam Scanning. Cette méthode permet de peindre couche par couche la tumeur avec un faisceau très fin balayé en trois dimensions et d'ajuster dynamiquement l'intensité du faisceau afin d'obtenir la distribution de dose voulue. Cette méthode est détaillée à l'aide de la figure I. 6.

Comme expliqué précédemment, un pic de Bragg simple est trop étroit et ne suffit pas à irradier l'ensemble de la tumeur. On utilise alors plusieurs pics de Bragg simples pour obtenir un pic de Bragg dit « étalé » qui permet d'irradier toute la tumeur en profondeur. Ce pic de Bragg étalé est obtenu en modulant conjointement l'énergie et l'intensité. En mode de délivrance actif on tire profit de la multiplicité des pics de Bragg simples. Le volume cible est découpé, de manière fictive, en plusieurs tranches perpendiculaires à la direction du faisceau (figure I. 6 (1)). Ces tranches, de profondeurs successives, coïncident chacune avec un pic de Bragg simple. La « finesse » du découpage en tranches dépend du pas en énergie choisi. Intéressons nous maintenant à l'irradiation des différentes tranches. Contrairement au mode de diffusion passif où le faisceau est mis en forme pour irradier la tranche en « une fois », le faisceau scanne la tranche. Il balaye, ligne par ligne, la surface à irradier à la manière des faisceaux d'électrons dans les téléviseurs cathodiques. La position du faisceau est ajustée en X et Y par deux aimants de balayage (figure I. 6 (2)). Un des aimants est qualifié de rapide et le second de lent. La surface est généralement différente pour chacune des tranches à traiter. Ainsi chaque tranche se voit attribuer une carte de fluence propre par le logiciel de planification. Si l'on veut résumer ce mode de délivrance faisceau, on peut dire que l'irradiation se réalise en deux niveaux imbriqués. Dans un premier niveau on irradie tranche par tranche la cible. Le passage d'une tranche à la suivante se fait en changeant l'énergie du faisceau. Dans un second temps on irradie point par point ou ligne par ligne chaque tranche. Avec le mode PBS IBA, la taille et l'intensité du faisceau sont ajustables pendant l'irradiation. Une paire de quadripôles (figure I. 6 (3)) permet d'ajuster la largeur du spot faisceau à l'isocentre qui peut varier de 2.5 mm à 10 mm. La vitesse maximale du spot pouvant être atteinte est de 5 m.s^{-1} , ce qui permet d'obtenir un temps d'irradiation total très faible (2.1 s pour une surface d'irradiation de $25 \times 25 \text{ cm}^2$). Le champ d'irradiation est très grand, $25 \times 25 \text{ cm}^2$, afin de traiter tous types de tumeur. L'objectif est d'optimiser l'évolution de trois variables : courant faisceau, positions X & Y, taille du spot, afin d'obtenir la meilleure conformation possible de la dose délivrée au volume cible en un minimum de temps de traitement.

¹⁷ Ion Beam Applications S.A., société belge fondée en 1986 qui développe des technologies pour le diagnostic et le traitement du cancer.

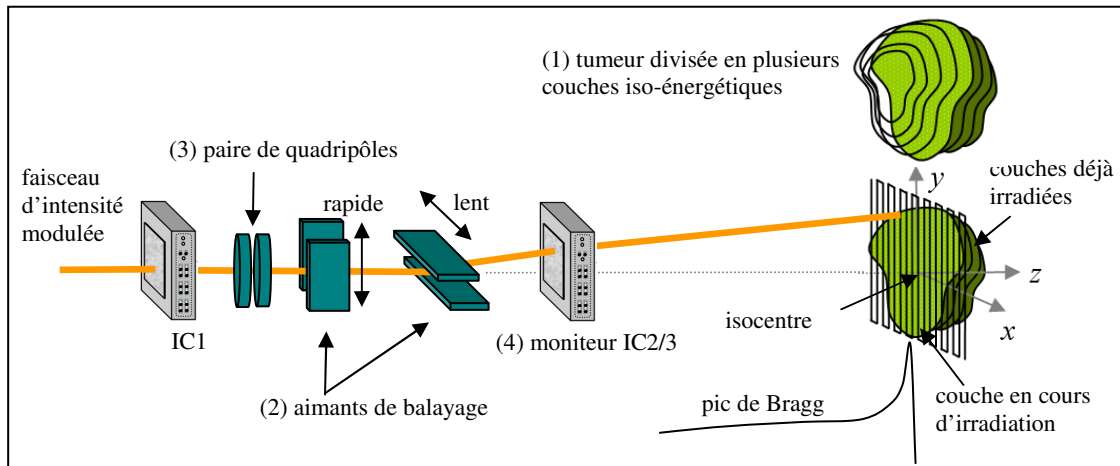


Fig. I. 6. Méthode d'irradiation par Pencil Beam Scanning.

La figure I. 6 schématise la tête d'irradiation universelle IBA, souvent appelée nozzle. Celle-ci a trois fonctions : le balayage faisceau, le contrôle faisceau (figure I. 6 (4)) et l'alignement du faisceau avec la position du patient. On peut voir la chambre IC2/3 servant de moniteur et la chambre d'ionisation IC1 en amont de la ligne faisceau. Contrairement au mode de diffusion, le mode PBS ne nécessite que peu d'éléments pour la mise en forme du faisceau. Seuls des quadripôles sont nécessaires pour focaliser le faisceau à l'isocentre et un jeu de réducteur de parcours pour moduler l'énergie et passer d'une tranche d'irradiation à l'autre. En contre partie le balayage du faisceau exige deux dipôles, un pour chaque axe.

La figure I. 7 correspond aux différentes positions de l'instrumentation et de l'optique de la tête d'irradiation universelle IBA. Dans le chapitre III, les positions exactes des différents éléments de la nozzle seront utiles.

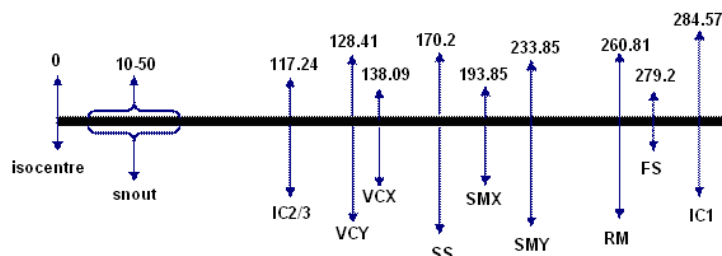


Fig. I. 7. Dimensions de la tête d'irradiation universelle IBA.

- VCX et VCY (variable collimators) : les deux collimateurs variables relatifs aux axes x et y
- SMX et SMY (scanning magnets) : les deux aimants de balayage relatifs aux axes x et y
- RM (range modulator) : le modulateur de parcours permettant une variation de l'énergie du faisceau
- FS (fixed scatterer) : le diffuseur fixe
- SS (second scatterer) : le second diffuseur
- IC1 (ionization chamber 1) : la première chambre d'ionisation
- IC2/3 (ionization chamber 2 & 3) : la seconde et troisième chambre d'ionisation moniteur
- Snout : le nez télescopique

Il est plus simple de contrôler un unique faisceau aux dimensions de la tumeur que de contrôler une multitude de spots faisceau. Lorsque l'on irradie par une méthode de balayage actif, le contrôle faisceau est donc plus complexe et plus lourd. Il en est de même pour la planification du traitement. Dans le paragraphe suivant nous allons présenter les méthodes de contrôle faisceau en protonthérapie.

2.4 Contrôle et correction

Plusieurs contrôles, réalisés dans des buts différents, ont lieu au cours du traitement. Le principal est celui effectué en temps réel par le moniteur tout au long de l'irradiation. Toutefois le monitoring faisceau ne suffit pas à assurer la qualité du traitement, des contrôles de prétraitement sont effectués avant chaque séance. Ces derniers font partie du programme de contrôle qualité. On distingue donc deux types de contrôle faisceau :

- le monitoring faisceau qui consiste à vérifier l'adéquation de la dose appliquée et de la dose planifiée,
- le contrôle d'assurance qualité qui garantit le maintien des caractéristiques du faisceau.

2.4.1 Monitoring faisceau

Toute installation de radiothérapie doit disposer d'un équipement de métrologie permettant de monitorer le faisceau durant le traitement. Ce monitoring a deux fonctions : la surveillance de la dose délivrée au patient et sa vérification. La première se conçoit aisément, en cas d'incident majeur, le système doit être alerté afin de stopper l'irradiation. Le détecteur assure donc la sécurité du patient en permettant d'interrompre le traitement lors d'un incident machine dépassant le seuil d'acceptance (défini au préalable). En dehors des cas accidentels, une mesure de la dose délivrée au patient à chaque séance est effectuée. Un outil de dosimétrie placé dans la tête d'irradiation juste devant le patient, cumule la dose tout au long des différentes séances. À partir de ces enregistrements, les éventuelles erreurs de dose, considérées comme tolérables lors de leur occurrence, sont relevées. Une évaluation du traitement complet est ensuite réalisée, et si besoin est, une séance est reprogrammée pour rectifier le traitement. Le but est de corriger le traitement lors de la dernière séance. Cette correction constitue la dernière étape du traitement.

Trois dosimètres au minimum sont requis¹⁸ [2001-WIE]. L'un d'eux doit être placé à moins d'un mètre de l'isocentre. Concernant les mesures effectuées, deux dosimètres doivent mesurer de manière redondante le débit d'ions total. Le troisième doit mesurer le débit d'ions d'une fraction prédéfinie du faisceau, celle-ci devant être centrée et mesurer au minimum 5 cm de diamètre. Enfin ils doivent tous être positionnés en ligne. Cette dernière condition exige des structures ne dégradant pas le faisceau pour un minimum de perturbation du traitement. Les dosimètres sont généralement constitués de chambres d'ionisation car leur faible épaisseur équivalent-eau n'induit que très peu de dispersion latérale du faisceau.

« Faire confiance mais vérifier »
Adage russe souvent cité par le président Reagan

¹⁸ W. Wieszczycka et W. Scharf, *Proton radiotherapy accelerators*, world scientific, 2001.

2.4.2 Contrôles d'assurance qualité

Le monitoring faisceau ne suffit pas à assurer la qualité du faisceau. Un contrôle du traitement complet doit être également réalisé avant chaque séance : le contrôle d'assurance qualité. Il intervient entre la préparation du traitement et la première séance et permet de contrer les éventuelles erreurs systématiques. Toute erreur apparaissant pendant cette phase du traitement mènera à une déviation systématique pour chaque séance. Ensuite si le traitement manque de reproductibilité, on peut voir apparaître des erreurs stochastiques au cours des différentes séances. C'est pourquoi ce type de vérification est réitéré avant chaque séance.

2.5 Conclusion

Les cinq étapes décrites ci-dessus forment une boucle de contrôle. Le détecteur, élément clé du traitement, incarne le dispositif permettant la rétroaction. La figure I. 8 schématise cette boucle de rétroaction et ses différentes étapes.

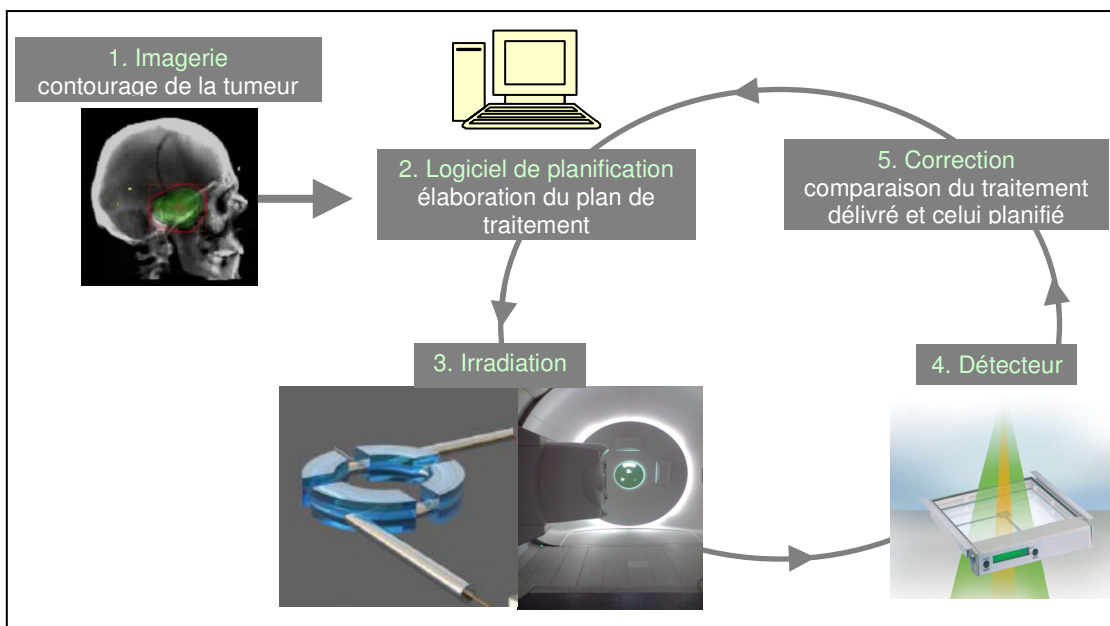


Fig. I. 8. Boucle de contrôle du traitement par protons.

Afin de profiter pleinement des avantages balistiques des protons ainsi que de la précision apportée au traitement par la technologie IBA PBS, une extrême précision est exigée à toutes les étapes du processus : simulation, positionnement du patient, irradiation et détection. C'est ce dernier point qui nous intéresse. Cette exigence de précision se traduit par un cahier des charges ambitieux aux tolérances étroites concernant tous les dosimètres participant au contrôle faisceau.

3 Distribution spatiale de la dose dans le patient

Un traitement de radiothérapie est un compromis entre la dose nécessaire à la stérilisation de la tumeur et la dose de tolérance à l'irradiation des organes à risques et des tissus sains avoisinants la tumeur. L'objectif est de détruire les cellules cancéreuses tout en minimisant les lésions sur les tissus sains. Le succès d'un traitement de radiothérapie est donc étroitement lié à la distribution spatiale de la dose dans le patient. Ce paragraphe présente son expression puis la mesure des différentes grandeurs qui la composent.

3.1 Expression de la distribution spatiale de la dose

On appelle dose absorbée¹⁹ en un point, le rapport entre l'énergie effectivement absorbée dans un élément de volume centré en ce point et la masse de cet élément de volume.

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad \text{Eq. I. 6}$$

Avec $d\bar{\varepsilon}$ l'énergie moyenne cédée à l'élément de volume de masse dm .
L'unité de la dose absorbée est le gray (1 Gy équivaut à 1 J.kg⁻¹).

Supposons qu'un faisceau parallèle de protons pénètre dans une sphère élémentaire centrée en P , point de coordonnées (x, y, z) . La dose absorbée D au point P est donc la quantité d'énergie transférée à cette sphère élémentaire par unité de masse. Le diamètre de cette sphère étant très inférieur au parcours des protons, le pouvoir d'arrêt peut être estimé constant. Si $\phi(x, y, z)$ est la fluence particulaire au point P , ρ la masse volumique du milieu irradié et $S(E)$ le pouvoir d'arrêt (moyen sur le diamètre de la sphère élémentaire) des protons d'énergie E dans le milieu considéré alors l'expression de la dose au point P est la suivante :

$$D(x, y, z) = 1.6.10^{-7} \times \phi(x, y, z) \times \frac{S(E)}{\rho} \quad \text{Eq. I. 7}$$

Avec $E(z) = E$, $\phi(x, y, z)$ en mm⁻², ρ en g.cm⁻³ et $S(E)$ en MeV.mm⁻¹.

Les pouvoirs d'arrêt étant tabulés, trois informations sont nécessaires pour reconstruire la distribution spatiale de la dose dans le patient : la fluence particulaire, l'énergie et la densité des tissus. Les deux premières grandeurs doivent être mesurées par le détecteur. La tomodynamométrie du patient est, quant à elle, acquise par imagerie.

¹⁹ ICRU Report 60, *Fundamentals Quantities and Units for Ionizing Radiation*, 1998.

3.2 Mesure de la fluence

La fluence particulière Φ est exprimée en nombre de particules par unité de surface. Prenons un nombre de particules N pénétrant dans une sphère, centrée en (x, y, z) et de section diamétrale S , l'expression de la fluence particulière en (x, y, z) est :

$$\phi(x, y, z) = \frac{N}{S} \text{ Eq. I. 8}$$

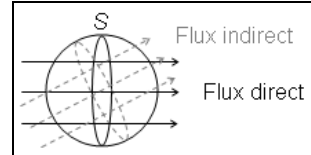


Fig. I. 9. Schéma de la fluence.

Mesurer la fluence signifie mesurer les caractéristiques géométriques du faisceau dans le plan perpendiculaire à sa trajectoire $(x, y, \sigma_x, \sigma_y)$ et le nombre de particules incidentes N . Tandis que les coordonnées x et y du centre du spot faisceau informent sur sa position dans le plan transverse, les écarts-types faisceau σ_x et σ_y renseignent sur son enveloppe. Des chambres d'ionisation à pistes ou à pixels sont utilisées pour toutes les mesures géométriques qui ont lieu dans le plan (x, y) . Dédire la forme du spot faisceau des seules largeurs de distribution σ_x et σ_y suppose que le spot soit circulaire. Les instruments de guidage dégradant la forme du faisceau, le spot est rarement circulaire. Une projection verticale et une projection horizontale ne suffisent donc pas à reconstituer la structure exacte de la coupe. L'objectif est d'obtenir une précision de mesure satisfaisant le cahier des charges. Une des principales études du travail de thèse a donc été de déterminer la largeur, le nombre de pistes, le nombre de projections nécessaires pour une mesure suffisamment précise de l'enveloppe du faisceau. Quant au nombre N de particules incidentes, il se déduit d'une mesure de l'intensité réalisée par des chambres d'ionisation dites « intégrales ».

3.3 Mesure de l'énergie

La connaissance de la forme et de la position du faisceau est d'un intérêt évident, non seulement pour contrôler que le faisceau suit bien la trajectoire planifiée mais aussi pour vérifier que la surface « éclairée » correspond à celle prévue dans la balistique d'irradiation. Nous avons vu que les coordonnées x et y du spot faisceau correspondent à sa position dans le plan perpendiculaire à sa trajectoire. La coordonnée z , quant à elle, indique la profondeur maximale atteinte par les protons, appelée également parcours. Le parcours R d'un proton peut être calculé à partir de son pouvoir d'arrêt comme l'indique l'équation I. 9. Il dépend donc tout comme le pouvoir d'arrêt de l'énergie E et de la masse volumique du milieu traversé.

$$z = R(E) = \int_E^0 \frac{dE}{S(E)} \text{ Eq. I. 9}$$

On accède à la coordonnée z en combinant une mesure de l'énergie des protons et la connaissance des tissus traversés.

3.4 Évaluation de la distribution spatiale de la dose

Une fois la distribution spatiale de dose reconstruite, elle doit être évaluée. Lors du traitement, des erreurs ont pu avoir lieu, d'origine humaine ou dues à la machine. Si l'erreur est due à une défaillance d'un élément de la ligne faisceau, il est impossible de déterminer l'impact sur la distribution de dose appliquée sans une analyse fine des mesures effectuées par le détecteur. Selon l'élément concerné par la défaillance, selon la ponctualité ou non de cette défaillance et selon l'importance de celle-ci les effets sur le traitement seront variés. Ils pourront être jugés tolérables ou non.

L'évaluation de la distribution de dose doit se fonder sur des critères d'acceptabilité clairs, rigoureux et précis. Le comité de L'ICRU a publié dans le rapport 29²⁰ [1978-ICR] en 1978, les premières bases du contrôle qualité. Dès lors, l'erreur entre la dose délivrée et celle planifiée ne doit pas excéder 5 %. L'évolution des techniques et des installations a ensuite conduit l'ICRU à compléter ce premier rapport avec le rapport 50²¹ [1993-ICR]. Dans celui-ci on trouve la définition précise des volumes cibles et leurs critères d'acceptabilité. Nous les détaillerons dans la suite de ce manuscrit. Le comité de l'ICRU a également publié un rapport spécifique aux protons²² [2007-ICR].

²⁰ ICRU 29, *Dose Specification for Reporting External Beam Therapy with Photons and Electrons*, 1978.

²¹ ICRU 50, *Prescribing, Recording, and Reporting Photon Beam Therapy*, 1993.

²² ICRU 78, *Prescribing, Recording, and Reporting Proton Beam Therapy*, 2007.

4 Chambre d'ionisation

Pour assurer le contrôle faisceau, il faut pour chaque machine délivrant des rayonnements à usage thérapeutique et pour chaque méthode de délivrance faisceau des instruments spécifiques. Dans ce cadre, le groupe applications médicales du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen a développé en collaboration avec IBA une chambre d'ionisation moniteur adaptée aux faisceaux de protons balayés. Le travail de recherche effectué autour de cette thèse s'est organisé en deux phases. La première a été la validation de ce moniteur. Une fois les résultats obtenus en termes de précision sur la mesure du débit d'ions et de la résolution spatiale, nous avons cherché à déterminer un « design » de chambre d'ionisation le mieux adapté au PBS pour effectuer une reconstruction tridimensionnelle de la dose délivrée dans le patient. Les études ayant été principalement axées sur l'étude des chambres d'ionisation, leur principe de fonctionnement²³ [1950-WIL] est rappelé succinctement.

4.1 Principe de fonctionnement

Une chambre d'ionisation est constituée de deux électrodes, parallèles dans notre cas, portées à des potentiels différents. L'espace inter-électrodes, que l'on appelle le gap, doit contenir un gaz. Lorsqu'une particule ionisante traverse ce gaz, elle interagit avec ses molécules. Si l'énergie transférée aux molécules lors des interactions est supérieure à l'énergie d'ionisation du gaz, des paires électrons-ions sont créées. En revanche, si cette énergie n'est pas assez élevée, les molécules ne sont qu'excitées. Elles reviennent à leur état fondamental en émettant un photon visible ou ultraviolet. Une fois les molécules du gaz ionisées, le champ électrique qui règne entre les électrodes, permet de séparer et faire dériver les charges. Il est très important de déterminer la tension de fonctionnement avant utilisation d'une chambre d'ionisation. Pour cela on réalise sa courbe de saturation qui correspond au tracé du courant mesuré en fonction de la tension appliquée pour un faisceau de particules ionisantes d'énergie et d'intensité données. Les charges lors de leur dérive acquièrent de l'énergie cinétique en fonction de la tension et du gaz. En appliquant une différence de potentiel croissante entre les deux électrodes, le champ électrique sépare de plus en plus efficacement les paires électron-ion. Les phénomènes de recombinaison sous l'action de l'attraction coulombienne s'atténuent et le courant mesuré s'accroît. Lorsque le champ électrique atteint un certain seuil le taux de recombinaison devient négligeable. L'efficacité de collection de charges est alors maximale et augmenter la différence de potentiel entre les deux électrodes ne permet plus d'accroître le courant mesuré car toutes les charges créées sont déjà collectées. À partir de ce seuil de tension, le courant mesuré ne dépend plus de la tension appliquée le régime est dit saturé. La figure I. 10 montre une courbe de saturation obtenue lors de la validation de l'unité moniteur IC2/3. Pour un faisceau de protons de 100 MeV et de 1 nA, le signal reflète la charge totale d'ionisation lorsque la tension de polarisation est supérieure à 700 V.

²³ D. H. Wilkinson, *Ionization chambers and counters*, university press, 1950.

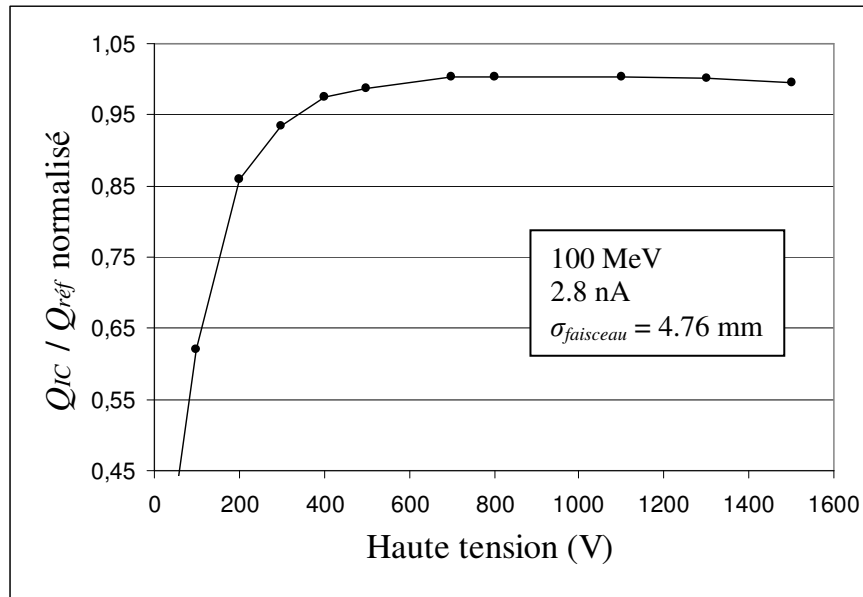


Fig. I. 10. Courbe de saturation d'IC2/3.

Remarque : les ions, lents à dériver, forment un nuage de charges pouvant modifier localement le champ électrique. Ce phénomène appelé charge d'espace doit être évité par un « design » adapté aux conditions de flux.

La figure I. 11 propose un schéma de principe d'une chambre d'ionisation à électrodes planes parallèles. L'électrode de polarisation peut être portée à un potentiel négatif. Dans ce cas ce sont les électrons qui dérivent vers l'électrode de mesure et les ions vers celle de polarisation.

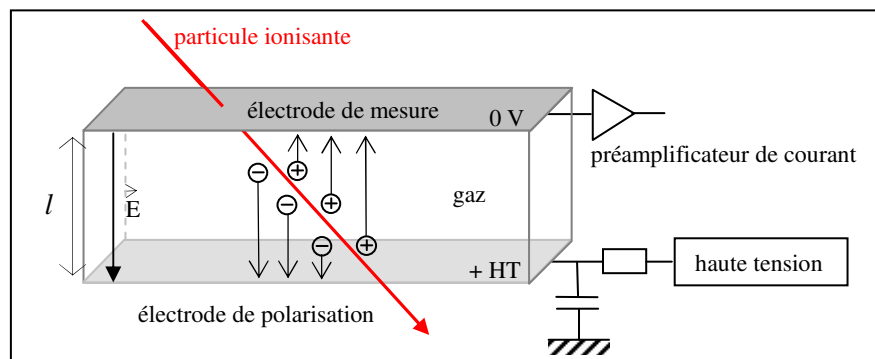


Fig. I. 11. Principe de la chambre d'ionisation.

4.2 Génération du signal

Le signal n'est pas généré lors de la collection des charges sur les électrodes, mais lors de leur déplacement vers celles-ci. Dès leur apparition et jusqu'à leur dérive complète, les électrons et les ions induisent des charges sur les électrodes. La charge induite par chaque type de porteur dépend du nombre de porteurs et de leur trajet respectif dans le détecteur. Plus rigoureusement, S. Ramo et W. Shockley²⁴ [1939-RAM] ont montré qu'une particule chargée en mouvement dans un détecteur à électrodes planes parallèles²⁵, distantes de l , est équivalente à un générateur de courant dont l'expression est la suivante :

$$i(t) = q\vec{v} \cdot \frac{\vec{E}^*}{1V} \quad \text{Eq. I. 10}$$

Avec q la charge électrique de la particule en mouvement, \vec{v} la vitesse de dérive de la particule et \vec{E}^* le champ électrique virtuel correspondant au champ généré si l'électrode de mesure est portée à un potentiel de 1 V et la seconde électrode à 0 V.

Sous l'effet du champ électrique les charges sont accélérées le long des lignes de champ mais également freinées par les molécules qu'elles rencontrent sur leur passage. La vitesse de dérive moyenne atteinte par les ions s'exprime alors en fonction du champ électrique \vec{E} entre les électrodes et de la mobilité μ_{ion} de l'ion (coefficient dépendant uniquement de la nature de l'ion).

$$\vec{v}_{ion} = \mu_{ion} \vec{E} \quad \text{Eq. I. 11}$$

Concernant les électrons, leur vitesse de dérive n'est pas proportionnelle au champ électrique, mais beaucoup plus complexe. Les électrons subissent de nombreux changements de direction lors des chocs inélastiques avec les molécules et sont fortement accélérés entre deux chocs successifs.

La vitesse des porteurs de charge est constante puisque le champ électrique régnant entre les électrodes est uniforme. Pour une paire électron-ion créée à la position x_0 , l'évolution du courant obtenu en fonction du temps est présentée sur la figure I.12.

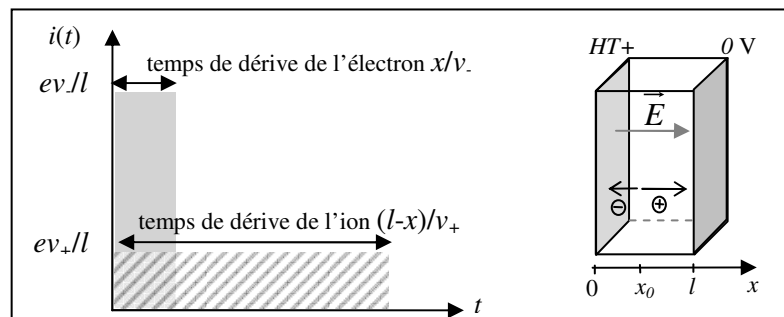


Fig. I. 12. Évolution du courant généré par une paire électron-ion en fonction du temps.

²⁴ S. Ramo, *Proceedings of the IRE*, vol. 27, p. 584-585, 1939.

²⁵ Le phénomène de diffusion des porteurs de charge et le champ magnétique sont considérés négligeables et les électrodes sont supposées infinies pour s'affranchir des effets de bords.

La particule crée plusieurs paires électron-ion sur son parcours dans le détecteur. Le courant total généré par un nombre $n_k(t)$ de porteurs de charge d'indice k , de charge q_k et de vitesse de dérive v_k , s'exprime de la manière suivante :

$$i_{total}(t) = \sum_k n_k(t) q_k v_k \cdot \frac{\vec{E}^*}{1V} \quad \text{Eq. I. 12}$$

Le nombre moyen de paires électrons-ions créés par la particule ionisante dans le détecteur se calcule aisément avec le pouvoir d'arrêt S du gaz pour la particule ionisante, la longueur de gaz traversée l et l'énergie moyenne w dépensée pour créer une paire électron-ion.

$$n_{paires} \approx \frac{S}{w} \times l \quad \text{Eq. I. 13}$$

Remarque : cette expression n'est applicable que si l'énergie déposée par la particule est négligeable devant la valeur nominale de l'énergie.

L'énergie moyenne d'ionisation w ne dépend ni de la particule incidente²⁶ ni de son énergie, mais presque seulement du milieu ionisé. L'énergie moyenne d'ionisation doit être distinguée du potentiel d'ionisation effectif. En effet la particule en déposant son énergie ne va pas seulement provoquer des ionisations, mais également des excitations. L'énergie dépensée lors des excitations est donc perdue pour le signal. L'énergie nécessaire pour créer une paire électron-ion est toujours supérieure au potentiel d'ionisation. Si le potentiel d'ionisation d'une molécule est d'environ 16 eV dans l'eau ou les milieux biologiques, w vaut dans ces milieux 34.8 eV²⁷ [1998-ICR].

D'après l'expression I. 12, le courant dépend du nombre de porteurs de charges. Le courant diminue donc jusqu'à ce que toutes les charges soient collectées. Chaque type de charge apporte sa contribution au signal. Cette contribution est variable et dépend de la position où la charge a été créée. Si la densité d'ionisation est homogène entre les électrodes et qu'aucun processus de disparition de charges n'a lieu, le courant décroît linéairement en fonction du temps. La particule ionisante traverse le gaz et crée des paires électron-ion sur toute sa traversée. Son pouvoir d'arrêt pouvant être supposé constant sur cette traversée, le nombre de paires est donc homogène sur toute sa trajectoire. Le signal présentera autant de pentes qu'il y aura de vitesses différentes. Les électrons et les ions ayant des vitesses de dérive très différentes, le courant aura au moins deux composantes. Avant qu'aucune charge n'ait été collectée, il y a autant de charges négatives que de charges positives (et que de paires). La figure I. 13 présente l'évolution du courant total généré par n_{paires} électron-ion.

²⁶ On trouve toutefois dans la littérature des valeurs légèrement différentes pour les protons (34.8 eV ICRU59) et les photons (33.8 eV ICRU59). Déterminées expérimentalement pour chaque matériau, ces valeurs sont très sensibles aux conditions expérimentales.

²⁷ ICRU 59, *clinical proton dosimetry part I - Beam Production, Beam Delivery and Measurement of absorbed dose*, 1998.

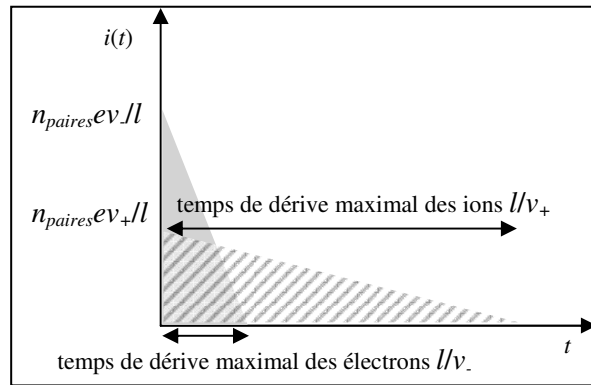


Fig. I. 13. Évolution du courant total généré par l'ensemble des paires électron-ion en fonction du temps.

Dans un premier temps le courant ne reflète que la dérive rapide des électrons. Si une espèce électronégative est présente dans l'enceinte, les électrons vont être capturés lors de leur migration. Certains instantanément, d'autres parviendront à atteindre l'électrode sans encombre. Dans ce cas, la composante électronique sera une fonction linéaire atténuée d'un coefficient de capture électronique. Ensuite c'est la dérive des espèces ioniques qui commande l'évolution du courant total. Plusieurs espèces ioniques avec des vitesses différentes peuvent coexister. C'est notamment le cas pour les gaz électronégatifs où des ions négatifs sont formés suite à l'attachement électronique. Si les ions ne se recombinaient pas, l'évolution du courant reste linéaire.

L'intégrale de chaque triangle de la figure I. 13 correspond à la charge induite Q_k par le type de porteurs relatif à ce triangle. Si Q_+ est la charge induite par l'ensemble des charges positives et Q_- celle induite par les charges négatives alors la relation suivante s'applique :

$$Q_+ = Q_- = qn_{\text{paires}} \quad \text{Eq. I. 14}$$

La figure I. 14 illustre la décomposition du courant (acquisition réalisée au LPC Caen avec une petite chambre d'ionisation et une source d'américium 241). La réponse impulsionnelle du préamplificateur ne pouvant être adaptée à la détection des deux composantes simultanément, la composante électronique est déformée et n'apparaît pas linéaire.

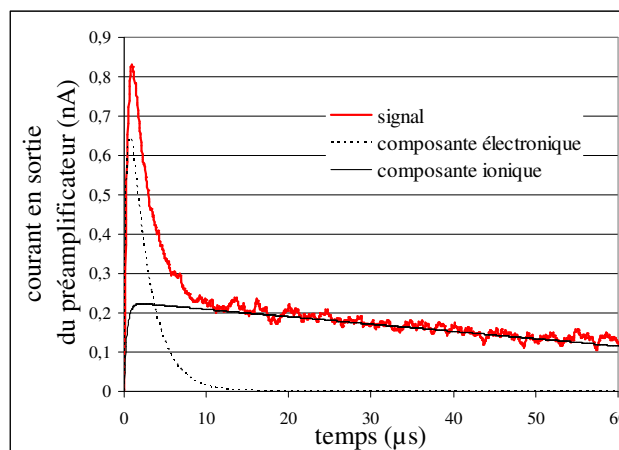


Fig. I. 14. Allure du courant mesuré dans une chambre d'ionisation à l'air.
(HT = -800 V, R = 2.2 MΩ, e = 5 mm)

Puisque les charges induisent un courant lors de leur dérive, il est important de bien connaître les différents processus qui peuvent intervenir. La recombinaison qui peut avoir lieu entre des ions de charges opposées a déjà été mentionnée. Il y a également l'échange de charges entre ions et la capture d'un électron par une molécule neutre qui transforme un électron de grande mobilité en un ion de faible mobilité. Ces trois processus seront étudiés dans le chapitre V de ce manuscrit.

Les chambres d'ionisation peuvent être adaptées à la localisation de la particule incidente. En subdivisant l'électrode de mesure en pistes, les charges créées par la particule vont dériver vers la piste la plus proche du lieu où il y a eu ionisation. Ainsi la piste mesurant l'impulsion électrique la plus grande indique la position de l'ionisation au pas près entre les pistes. Un calcul barycentrique ou un ajustement des mesures peut permettre d'affiner cette localisation.

4.3 Modes de fonctionnement

Il existe deux modes de fonctionnement²⁸ [2005-POC] des chambres d'ionisation : le mode impulsionnel et le mode courant.

Le mode impulsionnel est utilisé pour une détection individuelle de la particule incidente. Ceci n'étant possible que si l'intervalle de temps qui sépare le passage de deux particules ionisantes successives est supérieur au temps de collection des charges. Lorsque le flux de particules ionisantes devient trop important, on utilise le mode courant. En mode courant, comme son nom l'indique, on cherche à mesurer le courant induit sur l'une des électrodes dite l'électrode de mesure. Le courant est généralement très faible. Il faut donc faire très attention aux courants de fuite en utilisant par exemple des anneaux de garde qui isolent les électrodes. Les anneaux de garde sont généralement des céramiques. Le détecteur est alors fermé sur un électromètre dont le temps de réponse T est grand devant le temps de collection. Le courant mesuré est donc une moyenne des différentes « impulsions » ayant eu lieu pendant T .

4.4 Structure de mesure pour les particules traversant le détecteur

Pour les particules qui traversent le détecteur une solution judicieuse permet de doubler le signal. En plaçant une seconde électrode de polarisation de l'autre côté de l'électrode de mesure, on dispose de deux zones actives de part et d'autre de l'électrode de mesure.

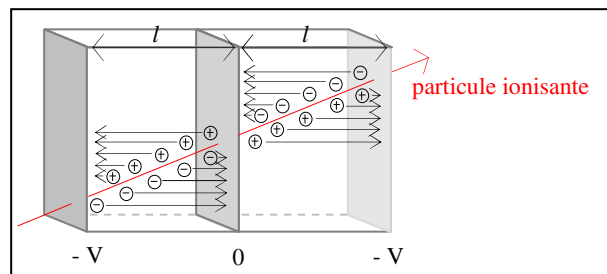


Fig. I. 15. Chambre d'ionisation avec trois électrodes.

²⁸ T. Pochet, *Détecteurs nucléaires – différentes classes de détecteurs*, Techniques de l'ingénieur. Génie nucléaire, vol. BN3, no BN3481, 2005.

5 Motivations de la thèse

Pour chaque patient, une balistique d'irradiation spécifique doit être élaborée car la forme et la position de la tumeur diffèrent d'un patient à l'autre. Des centaines de paramètres géométriques et dosimétriques sont à mettre en place pour chaque irradiation. Cette spécificité expose le traitement à une multitude d'erreurs aléatoires. Contre ce type d'erreurs, le moniteur constitue une « ligne de défense » indispensable permettant de garantir la dose délivrée au patient.

Récemment la société IBA a développé une nouvelle méthode de délivrance faisceau : le Pencil Beam Scanning. Ce mode de délivrance faisceau permet de peindre couche par couche la tumeur avec un faisceau très fin et d'ajuster dynamiquement l'intensité afin d'obtenir la distribution de dose voulue. Le mode PBS augmente significativement la précision du traitement à la condition bien sûr que toutes les autres étapes du traitement suivent le même niveau de précision. Que ce soit le système d'imagerie, le logiciel de planification, le positionnement du patient ou encore le moniteur, ces éléments doivent tous avoir un niveau de précision égal ou supérieur au mode de délivrance. Concernant le moniteur, le mode PBS impose également des contraintes en rapidité et en taille. En effet avec le mode PBS, les aimants de balayage manipulent le faisceau de protons sur de grandes surfaces avec plus d'efficacité et de rapidité que les faisceaux de protons dispersés utilisant des ouvertures et des compensateurs. Les débits de dose devant être contrôlés sont donc totalement différents. Il était nécessaire de développer un moniteur dédié au PBS.

En 2008, le groupe applications médicales du laboratoire a développé en collaboration avec IBA la chambre d'ionisation, nommée IC2/3, destinée à équiper la tête d'irradiation universelle IBA. Après une phase de caractérisation, IC2/3 a été validé en tant que moniteur dédié au PBS. Ce détecteur est capable de mesurer la fluence avec une précision relative de $\pm 1\%$ sur une gamme de débit de dose allant de $0.5 \text{ Gy}\cdot\text{min}^{-1}$ à $8 \text{ Gy}\cdot\text{min}^{-1}$ et de mesurer la position du spot avec une précision supérieure à $250 \mu\text{m}$. À l'heure actuelle plusieurs prototypes IC2/3 sont installés sur site et fonctionnent. La haute performance requise par le PBS a été atteinte. Une partie du travail de thèse ayant consisté à caractériser le détecteur IC2/3, nous décrivons celui-ci dans le chapitre II.

Les informations que fournissent un moniteur ne suffisent cependant pas à garantir le bon déroulement d'un traitement. Le vieillissement des composants, les éventuelles ruptures inopinées ou les dysfonctionnements électroniques exposent également le traitement à de nombreuses erreurs systématiques. Pour garantir le maintien des performances, il est également recommandé d'instaurer des procédures d'assurance qualité. L'assurance qualité est un large concept qui couvre tout ce qui peut influencer la qualité du traitement. La norme ISO 8402²⁹ la définit comme étant « l'ensemble des activités préétablies et systématiques mises en œuvre dans le cadre du système qualité, et démontrées en tant que besoin, pour donner la confiance appropriée en ce qu'une entité satisfera aux exigences pour la qualité ». Parmi les moyens préétablis permettant de « donner confiance » dans l'obtention de la qualité, il y a bien sûr le détecteur de contrôle qualité. Son objectif est une reconstruction dosimétrique en trois dimensions dans l'anatomie du patient tout au long du traitement.

²⁹ ISO 8402 : *Management de la qualité et assurance de la qualité – Vocabulaire*, version datée du 1^{er} avril 1994 (norme annulée).

Le Compass®, développé par IBA Dosimetry et RaySearch Laboratories³⁰ pour la radiothérapie, est un exemple de système de contrôle qualité. C'est un système qui calcule, par une mesure combinée à une simulation, la distribution volumique de la dose délivrée au patient pendant le traitement. Il peut être utilisé pour un contrôle de prétraitement ou en ligne pendant le traitement. Ce détecteur est inapproprié en ligne en protonthérapie à cause de son épaisseur équivalent-eau trop élevée. En effet un faisceau de protons, plus sensible à une même épaisseur d'eau qu'un faisceau de rayons X, va subir un élargissement beaucoup plus important. La taille du faisceau doit pourtant rester suffisamment petite pour un traitement fin de la tumeur cible. Il n'est donc pas envisageable de placer le Compass® en ligne en protonthérapie. Dans cette thèse, nous proposons d'adapter le concept du Compass® à la protonthérapie en nous inspirant du moniteur IC2/3. Le dispositif envisagé se nommera Compass PT pour Compass Proton Therapy. Nous allons d'abord devoir vérifier que cet objectif est réalisable avec un détecteur de type chambre d'ionisation.

5.1 Distinction entre IC2/3 et Compass PT

Il faut bien distinguer les objectifs d'IC2/3 de ceux du Compass PT.

Concernant le moniteur IC2/3, on considère les paramètres du faisceau connus. Le moniteur a pour seul but de vérifier que la fluence particulaire reste conforme à celle programmée. Seul un écart de position ou de taille du spot ou encore un écart d'intensité seront mesurés par IC2/3. Une erreur d'énergie est supposée négligeable, car l'acceptance de la ligne de faisceau interdit le transport de protons d'une énergie différente de plus de 9 MeV de l'énergie nominale.

Pour le Compass PT, le contexte est radicalement différent. Le détecteur mesure tous les paramètres faisceau sans aucune connaissance préalable de ceux-ci. Les mesures de la fluence particulaire et de l'énergie du faisceau sont couplées aux données densitométriques du patient pour reconstruire la distribution de la dose dans le patient.

« S'il n'y avait pas la Science,
combien d'entre nous pourraient profiter de leur cancer pendant plus de cinq ans ? »
Pierre Desproges

³⁰ La société RaySearch, basée à Stockholm en Suède, fabrique sous licence des logiciels pour la radiothérapie du cancer. <http://www.raysearchlabs.com>.

Chapitre II

L'unité moniteur IC2/3

La protonthérapie est une forme de radiothérapie utilisant des faisceaux de protons de 60 à 230 MeV. Les excellentes propriétés balistiques des protons permettent de cibler et détruire précisément les tumeurs, en minimisant les dommages occasionnés aux tissus sains environnants. Les protons ont tout d'abord été utilisés pour le traitement de tumeurs spécifiques comme les tumeurs de l'œil puis leurs indications se sont diversifiées. La protonthérapie fait aujourd'hui partie intégrante du panel de la radiothérapie. C'est la dose de radiation délivrée à la tumeur qui est responsable de sa destruction. Dans ce contexte, il importe que la dose prescrite soit effectivement délivrée au sein du volume cible défini par le radiothérapeute, tout en épargnant autant que possible les tissus sains et les organes critiques avoisinants. Dans cet objectif de conformation de la dose à la tumeur, la société IBA en collaboration avec l'équipe de Massachusetts General Hospital a développé récemment un nouveau mode de délivrance faisceau nommé Pencil Beam Scanning. Cette méthode permet d'augmenter considérablement la précision du traitement. La société IBA, ayant besoin d'une d'unité moniteur pour équiper ses centres de protonthérapie équipés de la technologie PBS, a fait appel au groupe applications médicales du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. Ce dernier a alors réalisé, en collaboration avec IBA, une chambre d'ionisation moniteur IC2/3 destinée à équiper la tête d'irradiation universelle IBA dédiée au PBS. Ce détecteur mesure la position du centroïde faisceau, la taille du spot et le débit de dose délivré au patient. Utilisé comme moniteur, il doit détecter les défaillances machine et ainsi améliorer le contrôle sécurité.

Dans ce chapitre le cahier des charges rédigé par IBA sera d'abord présenté. Ensuite nous ferons une description générale de l'unité moniteur IC2/3 ainsi que du protocole expérimental suivi lors de la phase de validation. Pendant la conception de cet instrument il a fallu étudier les contraintes mécaniques agissant sur les diverses électrodes. Ces études et leurs conclusions seront détaillées. Ce chapitre se propose enfin de décrire l'ensemble des tests de caractérisation et leurs résultats.

1 Cahier des charges

L'unité moniteur IC2/3 a été développée en vue d'équiper les centres de protonthérapie dotés du nouveau IBA Pencil Beam Scanning. Parmi ces centres on peut citer celui d'Essen³¹ où ont eu lieu les tests de caractérisation d'IC2/3.

Les premières exigences du cahier des charges concernent les dimensions de l'unité moniteur. Placé dans la tête d'irradiation universelle IBA, il doit se conformer aux dimensions de son emplacement dédié. Les dimensions sont elles mêmes dictées par le déplacement du faisceau qui s'effectue sur une large surface (320 mm x 320 mm). Le mode PBS impose des contraintes en rapidité et en taille, les aimants de balayage manipulent le faisceau de protons sur de grandes surfaces avec plus d'efficacité et de rapidité que les faisceaux de protons dispersés utilisant des ouvertures et des compensateurs. Le balayage faisceau impose également une uniformité de réponse du détecteur. La dose mesurée ne doit en aucun cas dépendre de la position du faisceau. L'unité moniteur positionnée sur le chemin du faisceau, ne doit pas perturber le faisceau au risque de détériorer le traitement. Il faut donc minimiser son épaisseur équivalent-eau³². Une dernière spécification du cahier des charges est, elle, exigée par l'Autorité de Sureté Nucléaire (ASN). L'unité moniteur doit, selon celle-ci, être redondante au niveau de la mesure de dose. Cette dernière contrainte explique en partie le nom du détecteur. Il est ainsi composé de deux unités, nommées respectivement IC2 et IC3. La présence d'une chambre d'ionisation nommée IC1, placée en amont de la ligne faisceau, finit à expliquer l'appellation IC2/3. Les principales spécifications du cahier des charges, défini par IBA fin novembre 2007, sont résumées dans le tableau II. 1.

cahier des charges	spécifications
conditions d'irradiation	faisceau de protons de 70 à 230 MeV et de 10 pA à 20 nA débit de dose ³³ délivré compris entre 0.5 Gy.min ⁻¹ et 8 Gy.min ⁻¹
temps de collection	< 500 μ s
répétabilité de la mesure de dose	meilleure que 1 %
incertitude de mesure	< 1 %
efficacité de collection	> 99.5 %
linéarité versus le débit de dose	meilleure que 1 %
uniformité de réponse	meilleure que 1 %
résolution spatiale	meilleure que 250 μ m
dispersion angulaire ³⁴	< 1.25 \pm 0.05 mrad _{rms} à 230 MeV
rapport bruit sur signal	< 1 %

Tab. II. 1. Spécifications du cahier des charges d'IC2/3.

³¹ Westdeutsches Protontherapiezentrum Essen (WPE), Allemagne.

³² L'épaisseur équivalent eau d'un matériau correspond à l'épaisseur de ce matériau si celui-ci avait la même masse volumique que l'eau. On multiplie donc son épaisseur par sa densité.

³³ La dose, s'exprimant en gray, correspond à la quantité d'énergie déposée par unité de masse (1 Gy = 1 J.kg⁻¹).

³⁴ Appelée également le straggling angulaire, c'est la dispersion en angle provoquée par le détecteur sur le faisceau.

Un détecteur en radiothérapie est l'élément qui garantit la sécurité à la fois du patient et du traitement. Il était donc essentiel que le moniteur IC2/3 respecte le cahier des charges établi par IBA. Le cahier des charges est en amont de la conception. Il est l'expression d'un besoin à satisfaire, n'indiquant pas la manière de réaliser le besoin. Ainsi une fois le cahier des charges reçu, il a fallu réfléchir à la manière de satisfaire ses différentes spécifications.

2 Description générale

Le moniteur est composé de deux unités : IC2 et IC3. Pour des raisons de sécurité elles sont totalement indépendantes au niveau de leur alimentation haute tension et de leur chaîne électronique de lecture. La première unité comporte deux structures de mesure : une de dose et une à pistes horizontales. La seconde contient également deux structures de mesure : une de dose et une à pistes verticales. La redondance au niveau de la mesure de la dose est donc respectée.

Le principal enjeu est de réaliser un détecteur d'épaisseur équivalent-eau la plus faible possible. Minimiser l'épaisseur équivalent-eau du détecteur revient à minimiser la quantité de matière entre le patient et le faisceau. Des films de Mylar³⁵ de 2.5 μm sont choisis pour réaliser les diverses électrodes (avec la possibilité d'évoluer vers du Kapton³⁶). Pour des raisons de robustesse les deux films externes sont plus épais (25 μm). Les films sont tendus sur des cadres carrés d'époxy³⁷ de 1.6 mm d'épaisseur et de 320 mm de côté. Les cadres d'époxy sont séparés les uns des autres par des entretoises en céramique de 3.4 mm. L'espacement entre les électrodes est donc de 5 mm, ce qui conduit à une épaisseur totale de 6.86 cm et une épaisseur équivalent-eau de 187 μm , les dépôts d'or et d'aluminium servant à la conduction compris. La figure II. 1 est une coupe verticale schématique du moniteur. On peut y voir l'empilement des différentes électrodes séparées par les entretoises. À chaque extrémité des films sont placés des anneaux de garde, connectés à la masse, pour éviter les courants de fuite.

Remarque : l'espace séparant deux électrodes de polarisation successives est appelé gap. Le gap correspond également à l'épaisseur de chaque structure de mesure.

³⁵ Nom de marque d'une matière plastique dérivée du xylène et utilisée principalement en film.

³⁶ Le Kapton (polymère à base d'imide) est plus stable que le Mylar (polyéthylène téréphtalate), que ce soit en température ou face aux irradiations. En effet sa plage de stabilité en température s'étend de -269°C à 400°C, contre -55°C à 125°C pour le Mylar. Le Mylar a cependant l'avantage de pouvoir être usiné à de très faibles épaisseurs, alors qu'il est rare de descendre en dessous de 12 μm pour du Kapton. Enfin la densité du Kapton étant un peu plus élevée (1.420 g.cm⁻³ pour le Kapton contre 1.395 g.cm⁻³ pour le Mylar), le Mylar aura une épaisseur équivalent eau plus faible. Malgré la très bonne stabilité en température et sous irradiation du Kapton, le Mylar a l'avantage non négligeable de moins disperser et atténuer le faisceau. De plus la stabilité sous irradiation du Mylar reste satisfaisante. Nous avons donc choisi dans un premier temps d'opter pour des films de Mylar.

³⁷ Le terme exact est polyépoxyde mais il est admis de parler d'époxyde et, par abus de langage, d'époxy. Les polyépoxydes sont des résines thermodurcissables présentant de bonnes propriétés mécaniques, une bonne tenue en température et un faible retrait.

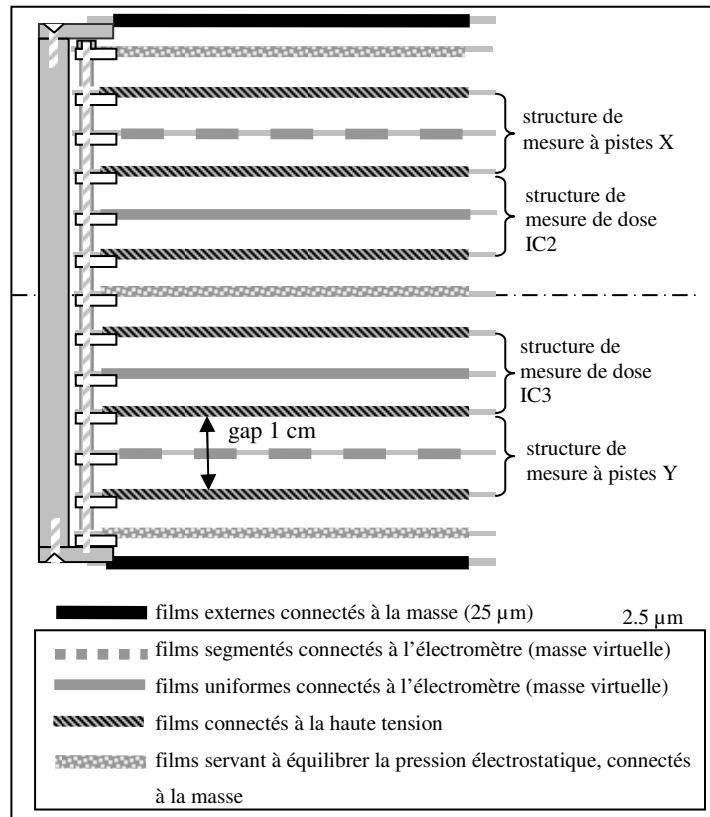


Fig. II. 1. Coupe verticale schématique d'IC2/3.

Les films non segmentés sont des films de Mylar aluminisés simple face. Sur l'autre face est déposée une couche d'or de 200 nm, par évaporation sous vide. Les films segmentés sont, quant à eux, des films de Mylar transparents où des pistes d'or sont déposées de chaque côté. L'or est choisi en raison de la qualité de son adhérence au Mylar.

Le débit de dose délivré au patient est calculé en intégrant le débit de dose acquis toutes les 500 µs. La mesure de la position et de la distribution spatiale du faisceau est réalisée à l'aide de pistes horizontales et verticales. Les structures de mesure segmentées sont composées de 64 pistes de période spatiale 5 mm.

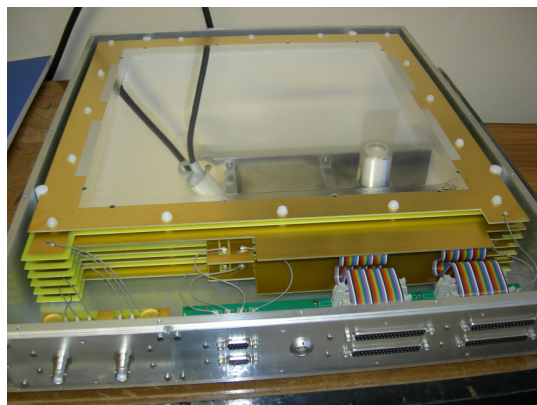


Fig. II. 2. Photo d'un prototype IC2/3 sans son couvercle de protection.

3 Introduction aux tests de caractérisation

3.1 Conditions faisceau

Avant son utilisation médicale, IC2/3 a dû être testé et caractérisé sous faisceau de protons. Plusieurs séries de tests ont été réalisées de mars à juin 2009 au Westdeutsches Protontherapiezentrum Essen (WPE), centre de protonthérapie géré par IBA à Essen, en Allemagne. Ce nouveau centre de Protonthérapie, créé pour l'Universitätsklinikum Essen, est le deuxième centre clinique IBA à voir le jour en Europe après celui de l'Institut Curie (Orsay, France). Le WPE dispose d'un cyclotron capable de produire des faisceaux de protons de 70 à 230 MeV³⁸. Au cours de ces tests les deux premiers prototypes IC2/3 ont été testés dans une salle de traitement équipée d'un bras isocentrique dédié au PBS. L'objectif des tests était la mesure précise des performances d'IC2/3 dans des conditions proches de celles de l'utilisation en routine.

Une chambre d'ionisation PTW (RoosTM Electron Ionization Chamber³⁹) a servi de chambre de référence.

3.2 Électronique, traitement du signal et exploitation

Pour chaque acquisition le même protocole d'acquisition des données a été suivi. Celui-ci est schématisé sur la figure II. 3. L'acquisition est d'abord lancée, le faisceau est ensuite allumé, puis éteint et enfin l'acquisition est stoppée. Ainsi on dispose d'une mesure du signal avant que le faisceau soit allumé et après que celui-ci soit éteint. L'électromètre intègre et stocke les charges pendant le temps d'intégration T_{int} de 1 ms. $q[n]$ est la charge intégrée lors de l'intervalle de temps n .

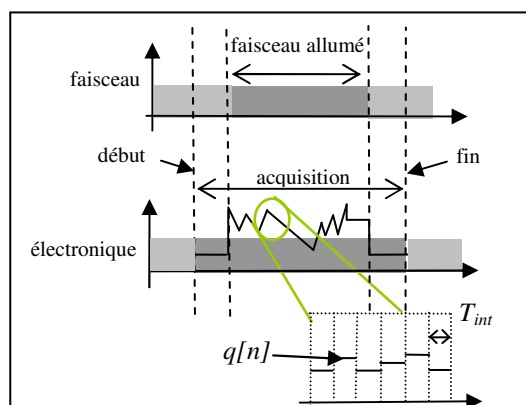


Fig. II. 3. Protocole de mesure.

³⁸ Le cyclotron Cyclone® C230, développé par la société IBA, accélère les protons à 230 MeV.

³⁹ La chambre d'électrons Roos a été développée en coopération avec le Dr. Roos de PTB-Braunschweig, l'institut fédéral allemand de physique et de métrologie (laboratoire national allemand).

Remarque : il est important de bien différencier les grandeurs Q et q . Q représente la charge intégrale mesurée sur toute la durée de l'allumage faisceau. Alors que q correspond à la charge moyenne intégrée sur une milliseconde.

L'environnement a une influence directe sur les mesures. Pour pouvoir comparer les mesures entre elles, des corrections en température et pression sont réalisées. Celles-ci sont régulièrement relevées pendant la série d'acquisitions. Ensuite toutes les mesures sont ramenées à la pression de 1 atm et à la température de 298.15 K comme le montre l'équation II. 1.

$$Q_{\text{corrigée}} = Q \cdot \frac{1013}{P} \cdot \frac{T}{298.15} \quad \text{Eq. II. 1}$$

- $Q_{\text{corrigée}}$ est la charge mesurée après correction en température et pression.
- Q est la charge mesurée par les structures de mesure.
- P est la pression en hbar.
- T est la température en K.

3.2.1 Signal acquis sans faisceau : « le zéro »

La valeur moyenne du signal acquis sans faisceau doit *a priori* contenir deux composantes : l'offset des préamplificateurs et le courant de fuite. Le décalage de courant introduit par les préamplificateurs est constant contrairement au courant de fuite qui est proportionnel à la tension de polarisation. La figure II. 4 illustre la relation de proportionnalité existant entre la charge mesurée sans faisceau et la tension appliquée. La valeur de la résistance de fuite formée par les entretoises peut être déduite de l'ajustement linéaire. Cette résistance vaut quelques Téra-ohms. Les entretoises constituant de bons isolants, le courant de fuite est négligeable.

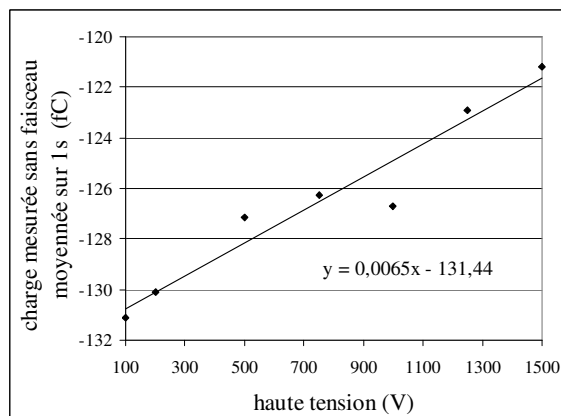


Fig. II. 4. Valeur moyenne du zéro en fonction de la haute tension.

À cette valeur moyenne trois types de bruits doivent être rajoutés. Le premier est le bruit de fond électronique. Pour améliorer le rapport signal sur bruit de fond, seule une augmentation du temps d'acquisition est réellement efficace. Le signal est ainsi moyenné sur un temps plus long et le bruit de fond, aléatoire de moyenne nulle, est extrait du signal. Le second bruit auquel les chambres d'ionisation sont confrontées est le bruit microphonique. Les films de Mylar fins et de grandes surfaces vibrent avec la pression acoustique. Ce bruit sera étudié

dans la suite de ce chapitre. Enfin le dernier bruit correspond aux interférences provoquées par la capture d'autres signaux. La seule solution pour s'en affranchir est un soigneux blindage. La valeur moyenne du zéro et son écart-type peuvent donc être exprimés de la manière suivante :

$$\overline{zéro} = offset_{PA} + \frac{HT}{R_f(T, \%HR)} \quad \text{Eq. II. 2}$$

- $\overline{zéro}$ est la valeur moyenne du zéro.
- $offset_{PA}$ est l'offset des préamplificateurs.
- HT est la tension de polarisation.
- $R_f(T, \%HR)$ est la résistance de fuite dépendant de la température T et de l'hygrométrie $\%HR$

$$\sigma_{zéro} = \sigma_{fond} \oplus \sigma_{micro} \oplus \sigma_{pem} \quad \text{Eq. II. 3}$$

le symbole \oplus désigne la somme quadratique

- $\sigma_{zéro}$ est le bruit sur le zéro.
- σ_{fond} est le bruit de fond.
- σ_{micro} est le bruit microphonique.
- σ_{pem} est le bruit lié aux perturbations électromagnétiques de l'environnement.

3.2.2 Signal acquis en présence du faisceau : « le signal »

La valeur moyenne du signal acquis en présence du faisceau contient la valeur moyenne du zéro. Toutefois pour faciliter l'étude, la valeur moyenne du zéro est à chaque acquisition soustraite. Il n'y a donc plus qu'une seule composante assez complexe à cause de sa dépendance en un grand nombre de paramètres. Cette composante est proportionnelle au courant faisceau, au pouvoir d'arrêt des particules, au gap, à la pression et inversement proportionnelle à la température.

$$\overline{signal} \propto I_{faisceau} \cdot \frac{P}{T} \cdot S(E) \cdot gap(x, y) \quad \text{Eq. II. 4}$$

- \overline{signal} est la valeur moyenne du signal.
- $I_{faisceau}$ est le courant faisceau.
- P est la pression en mbar.
- T est la température en K.
- $S(E)$ est le pouvoir d'arrêt des protons d'énergie E .
- $gap(x, y)$ est l'épaisseur des structures de mesure à la position (x, y) dans le détecteur.

Encore une fois il ne faut pas omettre les différents bruits. On retrouve tout d'abord ceux du zéro. Il faut rajouter ensuite le bruit lié à la source de courant composé du bruit de la régulation du faisceau et du bruit sur le nombre de protons incidents. On négligera le bruit sur le nombre de protons incidents devant la charge mesurée (cf. paragraphe IV. 3.1.2).

$$\sigma_{signal} = \sigma_{courant} \oplus \sigma_{zéro} \quad \text{Eq. II. 5}$$

- σ_{signal} est le bruit sur le signal.
- $\sigma_{courant}$ est le bruit lié au courant.

3.3 Enchaînement des tests

Nous avons fait une brève description des conditions expérimentales des tests de caractérisation d'IC2/3 ainsi que du protocole d'analyse du signal. Le test de répétabilité est le premier à être réalisé. La répétabilité de mesure témoigne de la fiabilité de l'instrument, sans avoir vérifié celle-ci on ne peut conclure sur d'autres tests. Ensuite la tension de fonctionnement à appliquer est déterminée. Une fois ces deux tests passés, les tests de linéarité, d'uniformité, de dispersion angulaire et de résolution spatiale sont effectués. Concernant l'uniformité de réponse du détecteur, elle dépend principalement de sa sensibilité aux contraintes mécaniques. Nous présenterons donc les études menées sur ces contraintes qui ont permis d'effectuer des améliorations importantes des structures de mesure d'IC2/3.

4 Répétabilité

Lors du test de répétabilité, nous étudions l'accord entre les résultats de mesures successives. Contrairement à la reproductibilité ce sont les caractéristiques intrinsèques du détecteur qui sont étudiées. Onze répétitions de mesure ont été effectuées dans des configurations identiques : même mode opératoire, mêmes conditions faisceau, même opérateur et répétition durant une courte période de temps. Celles-ci ont été réalisées simultanément avec les deux structures de mesure de dose d'IC2/3 et la chambre de référence PTW. À chaque acquisition les mesures d'IC2 et IC3 sont divisées par celle de la chambre de référence pour s'affranchir des fluctuations du courant faisceau. La répétabilité est ensuite évaluée quantitativement à l'aide des caractéristiques de dispersion des résultats. L'interprétation des résultats est facilitée par la mise en place d'un tableau récapitulatif II. 2.

série	Q_{IC2}/Q_{PTW}	Q_{IC3}/Q_{PTW}
1	100.069	100.081
2	99.842	99.850
3	100.676	100.655
4	100.073	100.073
5	100.748	100.731
6	100.679	100.664
7	99.096	99.072
8	100.248	100.221
9	100.077	100.083
10	99.214	99.207
11	99.292	99.384
moyenne $\overline{Q_{IC}/Q_{PTW}}$	100.00	100.00
écart-type relatif $\sigma_{Q_{IC}/Q_{PTW}}$ (%)	0.593	0.580

Tab. II. 2. Mesures du test de répétabilité
($I = 2.8$ nA, $E = 100$ MeV, $\sigma_{faisceau} = 4.76$ mm et HT = 1.2 kV).

L'écart-type de répétabilité relatif de l'unité moniteur IC2/3, vaut environ 0.6 %_{rms}. Le cahier des charges, exigeant une répétabilité meilleure que le pourcent, est donc parfaitement respecté.

5 Efficacité de collection de charges

La densité des porteurs de charge dans les gaz est régie par différents mécanismes. Le mécanisme d'ionisation qui tend à l'augmenter et les mécanismes de recombinaison et d'attachement électronique qui tendent à la réduire. Ces processus seront décrits en détail au chapitre V. Lors du mécanisme de recombinaison, les charges des deux ions sont neutralisées. Le mécanisme de recombinaison conduit directement à une perte de charge et à une sous-estimation de la charge d'ionisation. La capture électronique ne conduit pas à une perte de charge puisque l'ion négatif, formé suite à la capture d'un électron par une molécule du gaz, conserve la charge de l'électron capturé. Mais en rendant possible la recombinaison ion-ion, la capture électronique mène indirectement à une perte de charges.

Une structure de mesure présentant une bonne efficacité de collection de charges signifie qu'elle n'est pas le siège de recombinaisons. La charge mesurée reflète la dose déposée par le faisceau dans le volume actif de la structure de mesure. Pour éviter tout phénomène de recombinaison il faut appliquer un champ électrique suffisamment intense pour séparer efficacement les charges. Ce champ électrique atteint, augmenter la différence de potentiel entre les deux électrodes ne permet plus d'accroître le courant mesuré car toutes les charges créées sont déjà collectées et leur vitesse de formation est constante. La structure de mesure fonctionne alors en régime dit saturé.

Le but du test présenté ici est la détermination de la tension de polarisation assurant une efficacité de collection supérieure à 99.5 % soit un taux de recombinaison inférieur à 0.5 %.

5.1 Tension de fonctionnement

Lors des tests de caractérisation d'IC2/3, les courbes dites de saturation ont été mesurées. Ces courbes correspondent à la charge mesurée par le détecteur en fonction de la tension de polarisation pour de mêmes conditions faisceau. Sur ces courbes on peut lire la tension de polarisation nécessaire pour atteindre le régime saturé. Nous avons choisi de descendre la tension de polarisation par pas de 100 volts. Descendre la tension plutôt que la monter était volontaire. Cela permet d'évoluer du régime saturé vers un régime de recombinaison où la chambre risque d'être perturbée et les mesures beaucoup moins fiables. Ainsi la zone de perturbation reste limitée aux basses tensions en fin de manipulation. Quatre conditions faisceau (énergie, intensité, écart-type faisceau) ont été utilisées :

- 100 MeV, 1 nA et 4.76 mm
- 100 MeV, 2.8 nA et 4.76 mm
- 230 MeV, 2 nA et 2.85 mm
- 230 MeV, 20 nA et 2.85 mm

Les trois premières conditions faisceau correspondent à des conditions cliniques. La dernière a été ajoutée pour tester un cas accidentel de haut courant. Les valeurs d'intensité faisceau sont celles indiquées par l'opérateur.

L'efficacité de collection a été mesurée avec les deux structures de mesure de dose d'IC2/3. Pour s'affranchir des fluctuations du courant faisceau et ne conserver que l'évolution de la charge mesurée en fonction de la tension appliquée, la charge mesurée par IC2 et IC3 est divisée par celle mesurée par la chambre de référence PTW. Sur les figures II. 5 et 6 sont représentés les rapports $Q_{IC}/Q_{réf}$ en fonction de la tension de polarisation appliquée. Pour les normaliser, ces rapports sont divisés par leur valeur moyenne à partir de 1200 V (excepté pour la courbe à 20 nA).

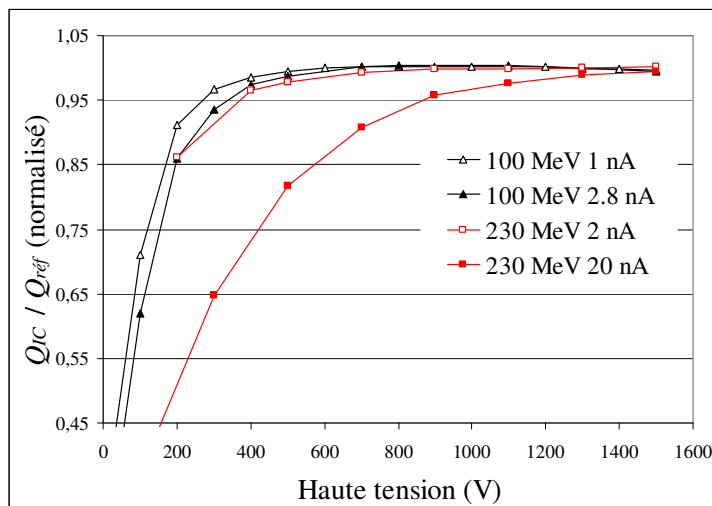


Fig. II. 5. $Q_{IC}/Q_{réf}$ normalisé en fonction de la haute tension.

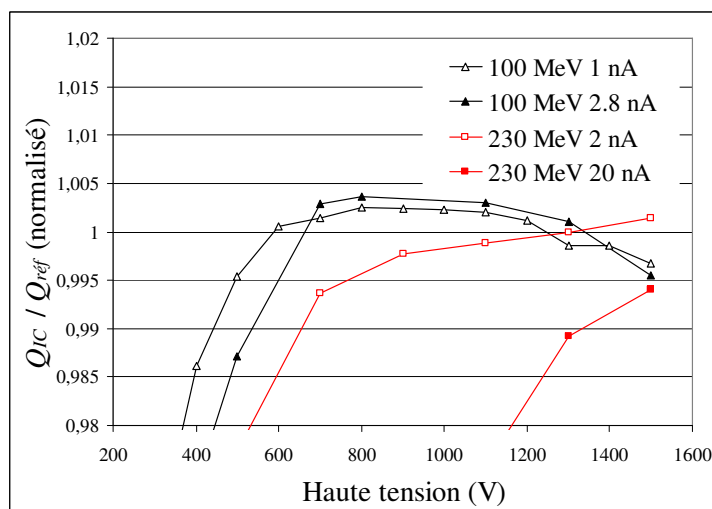


Fig. II. 6. Zoom de la figure II. 5.

L'allure des courbes, coudée, concorde avec une évolution vers un régime saturé. La chambre de référence fonctionnant en régime saturé, si le rapport $Q_{IC}/Q_{réf}$ normalisé est inférieur à 1 cela signifie que la structure de mesure IC2/3 testée ne collecte pas toutes les charges créées dans son enceinte. Plus le champ électrique augmente plus le taux de recombinaison diminue et le taux de collection augmente. À partir d'une certaine valeur de haute tension, le rapport se stabilise ce qui signifie que toutes les charges créées sont collectées.

Plus l'intensité faisceau est faible plus le régime de saturation est atteint rapidement. En effet une densité d'ionisation plus faible entraîne une probabilité de recombinaison plus faible également. Ainsi une tension de polarisation moins grande est nécessaire pour atteindre le régime saturé.

On observe une légère pente décroissante à partir de 1200 V. La quantité de charge mesurée semble diminuer légèrement avec la tension de polarisation. Pourtant lorsque le régime saturé est atteint, on s'attend à avoir un plateau. Ce phénomène suggère une déformation différentielle. La pression électrostatique tend à diminuer l'espacement inter-électrodes à partir de 1200 V. Les films sont alors défléchis sous la pression et le volume où à lieu l'ionisation diminue.

Le courant maximal à 230 MeV en applications cliniques est de 5 nA. La gamme de courant testée lors de la mesure de l'efficacité de collection couvre donc amplement les besoins cliniques. Pour des valeurs de courant élevées, une tension de 1500 V minimale garantit une efficacité de collection de plus de 99.5 %. En condition faisceau standard, une tension de polarisation de 1200 V suffit à assurer une efficacité de collection de 99.5 %.

5.2 Phénomènes d'hystérésis

Afin d'évaluer les phénomènes d'hystérésis deux courbes de saturation obtenues l'une par montée, l'autre par descente de la haute tension sont comparées. La tension est d'abord abaissée de 700 V à 50 V, puis remontée à 700 V afin de mesurer le phénomène d'hystérésis.

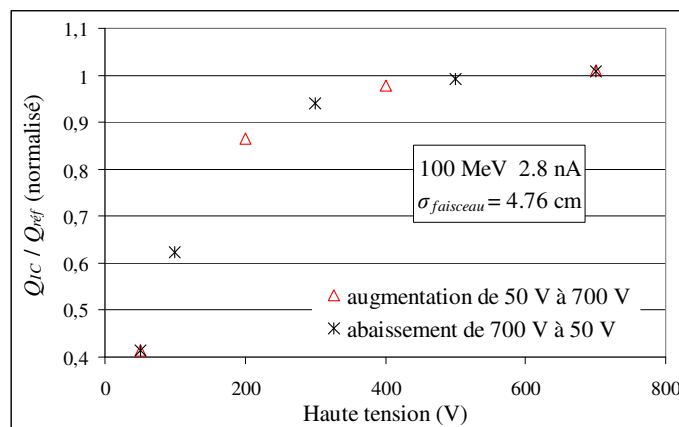


Fig. II. 7. Test d'évaluation des phénomènes d'hystérésis.

On constate sur la figure II. 7 que les points se superposent à 700 V et que la courbe suivie lors de la montée se confond avec celle suivie lors de la descente. Le moniteur IC2/3 ne présente donc aucun phénomène d'hystérésis mesurable.

6 Uniformité de réponse

Au cours du traitement le faisceau se déplace. Le détecteur reste, quant à lui, solidaire de la tête d'irradiation. Ainsi la position du faisceau par rapport au détecteur varie avec le balayage. Il est très important que la charge mesurée soit indépendante de cette position. Ce qui revient à dire que le faisceau de protons doit déposer la même quantité de charges dans les structures de mesure quelle que soit sa position d'entrée dans le détecteur. Le détecteur étant ouvert sur l'air extérieur, la densité de l'air l'emplissant ne varie pas sur le chemin du faisceau. Seule la longueur du chemin peut varier. Le faisceau étant orthogonal au détecteur, c'est une variation de l'épaisseur des structures de mesure qui provoque une non-uniformité de réponse.

Des variations d'épaisseur peuvent avoir plusieurs origines :

- Les entretoises placées entre les différentes électrodes et les électrodes elles-mêmes peuvent avoir des épaisseurs légèrement différentes. Tous les éléments du détecteur sont donc mesurés et choisis avec la plus grande précaution.
- Les contraintes mécaniques s'exerçant sur les électrodes peuvent également être la cause de variations d'épaisseur. La pression électrostatique, la force gravitationnelle ou encore la pression acoustique peuvent solliciter les films de Mylar les contraignant à se déformer.

Afin de minimiser les contraintes mécaniques s'exerçant sur les électrodes de l'unité moniteur IC2/3, nous avons étudié chacune d'entre elles. Nous présenterons dans un premier temps l'étude relative aux déformations des films dues à la pression électrostatique et les résultats obtenus lors de la phase de validation d'IC2/3. Ensuite nous analyserons celles provoquées par la force gravitationnelle avec à l'appui une mesure spécifique de l'effet gravitationnel. Enfin nous examinerons les vibrations provenant de la pression acoustique.

6.1 Pression électrostatique

En présence de champ électrique, le comportement des films de Mylar est comparable à celui d'une membrane élastique (peau d'un tambour par exemple)⁴⁰ [1997-FRA] soumise à une pression qui lui est orthogonale. Prenons une membrane s'appuyant sur un cadre de dimensions L_x et L_y . La membrane, fixée sur les bords du cadre, s'incurve sous l'effet de la pression. L'expression de la longueur de déformation z en fonction de x et y est :

$$z(x, y) = f \left(4 \frac{x^2}{L_x^2} - 1 \right) \left(4 \frac{y^2}{L_y^2} - 1 \right) \quad \text{Eq. II. 6}$$

Avec f la longueur de déformation maximale au centre de la membrane nommée flèche.

Remarque : Nous étudions la déflexion statique d'une membrane fine de Mylar (carrée ou rectangulaire), parfaitement encastée aux bords, soumise à une pression uniforme et constante, dans le cas des faibles perturbations. Or pour de faibles pressions la déformation est parabolique.

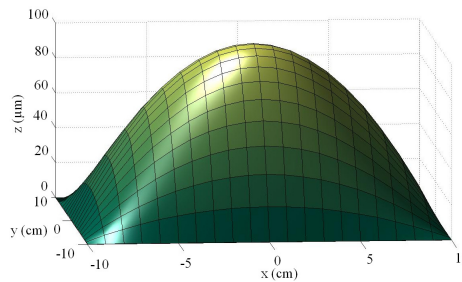


Fig. II. 8. Profil de déformation d'une membrane élastique ($L_x = L_y = 20$ cm et $f = +100$ μm).

6.1.1 Expérience réalisée avec un faisceau laser

Une expérience est réalisée pour vérifier l'expression II. 6. Un film de Mylar (dimensions : 41 x 41 cm², épaisseur : 2.5 μm) aluminisé simple face est tendu sur un cadre d'époxy. Une plaque d'époxy, recouverte de cuivre, de mêmes dimensions est placée en vis-à-vis. La distance entre le film de Mylar et la plaque de cuivre, appelée gap, est contrôlée par des entretoises de 5 mm. La dimension de ces entretoises est soigneusement vérifiée. Une différence de potentiel, variant de 1 kV à 8 kV, est appliquée entre les deux électrodes ainsi formées. Un faisceau laser est réfléchi à la surface du film et ensuite projeté sur un mur-écran situé à la distance D du film⁴¹. Pour chaque valeur de potentiel, le déplacement de cette projection par rapport à sa position d'origine (position atteinte lorsque le film n'est soumis à aucune pression électrostatique) est relevé. La figure II. 9 illustre le protocole expérimental suivi.

⁴⁰ O. Français, I. Dufour et E. Sarraute, *analytical static modelling and optimization of electrostatic micropumps*, J. Micromech. Microeng., vol. 7, p. 183-185, 1997.

⁴¹ La différence de marche entre les deux faisceaux réfléchis est négligée.

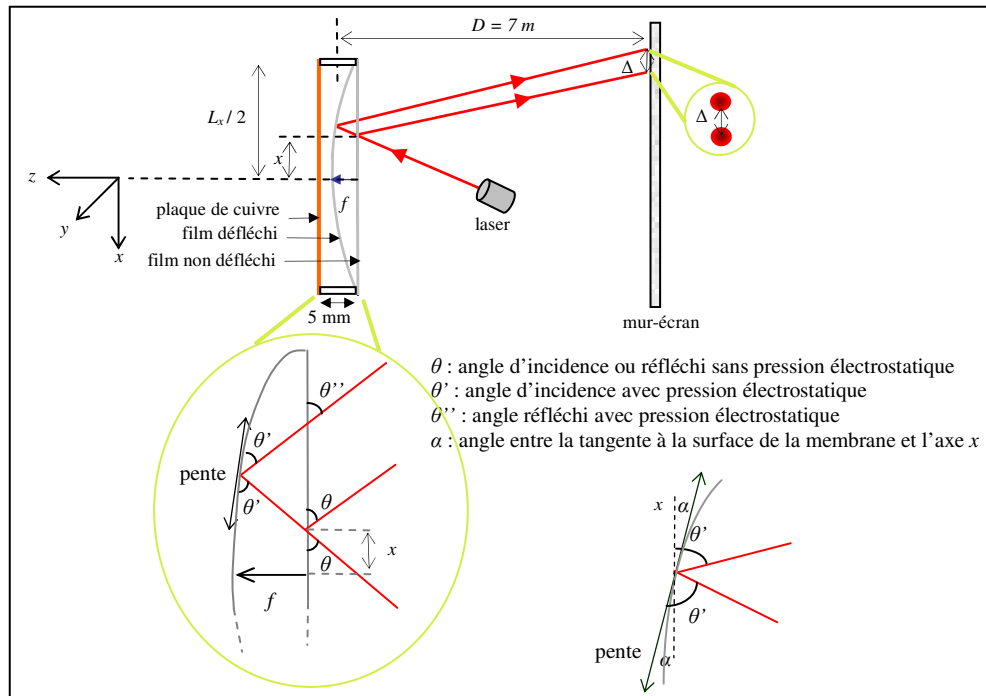


Fig. II. 9. Protocole de mesure avec un laser de la déflexion électrostatique d'un film de Mylar.

La pente de la tangente à la surface de la membrane peut être estimée en négligeant la flèche f , étant donné que f est très petit devant la distance D . Dans ce cas nous avons les deux relations suivantes :

$$\theta'' \cong \theta + \alpha \quad \theta'' \cong \theta' + \alpha \quad \text{Eq. II. 7}$$

La tangente de l'angle α est, au signe près, la pente recherchée. Dans l'approximation des petits angles, α correspond directement à la pente. Pour chaque point d'incidence faisceau, la déflexion en radians, $\theta'' - \theta$, vaut alors le double de la pente du profil. En intégrant cette déflexion, le profil de déformation peut donc être obtenu. Nous avons d'abord balayé l'axe vertical du film avec le faisceau et relevé les différentes déflexions sur le mur-écran pour une même valeur de tension de polarisation. Ensuite nous avons calculé la déflexion en radians sachant qu'elle peut être reliée à la déflexion au niveau du mur-écran Δ très simplement de la manière suivante :

$$\Delta \cong D(\theta'' - \theta) \cong D2\alpha \quad \text{Eq. II. 8}$$

Puis en intégrant les valeurs de déflexion $\theta'' - \theta$, nous sommes parvenus au profil présenté sur la figure II. 10.

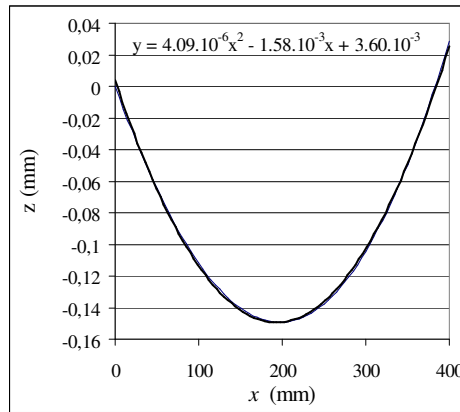


Fig. II. 10. Profil de déformation d'un film de 2.5 μm soumis à une tension de 3 kV.

L'expérience révèle un profil du second ordre validant l'équation II. 6. La flèche mesure 150 μm avec une incertitude d'environ 20 μm_{rms} .

A. Expression de la flèche en fonction de la déflexion au niveau du mur-écran

La pente recherchée correspond à la dérivée de $z(x,y)$ par rapport à x pour y égal à zéro.

$$\left. \frac{dz(x, y)}{dx} \right|_{y=0} = f \frac{8x}{L_x^2} \quad \text{Eq. II. 9}$$

Près du centre de la membrane, pour x petit, l'expression de la pente de la membrane peut donc s'approximer par :

$$\tan(\alpha) = f \frac{8x}{L_x^2} \quad \text{Eq. II. 10}$$

Nous trouvons finalement que l'équation II. 8 s'écrit :

$$\Delta \cong D2 \arctan\left(f \frac{8x}{L_x^2}\right) \cong Df \frac{16x}{L_x^2} \quad \text{Eq. II. 11}$$

Ce qui conduit à estimer la flèche de la membrane par la relation :

$$f = \frac{\Delta.L_x^2}{16.D.x} \quad \text{Eq. II. 12}$$

B. Relation entre la flèche et l'épaisseur du film de Mylar

L'expérience nous a montré que plus un film est fin, plus il est facile de le tendre. Un film épais est préformé, difficile à tendre. Sa déformation s'en trouve alors accentuée. Nous avons déterminé une croissance quasi linéaire de la flèche avec l'épaisseur du film. Le tableau II. 3 présente les flèches obtenues pour trois épaisseurs de films de Mylar.

épaisseur du film	flèche
2.5 μm	150 μm
8 μm	180 μm
25 μm	250 μm

Tab. II. 3. Flèche mesurée pour trois épaisseurs de films à 3 kV.

C. Relation entre la flèche et la pression électrostatique

Selon la théorie^{42 et 43} [2002-ARO] [1991-PON], la flèche est proportionnelle à la pression électrostatique, elle-même proportionnelle au carré de la différence de potentiel. Pour vérifier cette relation de proportionnalité, nous avons répété l'expérience précédente mais avec des valeurs de tension différentes. La figure II. 11 présente l'évolution de la flèche en fonction de la tension de polarisation pour deux valeurs de gap.

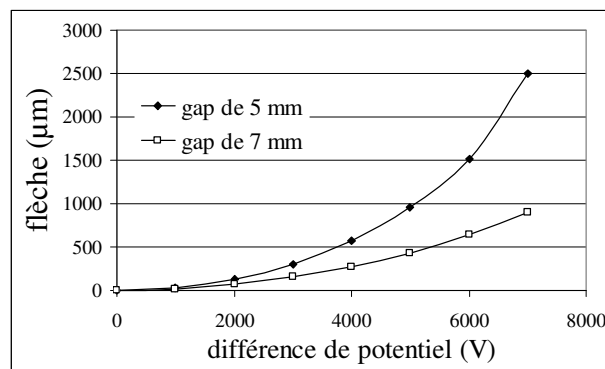


Fig. II. 11. Flèche en fonction de la différence de potentiel.

La figure II. 11 confirme la croissance de la flèche avec le carré de la tension de polarisation. L'expression de la flèche du film i , engendrée par la pression électrostatique exercée par le film $i-1$ s'exprime donc de la manière suivante :

$$f_i = k_i P_{i-1,i} \quad \text{Eq. II. 13}$$

Avec k_i le facteur de proportionnalité et $P_{i-1,i}$ la pression électrostatique subie par le film i et exercée par le film $i-1$ en pascal, dont l'expression est la suivante :

$$P_{i-1,i} = \frac{\epsilon_0 (V_{i-1} - V_i)^2}{2 \cdot \bar{e}_{i-1,i}^2} \quad \text{Eq. II. 14}$$

- $\bar{e}_{i-1,i}$ est la distance moyenne entre les films i et $i-1$.
- V_i est le potentiel du film i .
- ϵ_0 est la permittivité du vide égale à celle de l'air de $8.85 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-3} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^4 \cdot \text{A}^2$ ($8.85 \cdot 10^{-12} \text{ N} \cdot \text{V}^{-2}$).

⁴² A. Arokiasamy, *Simulation of vibrations of rectangular and square membranes using computer graphics*, Simulation Modelling Practice and Theory, vol. 10, p. 3-12, 2002.

⁴³ P. Pons, G. Blasquez et N. Ratier, *Harmonic response of silicon capacitive pressure sensor*, Sensors and Actuators A: Physical, vol. 26, issues 1-3, p. 301-305, 1991.

6.1.2 Problème étendu à un ensemble de films

Sachant que dans le détecteur les films sont soumis à plusieurs pressions électrostatiques, le problème de déflexion des films doit être reconsidéré. En effet le détecteur n'est pas constitué d'un seul film. Il faut donc envisager le problème pour plusieurs films de Mylar. Quand des films de Mylar sont positionnés de part et d'autre d'un film central, un équilibre électrostatique a lieu. Chacune des feuilles crée une pression électrostatique sur le film central. Si les distances entre les films et les potentiels appliqués sont identiques alors les flèches sont rigoureusement identiques mais de sens contraire. Le film central, soumis à des forces qui se compensent, n'est pas déformé. Équilibrer les pressions électrostatiques en symétrisant la distribution de potentiel dans le détecteur permet de minimiser les déformations comme cela est illustré sur la figure II. 12.

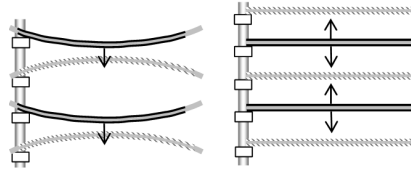


Fig. II. 12. Pression électrostatique non symétrisée à gauche et symétrisée à droite.

Dans l'application, les déformations sont estompées mais persistent toujours. Il y a deux raisons à cela. Tout d'abord il est impossible de superposer indéfiniment les films pour symétriser le potentiel. Ensuite l'épaisseur des gaps mêmes si elle est soigneusement contrôlée n'est jamais parfaitement identique sur toute la surface et pour tous les gaps. De légères variations entre les entretoises ou les cadres d'époxy entraînent immédiatement des déformations.

Un formalisme décrivant la déformation d'un ensemble de films sous l'effet de la pression électrostatique est recherché. Ce formalisme obtenu, nous pourrions prédire la déformation des films au sein de l'unité moniteur IC2/3. Nous commençons par exprimer, en chaque point (x, y) , la distance séparant le film i du film $i-1$.

$$e_{i-1,i}^2(x, y) = \left(e_{0i-1,i} + (f_{i-1} - f_i) \left(4 \frac{x^2}{L_x^2} - 1 \right) \left(4 \frac{y^2}{L_y^2} - 1 \right) \right)^2 \quad \text{Eq. II. 15}$$

- $e_{i-1,i}(x, y)$ est la distance entre les films i et $i-1$ aux coordonnées (x, y) .
- $e_{0i-1,i}$ est la distance entre les films sans potentiel appliqué et donc identique en tout point.
- f_i est la flèche du film i .

La pression électrostatique peut ensuite être recalculée.

$$P_{i-1,i} = \frac{1}{L_x L_y} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} \frac{\epsilon_0 (V_{i-1} - V_i)^2}{2e_{i-1,i}^2(x, y)} dx dy \quad \text{Eq. II. 16}$$

Sachant que les films sont de surface carrée, l'expression II. 16 est simplifiée.

$$P_{i-1,i} = \frac{\varepsilon_0 (V_{i-1} - V_i)^2}{2L^2 \left(e_{0i-1,i}^2 + (f_{i-1} - f_i)^2 \left(\frac{8}{15} \right)^2 + 2e_0 (f_{i-1} - f)^2 \left(\frac{2}{3} \right)^2 \right)} \quad \text{Eq. II. 17}$$

Il ne reste plus qu'à relier la flèche du film i aux pressions que ses films voisins exercent sur lui. Nous avons vu que la flèche d'un film était proportionnelle à la somme vectorielle des pressions électrostatiques qu'il subit.

$$f_i = k_i \Delta P_i \quad \text{Eq. II. 18}$$

Avec $\Delta P_i = P_{i-1,i} - P_{i+1,i}$ la différence des pressions électrostatiques s'exerçant sur le film i en Pa.

Le facteur de proportionnalité k_i correspond au coefficient d'élasticité propre au film i en $\mu\text{m.Pa}^{-1}$. On détermine ce facteur par égalisation du f_i expérimental et du f_i théorique.

L'expérience précédente a permis de déterminer le coefficient d'élasticité d'un film de Mylar de $2.5 \mu\text{m}$ tendu sur un cadre d'époxy de $41 \times 41 \text{ cm}^2$. En combinant les formules II. 12 et 16, sachant que la flèche mesure $150 \mu\text{m}$, on obtient facteur k de $180 \mu\text{m.Pa}^{-1}$. Un facteur k différent doit être fixé pour les deux films externes, plus épais, car leur comportement sous l'effet de la pression électrostatique est complètement différent.

Une fois tous les coefficients d'élasticité déterminés (celui des films dits internes de $2.5 \mu\text{m}$ et celui des films externes de $25 \mu\text{m}$) une modélisation complète de l'unité moniteur IC2/3 a pu être effectuée. Ce modèle nous a permis de statuer sur deux points importants de design :

- La présence nécessaire d'un film central
- Le cas des films externes qui engendrent d'importantes déformations sur l'ensemble des films internes.

Nous allons présenter dans les deux paragraphes suivants les conclusions auxquelles nous sommes parvenus avec notre modèle.

A. Film central

Dans un premier temps les films externes sont supposés ne subir aucune pression électrostatique (leur coefficient d'élasticité est posé égal à zéro). La figure II. 13 illustre les déformations engendrées par l'absence d'un film central. Le gap des structures de mesure de dose se trouve diminué de $570\ \mu\text{m}$ au centre. La présence d'un film central pour symétriser le potentiel est clairement indispensable.

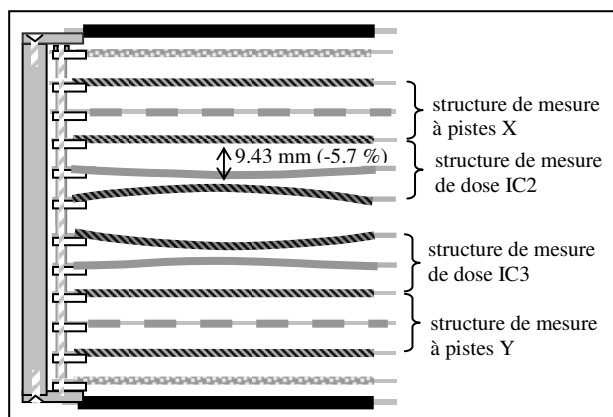


Fig. II. 13. Unité moniteur IC2/3 sans film central.

Lors de la réalisation, des incertitudes sur la position de ce film central peuvent apparaître. Nous avons donc étudié l'impact des potentielles incertitudes sur sa position. Il ressort que lorsque le film central se trouve décalé de $300\ \mu\text{m}$, l'erreur sur le gap de la structure de mesure de dose la plus influencée par ce décalage, atteint quasiment 1 %. Ces résultats concernant le film central s'appliquent à tous les films dits « internes ». Une erreur de positionnement de $300\ \mu\text{m}$ sur n'importe quel film ne peut être tolérée.

La déformation des films « internes » étudiée, il reste celle des films externes.

B. Films externes

Les films de Mylar externes posent un problème puisqu'ils ne sont pas soumis à deux pressions électrostatiques qui se compensent. De plus étant en contact avec l'extérieur, ils doivent être plus robustes donc plus épais ($25\ \mu\text{m}$). Or nous avons vu précédemment que des films plus épais se déforment plus. Avec de tels films l'erreur réalisée sur les structures de mesure voisines est de plus de 1 % (1.37 % exactement). En intercalant des films de $2.5\ \mu\text{m}$, à la masse, entre les films externes et le reste de la chambre on s'affranchit du problème de déformation des films externes. Ces films sont soumis à la pression électrostatique que les films de $25\ \mu\text{m}$ auraient dû subir, mais étant plus faciles à tendre ils se déforment moins. Les films externes ne sont, quant à eux, soumis à aucune pression puisqu'ils sont au même potentiel que les films intercalés. Ils ne subissent donc aucune déformation.

6.1.3 Conclusion de l'étude de la déflexion électrostatique

Sachant qu'il est plus facile d'étirer un film de Mylar fin que de le défléchir, le choix s'est porté sur des films de 2.5 μm . Équilibrer les pressions électrostatiques en symétrisant la distribution de potentiel permet de minimiser les déformations. Dans cette optique, un film central a été rajouté. Il apparaît clairement impossible d'appliquer ce schéma de symétrie aux films externes. Un film fin a donc été ajouté avant chaque film externe pour amortir la pression qu'ils subissent. L'étude de la déflexion des films de Mylar a montré que les films situés au centre de la chambre sont ceux qui vont le moins se déformer. Suite à ces observations, les structures de mesure de dose ont été placées au centre pour assurer une incertitude minimale sur la mesure. La figure II. 14 schématise de manière plus détaillée chaque structure de mesure avec l'électrode de mesure au centre et les deux électrodes de polarisation de part et d'autre.

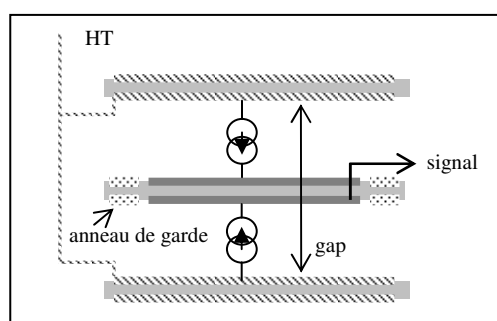


Fig. II. 14. Schéma d'une structure de mesure.

6.1.4 Mesure expérimentale de la déflexion électrostatique des structures de mesure d'IC2/3

Lors de la phase de validation d'IC2/3, une mesure de l'uniformité de réponse de ses structures de mesure de dose a été réalisée. Le principe d'une mesure d'uniformité de réponse est de faire varier la position du faisceau dans le détecteur. La réponse du détecteur doit être constante quelque soit cette position. L'objectif était d'évaluer principalement la déflexion électrostatique des films de Mylar. Pour que les résultats ne témoignent que des déformations dues à la pression électrostatique, nous avons positionné le détecteur verticalement et maintenu le bruit ambiant au plus bas. La force gravitationnelle et la pression acoustique étaient ainsi minimisées.

Nous allons dans un premier temps décrire et justifier le protocole expérimental. Ensuite nous analyserons les premiers résultats. Un phénomène observé nous incitera enfin à proposer une correction des résultats.

A. Protocole expérimental

Une première chambre IC2/3 est placée dans la tête d'irradiation et une seconde sur le lit de traitement. La première est fixe, la seconde est mobile sur le lit de traitement. Ce protocole de test (figure II. 15) présente l'avantage de décorrélérer les problèmes dus au faisceau de ceux dus aux chambres en faisant le rapport des mesures des deux chambres. Les films de Mylar ayant tendance, sous l'effet de la pression électrostatique, à se bomber la dose mesurée au centre diffère de celle mesurée aux bords. Cet effet est *a priori* identique pour toutes les chambres. Pour évaluer ce phénomène le faisceau traverse une chambre toujours au même endroit et balaye la seconde. La chambre dans la tête d'irradiation sert de chambre de référence, ses mesures ne variant qu'en fonction des variations faisceau. Le rapport des mesures des deux chambres permet de conclure sur l'uniformité de réponse de la chambre mobile. Si les mesures de dose varient en fonction de la position du faisceau dans la chambre ceci est dû au seul design des chambres. Les conclusions tirées lors de ce test s'appliquent donc à tous les prototypes IC2/3.

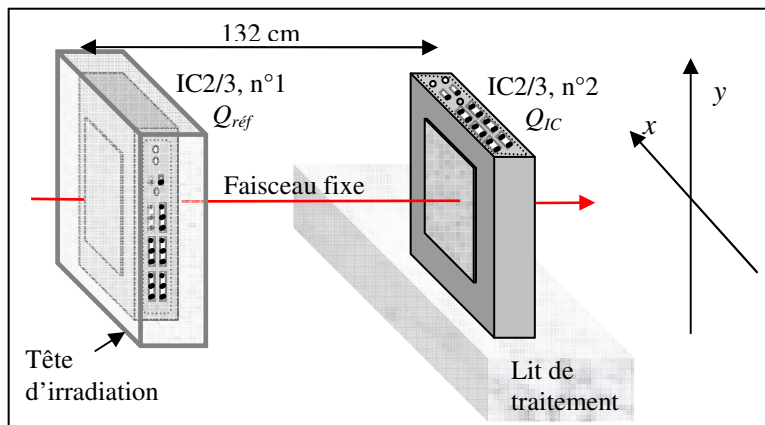


Fig. II. 15. Protocole du test d'uniformité.

B. Résultats

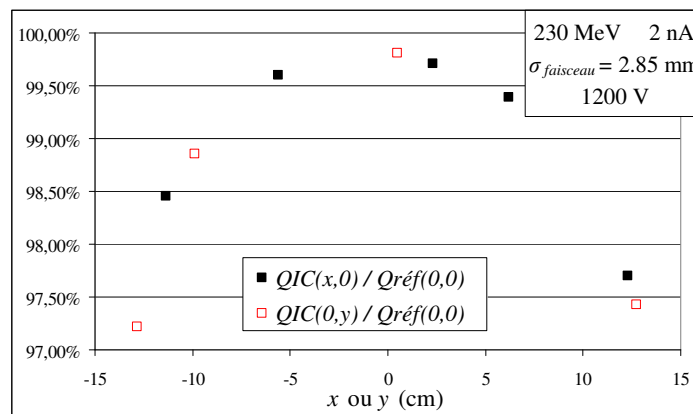


Fig. II. 16. Résultats du test d'uniformité.

La figure II. 16 montre les résultats obtenus en plusieurs positions sur les axes $x = 0$ et $y = 0$. Il y a moins de 4 % pic à pic entre les mesures. Ces résultats ne tiennent cependant pas compte d'un autre phénomène que nous avons observé mais que nous n'avons pas encore expliqué : la présence « d'ailes » sur la distribution gaussienne du faisceau.

Les pistes x et y perpendiculaires à la direction du faisceau permettent d'établir une cartographie bidimensionnelle du faisceau dans la chambre. Comme on peut constater sur la figure II. 17, le faisceau a des « ailes » qui lui confèrent une importante extension spatiale. Une part non négligeable de la dose déposée se trouve dans celles-ci. Ainsi dès que le faisceau s'approche d'un bord de la chambre, une aile sort de la zone active. La dose mesurée est alors amputée du pourcentage de la dose comprise dans la partie de l'aile qui déborde de la chambre.

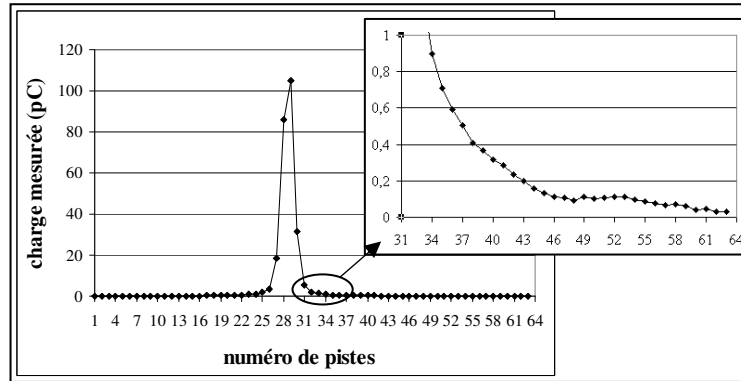


Fig. II. 17. Profil transversal du faisceau sur l'axe x .

Remarque : les dimensions du détecteur étant imposées, il est impossible de corriger ce phénomène en augmentant la taille de la zone active.

C. Proposition de correction des résultats

Des facteurs correcteurs sont appliqués pour les cas où le faisceau avoisine un bord de la zone active. Sur la figure II. 18 est représenté le pourcentage de la dose déposée mesuré par la chambre en fonction de la position du centroïde faisceau par rapport au bord de la zone active d'IC2/3. Par exemple si un bord de la zone active se trouve à 1 cm du centroïde, on lit en ordonnée que 95,20 % de la dose totale est mesuré. À cause des ailes du faisceau qui s'étendent sur plusieurs centimètres, dès que le centre du spot s'approche à moins de 5,5 cm d'un bord de la chambre, plus de 1 % de la dose n'est pas mesuré par la chambre. Lorsque le centroïde est à 8 cm d'un bord de la zone active, il reste encore 0,6 % de la dose non mesuré. En ordonnée on peut lire le facteur à appliquer à la mesure de dose en fonction de la distance du centroïde par rapport aux bords de la zone active. Ce facteur représente le pourcentage de la dose intercepté par le détecteur.

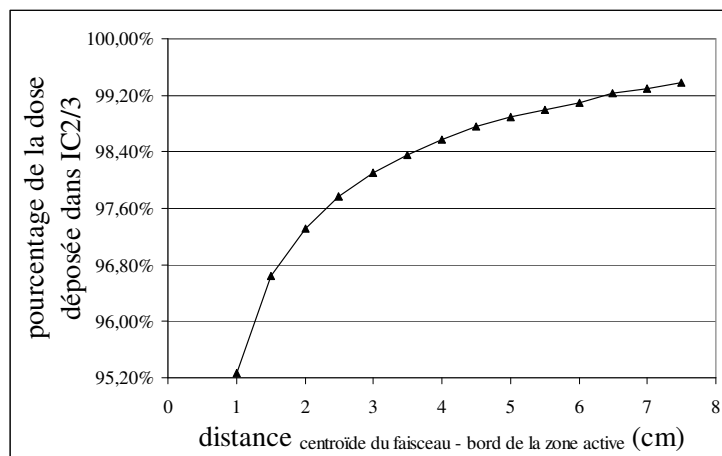


Fig. II. 18. Pourcentage de la dose déposée dans IC2/3 en fonction de la position du centroïde faisceau.

Ces facteurs sont utilisés pour corriger les résultats de la figure II. 16 et obtenir la figure II. 19.

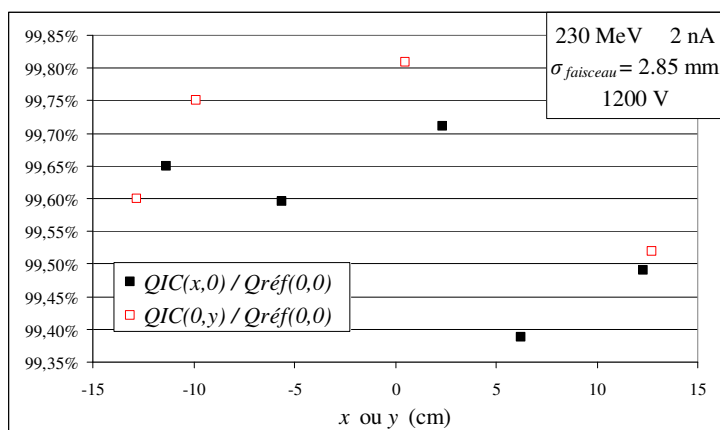


Fig. II. 19. Dose mesurée pour plusieurs positions du centroïde faisceau.

D'après le cahier des charges établi par IBA, l'uniformité de réponse doit être meilleure que le pourcent. Sur la figure II. 19, on observe qu'il y a moins de 1 % pic à pic entre le centre et les bords de la zone active une fois la correction effectuée. Le cahier des charges est donc respecté.

La démarche adoptée peut se résumer ainsi :

- Une variation de 4 %_{p-p} entre les bords et le centre de la zone active est d'abord observée.
- Ensuite le phénomène des ailes est relevé. Nous supposons que le profil du faisceau avec les ailes, présenté figure II. 17, est identique quelque soit la position du faisceau.
- les premières mesures sont alors corrigées en calculant la quantité de charge d'ionisation non mesurée. Une fois les corrections appliquées, une variation de moins de 1 %_{p-p} est obtenue, ne dépendant que du résidu des ailes et des déformations des films.

La non-uniformité de réponse des structures de mesure de dose est donc évaluée inférieure à 1 %_{p-p} à 1200 V. Ces résultats signifient également que la flèche due à la pression électrostatique est estimée inférieure à 50 μm pour un gap de 1 cm et une différence de potentiel de 1200 V.

Remarque : lorsque le centroïde se trouve trop proche des bords de la zone active, une grande partie de la dose n'est pas mesurée et le facteur correctif ne peut pas être calculé avec précision. Nous n'aurions pas besoin des facteurs correcteurs qui augmentent l'erreur avec un faisceau plus fin,

6.2 Force gravitationnelle

Le détecteur, placé dans la tête d'irradiation, est amené à pivoter de 0° à 360° . Ses mesures doivent donc être indépendantes de la position de la tête d'irradiation. Les films de Mylar, en raison de leur grande surface active, se déforment sous l'effet de la gravitation. Une étude de cet effet doit être menée. La force gravitationnelle peut dans un premier temps être comparée à la force électrostatique en calculant leur rapport théorique.

$$F_{\text{gravitationnelle}} = hS\rho_{\text{Mylar}}g \quad \text{Eq. II. 19}$$

$$F_{\text{électrostatique}} = \epsilon_0 \frac{V^2 S}{2e^2} \quad \text{Eq. II. 20}$$

- la masse volumique du Mylar $\rho_{\text{Mylar}} = 1.395 \text{ g.cm}^{-3}$
- l'épaisseur des films $h = 2.5 \text{ }\mu\text{m}$
- la surface des films $S = 32 \times 32 \text{ cm}^2$
- la constante gravitationnelle $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$
- la différence de potentiel $V = 1200 \text{ V}$
- distance entre les électrodes $e = 5 \text{ mm}$
- la surface des électrodes $S = 32 \times 32 \text{ cm}^2$
- la permittivité de l'air $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ N.V}^{-2}$

$$\frac{F_{\text{électrostatique}}}{F_{\text{gravitationnelle}}} = \frac{2.6 \cdot 10^{-2} \text{ N}}{3.5 \cdot 10^{-3} \text{ N}} = 7.4 \quad \text{Eq. II. 21}$$

D'après l'équation II. 21, la force gravitationnelle est négligeable devant la force électrostatique. Elle est d'autant plus négligeable que la distance entre les films et l'épaisseur des films sont faibles.

Lors de l'expérience réalisée avec le faisceau laser, les électrodes ont été placées horizontalement puis verticalement. Les résultats obtenus dans les deux configurations étaient sensiblement identiques. Lors de la caractérisation d'IC2/3, l'effet gravitationnel a également pu être évalué. Une mesure à 0° et une seconde à 90° ont été comparées. Étant donné que l'effet gravitationnel est maximal au centre des structures de mesure, une mesure au centre est suffisante. Pour un faisceau fixe à l'isocentre, nous avons relevé une variation de 0.8 % du rapport Q_{IC2}/Q_{IC3} entre les deux positions de la tête d'irradiation. Au regard de la théorie et des mesures de la déflexion électrostatique dans IC2/3, la variation attendue devrait être plus faible. Une première explication peut être avancée. Lorsque le rapport des forces électrostatique et gravitationnelle a été calculé, seuls les films de Mylar ont été pris en compte. En réalité la force gravitationnelle s'exerce sur l'ensemble des éléments constituant les électrodes : les cadres d'époxy, les entretoises, etc. En pivotant l'unité moniteur tous ces éléments subissent des déformations dues à leur poids.

En conclusion, la modélisation et les expériences réalisées sur site avec IC2/3 et au laboratoire avec un faisceau laser montrent que les effets gravitationnels peuvent être néanmoins négligés devant les effets électrostatiques.

6.3 Pression acoustique

Les films de Mylar vibrent avec le bruit ambiant ; c'est l'effet de la pression acoustique. Le bruit ambiant de la machine a été estimé à 60 dB. L'unité moniteur IC2/3 doit donc fournir des mesures satisfaisantes dans cet environnement voire en présence d'un bruit supplémentaire.

6.3.1 Déformations théoriques

Du point de vue électrique, une chambre d'ionisation est équivalente à un condensateur plan. Chaque structure de mesure consiste en deux plaques planes parallèles chargées de part et d'autre d'un diélectrique (l'air). On définit alors la capacité électrique C du condensateur par la relation : $Q = C.V$ avec V la différence de potentiel entre les deux plaques et Q la charge stockée sur les électrodes. Cette relation suppose que le champ électrique est perpendiculaire aux électrodes sur toute leur surface et que les effets de bords sont négligeables. Cette hypothèse est justifiée puisque la distance entre les électrodes est petite devant leurs dimensions. On peut également exprimer la capacité du condensateur en fonction de sa géométrie et de la constante diélectrique du matériau situé entre les électrodes :

$$C = \frac{2\varepsilon_0 S}{e} \quad \text{Eq. II. 22}$$

Avec e la distance entre les deux plaques, S la surface des plaques et ε_0 la permittivité diélectrique du milieu entre les plaques qui est ici l'air.

Supposons maintenant que les films constituant les électrodes vibrent sous l'effet de la pression acoustique. Au premier ordre, la relation liant les variations de gap aux variations de la charge mesurée peut être écrite de la manière suivante :

$$\Delta Q = \varepsilon_0 \frac{VS}{e^2} \Delta e \quad \text{Eq. II. 23}$$

Ainsi les effets du bruit microphonique sont proportionnels à la tension de polarisation appliquée.

6.3.2 Déformations expérimentales

Lors de la caractérisation d'IC2/3 le bruit microphonique a été évalué. Pour mesurer celui-ci l'écart-type du zéro a été relevé en fonction de la tension appliquée.

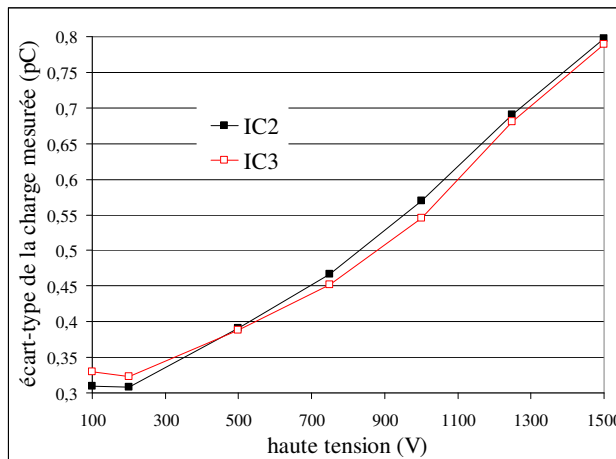


Fig. II. 20. Écart-type de la charge mesurée en fonction de la haute tension.

On constate sur la figure II. 20 qu'à partir de 700 V l'écart-type du zéro augmente linéairement avec la tension de polarisation. En dessous de ce seuil, la tension est trop faible pour que la relation de proportionnalité soit significative, mais au-delà, IC2/3 constitue un microphone très sensible au bruit ambiant. Cette caractéristique est inévitable étant donnée la taille des films de Mylar. L'écart-type du zéro vaut $0,57 \text{ pC}_{\text{rms}}$ à 1 kV. D'après l'équation II. 23, sachant qu'au sein d'IC2/3 les électrodes mesurent $32 \times 32 \text{ cm}^2$ et sont espacées de 5 mm, à cette tension le bruit microphonique conduit à des variations de gap de seulement 16 nm. Ces variations de gap en relatif, d'environ $3 \cdot 10^{-3} \%$, sont donc négligeables devant les déformations engendrées par la pression électrostatique.

Remarque : la présence de musique est très souvent souhaitée par les patients. Le nombre maximal de décibels permis pendant le traitement doit donc être déterminé. Un sonomètre a été utilisé afin d'établir le lien entre bruit microphonique et nombre de décibels. À la tension nominale de 1200 V, le bruit ne doit pas dépasser 80 dB pour ne pas dépasser $1 \text{ pC}_{\text{rms}}$ de bruit microphonique. Pour garantir un rapport bruit sur signal inférieur à 1 %, le bruit ambiant est limité à 80 dB et ainsi le bruit microphonique n'excède pas $1 \text{ pC}_{\text{rms}}$.

6.4 Conclusion

Les déformations sous l'effet de la force gravitationnelle et de la pression acoustique sont négligeables devant celles causées par les forces électrostatiques qui s'exercent au sein du détecteur.

Pour limiter ces déformations il faut dans un premier temps opter pour des films fins plus faciles à tendre. Ensuite l'épaisseur des entretoises et des cadres d'époxy géant les gaps doit être soigneusement vérifiée. Concernant la distribution de potentiel, une symétrie est recherchée. Un film central est pour cela nécessaire. Les films externes en contact avec

l'extérieur doivent être plus robustes donc plus épais. Or nous avons vu que des films plus épais se déforment d'avantage. Des films plus fins doivent donc être intercalés avant les films externes afin d'amortir la pression électrostatique qu'ils subissent. Ces films, au même potentiel que les films externes, sont soumis à la pression électrostatique que les films externes auraient dû subir, mais étant plus faciles à tendre ils vont moins se déformer. Les films externes ne sont, dans ce cas, soumis à aucune pression puisqu'ils sont au même potentiel que les films fins rajoutés. Enfin si aucune variation de gap n'est présente, plus on sera au centre, meilleure sera la précision sur la mesure de localisation ou de dose. La précision exigée sur la mesure de dose étant plus élevée, les structures de mesure de dose doivent être positionnées au centre du détecteur.

7 Linéarité

Lors de la caractérisation d'IC2/3 une mesure de la linéarité a également été réalisée. L'intensité a été abaissée de 3 à 0.5 nA. Sur la figure II. 21 on peut observer l'évolution des rapports $Q_{IC2}/Q_{réf}$ et Q_{IC2}/Q_{IC3} en fonction de l'intensité faisceau calculée à partir de Q_{IC2} .

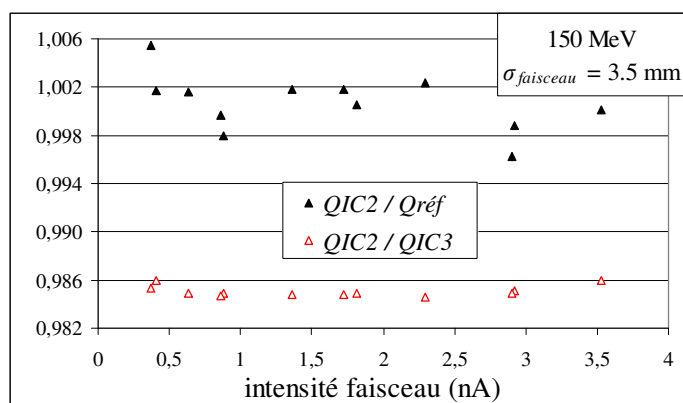


Fig. II. 21. $Q_{IC2}/Q_{réf}$ et Q_{IC2}/Q_{IC3} en fonction de l'intensité faisceau.

La figure II. 21 montre la parfaite concordance entre les mesures des deux structures de mesure de dose IC2 et IC3. Le rapport Q_{IC2}/Q_{IC3} , qui vaut en moyenne 98.51 %, reste relativement constant puisque l'écart type de la distribution est de 0.047 %_{rms}. Le rapport $Q_{IC2}/Q_{réf}$ est également représenté. L'écart type des distributions $Q_{IC2}/Q_{réf}$ et $Q_{IC3}/Q_{réf}$, correspondant à l'écart-type de linéarité, vaut 0.24 %_{rms}. Avec une linéarité bien meilleure que le pourcent, le dispositif respecte le cahier des charges établi par IBA.

Remarque : l'écart-type relatif de linéarité est inférieur à l'écart-type relatif de répétabilité. Une explication peut être avancée. Lors du test de linéarité un diffuseur a été rajouté devant la chambre de référence contrairement au test de répétabilité. Ce diffuseur a permis de stabiliser la chambre de référence.

8 Dispersion angulaire

La mesure expérimentale de la dispersion angulaire, provoquée par IC2/3 sur le faisceau, a également été effectuée. Le mode opératoire suivi est identique à celui de la figure II. 16, hormis la mobilité des deux prototypes. Dans ce test les deux unités moniteurs sont fixes. On mesure d'une part l'écart type du faisceau, sur les deux axes σ_x et σ_y , avec le prototype IC2/3 situé sur le lit de traitement après traversée du premier prototype IC2/3. La mesure est réitérée, dans les mêmes conditions, mais sans le premier prototype IC2/3. L'écart type additionnel correspond à la différence quadratique des deux mesures effectuées. Ces mesures ont été réalisées pour deux énergies faisceau : 230 MeV et 100 MeV.

$$\sigma(\text{additionnel}) = \sqrt{\sigma^2(\text{avec IC2/3}) - \sigma^2(\text{sans IC2/3})} \quad \text{Eq. II. 24}$$

énergie faisceau (MeV)	intensité faisceau (nA)		σ_x	σ_y
230	2	avec IC2/3 (mm _{rms})	3.47	3.78
		sans IC2/3 (mm _{rms})	3.13	3.45
		additionnel (mm _{rms})	1.50	1.54
		additionnel (mrad _{rms})	1.13	1.17
100	1.1	avec IC2/3 (mm _{rms})	7.99	7.73
		sans IC2/3 (mm _{rms})	7.46	7.17
		additionnel (mm _{rms})	2.86	2.89
		additionnel (mrad _{rms})	2.17	2.19

Tab. II. 4. Résultats de la mesure de dispersion angulaire.

Remarque : les valeurs de σ ont été déduites par ajustement des profils obtenus par IC2/3 (cf. paragraphe. IV. 3).

D'après le tableau II. 4, l'écart type additionnel à 230 MeV est d'environ 1.15 mrad_{rms}. Pour qu'un détecteur soit conforme au cahier des charges des faisceaux de protons balayés la dispersion angulaire provoquée par le détecteur ne doit pas dépasser 1.25 mrad_{rms}. Ce résultat démontre que l'épaisseur équivalent-eau du moniteur IC2/3 convient parfaitement aux faisceaux de protons balayés.

9 Résolution spatiale

Lors des tests de caractérisation du moniteur IC2/3, la résolution spatiale a été évaluée d'une part en faisceau fixe et d'autre part en faisceau balayé. Nous présenterons d'abord les acquisitions réalisées en faisceau fixe puis celles en faisceau balayé.

9.1 Faisceau fixe

Une acquisition de plusieurs secondes est réalisée avec un spot faisceau fixe, centré à l'isocentre. Toutes les millisecondes une mesure de la position du centroïde et de l'écart-type faisceau est effectuée⁴⁴. La dispersion des mesures est ensuite calculée. La figure II. 22 présente l'évolution temporelle des coordonnées (x_0, y_0) du centroïde faisceau mesurées par les deux structures de mesure à pistes d'IC2/3.

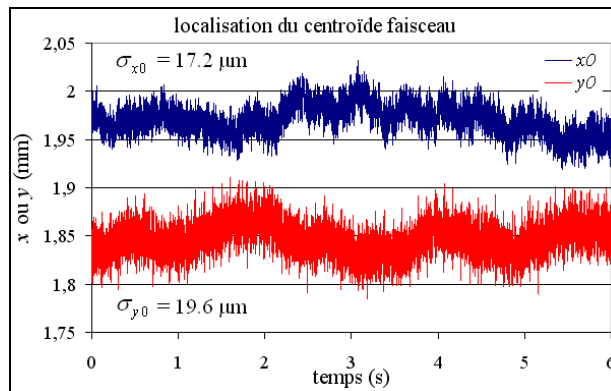


Fig. II. 22. Évolution temporelle des coordonnées du centroïde faisceau mesurées par IC2/3 (faisceau centré à l'isocentre de 150 MeV et 2 nA).

Remarque : pour rappel les pistes de l'unité moniteur IC2/3 mesurent 5 mm de largeur.

La localisation du faisceau en x et y est obtenue avec une incertitude de l'ordre de $20 \mu\text{m}_{\text{rms}}$ et $125 \mu\text{m}_{\text{p-p}}$. Quant à la taille du faisceau, elle est obtenue en x comme en y avec une incertitude de $12 \mu\text{m}_{\text{rms}}$ et $76 \mu\text{m}_{\text{p-p}}$.

⁴⁴ Les valeurs de σ_x et σ_y sont encore déduites par ajustement des profils obtenus par IC2/3 (cf. paragraphe. IV. 3).

9.2 Faisceau balayé

Une seconde acquisition est effectuée mais cette fois avec un faisceau balayé. La surface balayée dans le moniteur est un rectangle de 23 cm sur 11.5 cm avec un pas de 2.5 cm sur les deux axes. Une mesure des caractéristiques du faisceau est également réalisée toutes les millisecondes lors de cette acquisition. L'évolution de la mesure de l'écart-type en fonction de la position du centroïde faisceau est étudiée. Plus exactement en fonction de la sous-position. On appelle sous-position l'écart entre la position mesurée du centroïde et la position de la piste mesurant la charge maximale.

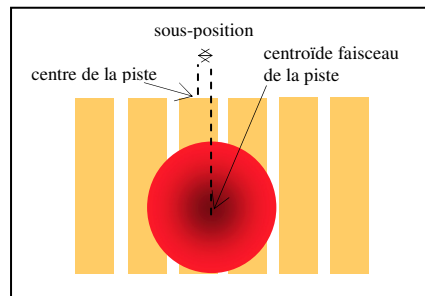


Fig. II. 23. Schéma de la sous-position.

La figure II. 24 illustre cette étude.

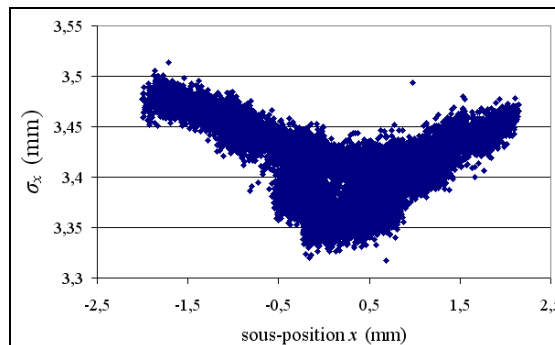


Fig. II. 24. Écart-type mesuré par IC2/3 en fonction de la sous-position du spot (faisceau balayé de 2 nA et 150 MeV).

D'après la figure II. 24, l'écart-type du faisceau sur l'axe x mesure 3.41 mm en moyenne avec une incertitude de $35 \mu\text{m}_{\text{rms}}$ ($200 \mu\text{m}_{\text{p-p}}$). L'erreur maximale effectuée sur la mesure de l'écart-type est réalisée quand le centroïde faisceau se trouve au milieu d'une piste ou aux extrémités.

9.3 Conclusion

En conclusion, la localisation du centroïde faisceau est obtenue avec une incertitude d'environ $20 \mu\text{m}_{\text{rms}}$ et $125 \mu\text{m}_{\text{p-p}}$. Concernant la mesure de l'écart-type faisceau, elle est réalisée avec une incertitude de $12 \mu\text{m}_{\text{rms}}$ et $76 \mu\text{m}_{\text{p-p}}$ pour un faisceau fixe à l'isocentre et de $35 \mu\text{m}_{\text{rms}}$ et $200 \mu\text{m}_{\text{p-p}}$ pour un faisceau balayé. Le cahier des charges, exigeant une résolution spatiale meilleure que $250 \mu\text{m}$, est donc respecté dans les deux conditions expérimentales pour un faisceau de 2 nA et 150 MeV.

10 Analyse des « ailes »

Nous avons cherché à expliquer le phénomène des « ailes » dont nous avons brièvement fait référence au paragraphe 6.1.4 de ce chapitre. Sur les mesures des structures à pistes ces ailes sont parfaitement visibles. Le profil transverse du spot ne correspond plus à une gaussienne mais à un ensemble de deux gaussiennes dont une est très étalée. Sur les mesures des structures non segmentées ces ailes sont également présentes mais moins visibles. Elles se traduisent par un déficit de dose lorsque le faisceau avoisine un bord de la zone active.

10.1 Acquisitions à haute fréquence avec le moniteur IC2/3

Des mesures ont été réalisées à haute fréquence (20 kHz) avec le moniteur IC2/3 par Gabriel Krier début 2011. Une telle fréquence d'échantillonnage correspond à une acquisition toutes les 50 μ s. Sur ces mesures l'apparition des ailes faisceau au cours du temps a pu être observée. Le dégradé de couleur du tableau II. 5 illustre l'évolution temporelle des ailes. Le régime transitoire est évalué à 600 μ s.

		numéro de pistes																															
t (μ s)		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32
mesures des pistes (unité arbitraire)	0	0	0	0	10	0	6	10	25	40	49	66	101	145	230	393	1092	19372	11529	758	325	187	145	77	65	40	29	17	11	0	0	0	0
	50	0	0	0	4	7	14	25	30	44	57	78	108	153	231	394	1063	19221	11430	718	333	200	134	94	68	52	36	27	17	9	6	3	0
	100	0	0	0	0	10	21	31	39	53	64	77	119	151	234	386	1013	18490	11011	667	321	190	122	97	71	57	45	34	28	17	13	8	4
	150	0	0	2	12	10	17	23	38	47	64	81	115	151	227	382	1029	18499	11031	730	338	202	150	95	74	57	46	33	24	20	12	5	1
	200	0	0	0	7	12	22	31	45	51	69	84	116	154	226	381	1054	18790	11149	710	339	203	138	104	81	63	48	37	27	18	11	7	1
	250	0	-5	0	20	17	23	30	40	52	66	85	117	156	225	396	1084	19119	11342	737	347	207	157	113	87	67	52	42	28	21	11	5	0
	300	0	0	5	10	20	26	32	44	55	68	95	124	163	232	392	1066	19019	11242	720	350	218	155	113	86	71	53	44	31	19	19	11	6
	350	0	5	10	17	18	20	34	40	58	70	90	116	163	239	398	1053	19066	11371	742	359	209	149	111	82	64	50	40	30	25	15	8	4
	400	0	0	6	25	19	26	35	46	61	76	92	122	164	251	426	1092	19550	11646	773	361	212	162	107	83	65	53	45	35	27	20	8	4
	450	1	8	8	17	20	27	33	45	57	71	99	128	166	248	423	1120	19770	11817	772	352	219	168	115	87	67	51	44	35	32	22	12	2
	500	1	3	7	11	22	32	38	49	63	75	92	124	164	243	424	1118	19623	11667	730	350	222	148	115	90	74	55	46	39	26	19	16	9
	550	5	13	14	7	22	31	37	48	58	80	95	122	165	241	420	1096	19292	11468	705	359	224	145	118	89	74	57	43	40	33	25	17	9
	600	8	12	15	20	26	37	41	53	66	79	97	119	163	240	395	1070	18906	11223	721	356	219	154	113	87	69	59	48	40	34	19	13	11
	650	6	7	13	22	24	35	41	44	60	72	90	120	163	238	408	1116	19467	11583	769	357	229	165	110	91	78	53	45	36	29	23	14	5
	700	9	17	19	16	29	33	42	60	68	85	98	127	165	240	405	1079	19115	11376	714	362	225	150	115	87	72	69	56	44	33	24	19	16
	750	12	17	16	21	30	35	39	45	61	74	91	124	167	245	403	1075	18892	11252	718	351	221	158	115	87	74	58	45	36	29	22	17	13
	800	9	13	20	25	29	32	43	50	62	77	97	127	175	252	409	1085	18972	11265	733	356	220	168	121	89	73	63	51	38	33	26	22	22
850	13	19	21	21	28	37	43	50	61	73	94	121	166	246	408	1067	18958	11252	730	370	224	159	116	92	71	58	48	40	29	23	18	14	
900	10	19	21	16	34	36	43	52	63	75	93	120	159	245	397	1028	18286	10874	692	348	217	145	119	92	75	65	55	45	35	26	25	21	
950	23	25	29	32	27	33	38	44	54	71	92	123	160	237	401	1047	18486	11012	730	358	226	158	119	88	70	56	47	40	32	24	18	18	
1000	15	19	21	27	33	41	47	56	62	77	96	118	173	243	402	1062	18641	11050	728	355	225	155	119	90	74	64	54	42	35	28	23	20	

Tab. II. 5. Mesures des pistes réalisées toutes les 50 μ s.

La figure II. 25 montre une des deux ailes à cinq instants différents. La charge comprise dans cette aile augmente rapidement au début pour ensuite se stabiliser aux deux dernières acquisitions.

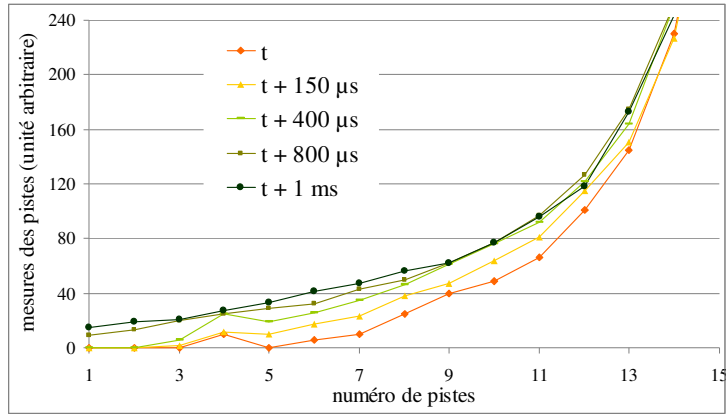


Fig. II. 25. Mesures des pistes décalées en temps.

10.2 Mesure du profil faisceau avec une fibre optique

Nous avons constaté que les ailes faisceau n'étaient pas observées avec des détecteurs mettant en œuvre des phénomènes physiques différents. Une mesure du profil faisceau est par exemple effectué en déplaçant une fibre optique dans le plan transversal à la trajectoire du faisceau (conditions faisceau : 230 MeV et 2 nA). Le déplacement de la fibre est continu ($v_{fibre} = 1.7 \text{ mm.s}^{-1}$). Huit centimètres sont ainsi balayés et un oscilloscope relève la mesure de la fibre toutes les 500 µs. La figure II. 26 illustre le profil faisceau mesuré par la fibre et l'ajustement gaussien effectué sur celui-ci (équation II. 25). Aucune « aile » n'étant visible, le spot faisceau est effectivement gaussien.

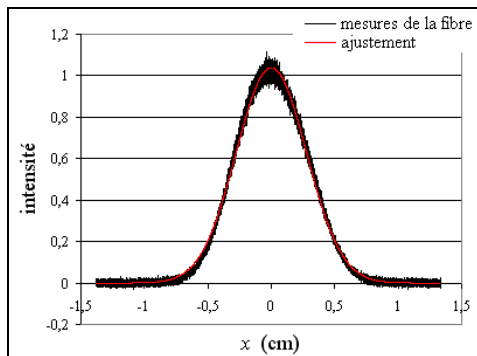


Fig. II. 26. Mesure du profil faisceau avec une fibre optique.

Ajustement gaussien :

$$h_{fit} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{fit}} \exp\left(-\frac{(x - x_{0_{fit}})^2}{2\sigma_{fit}^2}\right) \quad \text{Eq. II. 25}$$

- $h_{fit} = 0.72$
- $x_{0_{fit}} = 0$
- $\sigma_{fit} = 0.277 \text{ cm}$

Le phénomène que nous cherchons à expliquer n'est donc pas caractéristique du faisceau mais de l'unité moniteur IC2/3. Deux hypothèses sur l'origine de ce phénomène peuvent être avancées :

- La diffusion des ions,
- Un problème de diaphonie entre pistes.

Nous allons examiner la validité de ces deux hypothèses.

10.3 Hypothèse de la diffusion des ions

Ces ailes peuvent provenir d'un phénomène de diffusion des ions dans le gaz. Pour valider cette hypothèse le coefficient de diffusion des ions est calculé d'après la relation d'Einstein reliant le coefficient de diffusion et la mobilité.

$$D = \frac{\mu k_B T}{q} \quad \text{Eq. II. 26}$$

- D est le coefficient de diffusion.
- μ est la mobilité des ions ($\mu_{O_2^-/O_4^-} = 3.278 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\mu_{O_4^+} = 1.742 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)
- k_B est la constante de Boltzmann valant $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$.
- q est la charge des ions.
- T est la température 293 K.

D'après les mobilités calculées expérimentalement au chapitre V le coefficient de diffusion moyen des ions est de $3 \text{ mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Sachant que l'extension maximale des ailes, de l'ordre du centimètre, est atteinte en $600 \mu\text{s}$ (figure II. 25), nous pouvons calculer la longueur de diffusion d'après la formule suivante :

$$l = \sqrt{D\tau} \quad \text{Eq. II. 27}$$

La longueur de diffusion l , pour un temps caractéristique τ de $600 \mu\text{s}$, est de 0.04 mm . Le phénomène de diffusion des ions est donc beaucoup trop faible pour expliquer le problème des ailes.

10.4 Hypothèse de la diaphonie entre pistes

Les ailes peuvent également provenir d'un phénomène de diaphonie entre pistes. Pour vérifier cette hypothèse nous avons modélisé deux pistes dans un premier temps. La première, recevant le signal, interfère avec la seconde. L'ensemble des éléments modélisés est présenté sur la figure II. 27.

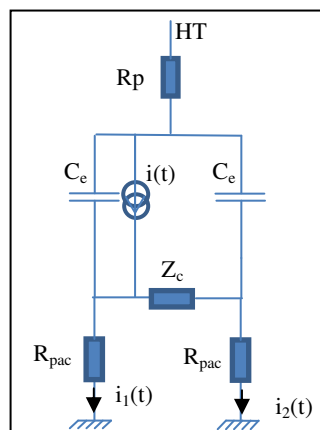


Fig. II. 27. Modélisation de deux pistes pour l'étude de la diaphonie.

- Z_c est l'impédance de couplage entre pistes correspondant à une capacité (200 pF) et une résistance en parallèle (100 M Ω).
- C_e est la capacité entre l'électrode de polarisation et les pistes (360 pF).
- R_p est la résistance de polarisation (100 k Ω).
- HT est l'alimentation haute tension de l'électrode de polarisation (1500 V).
- $i_1(t)$ est le courant de la piste qualifiée d'agresseur.
- $i_2(t)$ est le courant de la piste qualifiée de victime.
- $i(t)$ est le courant de collection de charges alimentant la piste 1 (pris égal à 1).
- R_{pac} est la résistance d'entrée des préamplificateurs de charges (< 10 k Ω)

Ensuite l'évolution du courant des pistes en fonction du temps est présentée sur la figure II. 28.

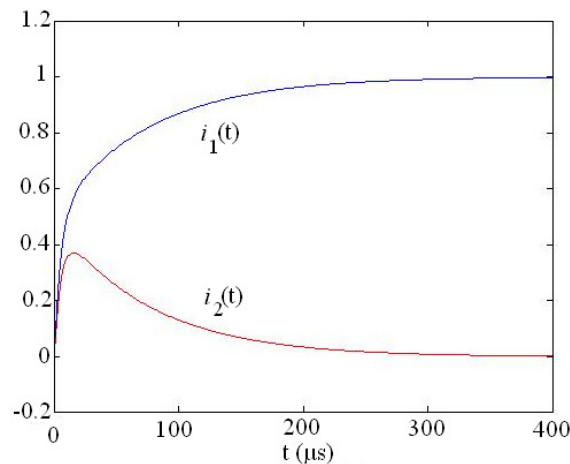


Fig. II. 28. Courants de la piste agresseur et de la piste victime ($R_{pac} = 10$ k Ω).

Pour une valeur de R_{pac} comprise en 10 et 10000 Ω le régime transitoire est évalué à 300 μ s. La figure II. 28 montre qu'en moins de 300 μ s le régime permanent est établi.

Nous avons ensuite modélisé trois pistes avec les mêmes éléments que la modélisation précédente.

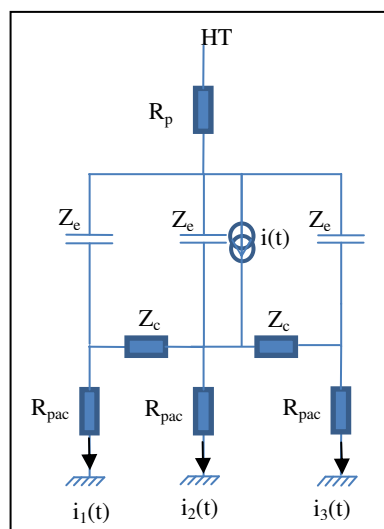


Fig. II. 29. Modélisation de trois pistes pour l'étude de la diaphonie.

La figure II. 30 montre l'évolution temporelle des différents courants.

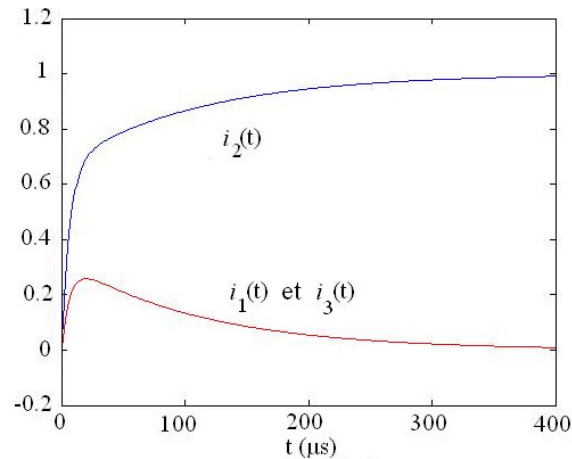


Fig. II. 30. Courants de la piste agresseur et des pistes victimes ($R_{pac} = 10 \text{ k}\Omega$).

L'évolution au cours du temps des courants des deux pistes victimes est identique. Que l'on ait deux ou trois pistes la durée du régime transitoire reste sensiblement la même.

Le problème des ailes ne s'explique donc ni par la diffusion des ions, trop faible, ni par la diaphonie entre pistes, trop rapide. Le phénomène des ailes qui reste inexpliqué à ce jour constitue une perspective de recherche très intéressante. Des investigations supplémentaires s'imposent.

11 Bilan des performances atteintes

Le dispositif de contrôle faisceau IC2/3 a été testé et validé. À l'heure actuelle le moniteur IC2/3 équipe toutes les salles de traitement IBA PBS. Cinq prototypes ont été réalisés au laboratoire et ont été livrés à la société IBA. IC2/3 constitue un transfert de technologie, il est industrialisé par IBA et un brevet a été déposé. Le tableau II. 6 résume l'ensemble des performances d'IC2/3.

spécifications	performances d'IC2/3
épaisseur équivalent-eau	187 μm
dispersion angulaire	1.15 mrad_{rms} à 230 MeV
résolution temporelle	500 μs
efficacité de collection	> 99.5 % en régime saturé (> 1200 V)
rapport bruit sur signal	< 1 % bruit ambiant inférieur à 80 dB pour moins de 1 pC_{rms} de bruit
résolution spatiale	sur la localisation du centroïde faisceau : 20 μm_{rms} et 125 $\mu\text{m}_{\text{p-p}}$ sur la mesure des largeurs de distribution du faisceau : 12 μm_{rms} et 76 $\mu\text{m}_{\text{p-p}}$ (faisceau fixe à l'isocentre) 35 μm_{rms} et 200 $\mu\text{m}_{\text{p-p}}$ (faisceau balayé)
incertitude sur la mesure de dose	< 1 % sur toute la surface des structures de mesure
uniformité de réponse des structures de mesure de dose	1 % pic-à-pic entre le centre et les bords de la zone active
linéarité de la mesure de dose	$\sigma = 0.24 \%_{\text{rms}}$
répétabilité	$\sigma/Q = 0.60 \%_{\text{rms}}$

Tab. II. 6. Performances d'IC2/3.

Chapitre III

Cahier des charges du dispositif de contrôle faisceau Compass PT

Cette thèse se propose d'étudier la conception d'un dispositif de contrôle, nommé Compass PT, pour les faisceaux de protons balayés. Avant toute conception, un cahier des charges doit être rédigé. Dans celui-ci sont listées les spécifications techniques, c'est-à-dire les fonctions et contraintes techniques auxquelles doit répondre le détecteur.

Les principales contraintes du Compass PT sont dictées par les objectifs cliniques. Le dispositif de contrôle doit être capable de détecter tous les événements pouvant conduire à la délivrance d'une irradiation fautive à un patient. L'Autorité de Sureté Nucléaire définit ces événements dits significatifs comme « toute situation indésirable ou tout dysfonctionnement sur le plan organisationnel, matériel ou humain survenant au cours de la prise en charge d'un patient en radiothérapie ayant entraîné la réalisation d'un traitement non-conforme à la prescription au niveau de la dose délivrée⁴⁵ [2009-ASN] ». L'ASN considère non-conforme tout traitement dont la dose délivrée diffère de $\pm 5 \%$ de la dose prescrite. Elle ajoute que toute erreur systématique de dose survenant pour plusieurs patients, quelque soit la valeur de cette dose, doit être également prise en compte comme événement significatif. Pour déterminer les performances attendues du Compass PT, nous avons procédé en trois étapes. Dans un premier temps le traitement d'un volume tumoral sphérique, par la méthode du Pencil Beam Scanning, a été modélisé. Puis différentes défaillances ont été simulées. Celles conduisant à la délivrance d'un traitement non-conforme ont été recensées. Tous les seuils d'erreur de délivrance faisceau devant être détectés ont été ainsi relevés. Enfin le niveau de précision nécessaire au détecteur a été déduit de ces seuils.

⁴⁵ Guide de l'ASN n°11 de déclaration des événements significatifs en radioprotection hors installations nucléaires et transport de matières radioactives, version du 07.10.2009. *Critère de déclaration 2.1 : (Patients soumis à une exposition à visée thérapeutique).*

1 Les erreurs de délivrance faisceau envisagées

Les erreurs de délivrance faisceau peuvent être classées en quatre catégories en fonction de leur origine. Celle-ci peut être une défaillance des systèmes d'optiques, des aimants de balayage, du modulateur, etc. Les quatre types d'erreurs étudiés sont présentés dans ce paragraphe.

L'irradiation étant réalisée avec un faisceau balayé, l'erreur à laquelle on songe immédiatement est celle de balayage. Soit l'isocentre est mal positionné et dans ce cas les champs d'irradiation sont décalés dans le plan transversal à la direction du faisceau, soit les aimants de balayage sont défectueux et ne défléchissent pas le faisceau correctement donnant ainsi des champs plus petits ou plus grands sur l'axe balayé.

Pour obtenir un champ d'irradiation homogène et de la taille planifiée, il ne suffit pas que le balayage soit correct, la mise en forme faisceau doit l'être également. Sur la ligne faisceau différents outils d'optique servent à régler la taille et la forme du spot, mais ceux-ci ne sont pas exempts d'erreurs. Sont donc étudiées des distorsions du spot tel un grossissement ou un rétrécissement ou encore des distorsions conduisant à des formes elliptiques.

L'accélérateur de particules délivre la dose au patient sous forme d'Unité Moniteur (UM). À l'origine, les accélérateurs de particules de la radiothérapie externe ont été réglés pour délivrer une certaine dose dans des conditions de référence. 1 UM devait correspondre à une dose déposée de 1 cGy à la profondeur du maximum de dose, pour un champ d'irradiation de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et à une distance source-détecteur d'un mètre. En protonthérapie avec Pencil Beam Scanning cette correspondance n'a plus de sens. L'unité moniteur est conservée mais définie différemment. Un cube d'eau, centré à l'isocentre, est positionné sur le lit de traitement. Ce cube est pourvu d'une chambre d'ionisation placée en son centre. Ensuite une irradiation spot par spot est effectuée pour une énergie et un champ donnés. Les paramètres de l'accélérateur sont relevés pour obtenir 1 Gy à l'isocentre. Les mesures sont répétées avec d'autres valeurs de champ et d'énergie. Des matrices de valeurs sont ainsi créées. L'unité moniteur est donc un chiffre proportionnel au flux de particules émises par la source. Des erreurs touchant les unités moniteurs sont donc modélisées.

Le dernier point étudié est une défaillance du modulateur. Le modulateur fixe l'énergie du faisceau et donc la profondeur du plan d'irradiation dans le patient. Une erreur d'énergie entraîne donc un décalage en profondeur pouvant être problématique. Le balayage faisceau étant intimement lié à l'énergie du faisceau, une valeur d'énergie erronée provoque également une erreur de balayage.

2 Modélisation d'un traitement de protonthérapie

La planification de traitement repose sur l'utilisation d'outils de simulation permettant de prédire le dépôt de dose dans les tissus irradiés. Les systèmes de planification de traitement (appelés communément TPS de l'anglais Treatment Planning System) sont aujourd'hui indispensables pour élaborer les plans de traitement. Lorsque la tumeur est irradiée en mode Pencil Beam Scanning, la planification du traitement requiert non seulement de calculer efficacement et précisément la dose, mais également d'optimiser les nombreux paramètres d'irradiation, tels que l'orientation, l'énergie et la fluence de chaque faisceau élémentaire (une session de traitement comporte typiquement plusieurs milliers de faisceaux). Le nombre de faisceaux et leurs caractéristiques sont trop variés pour être définis manuellement.

Un TPS est une plate-forme logicielle qui assiste le médecin dans l'ajustement de ces paramètres. Le TPS opère en plusieurs étapes. La première consiste à formaliser le problème à résoudre. Les données anatomo-cliniques du patient sont implémentées et les résultats que l'on désire obtenir sont posés. Ensuite l'algorithme de recherche du TPS décrit les actions à exécuter pour transformer les données en résultats. Un algorithme s'apparente à une liste d'opérations que l'ordinateur doit effectuer pour résoudre le problème. Enfin le TPS fournit au médecin la balistique d'irradiation optimale à laquelle il est parvenu.

2.1 Difficultés de la modélisation

Comme dans tout problème de simulation complexe, deux propriétés antagonistes sont recherchées : le réalisme physique et la vitesse de calcul. Les TPS, pour être utilisés en routine clinique, ne doivent pas demander des temps de calcul trop longs. Des compromis et des approximations sont nécessaires pour simplifier le problème à résoudre et minimiser le temps de calcul. Même si la planification de traitement semble totalement automatisée, un ensemble de choix incombe donc toujours au médecin et au programmeur.

Parmi les approximations, la première concerne l'architecture tissulaire du patient. Une modélisation fidèle et détaillée de la complexité anatomique du patient, incluant les organes en mouvement est trop fastidieuse. Le plus souvent le médecin segmente le corps du patient en zones homogènes appelées mailles. La seconde implique les volumes à traiter qui sont de plus en plus complexes. La délimitation des volumes et le choix des marges de sécurité sont réalisés de manière à concilier protection des tissus sains et stérilisation de la tumeur. Au niveau de l'algorithme de recherche, un certain nombre de décisions doivent être prises. Le programmeur définit une fonction exprimant le plus fidèlement possible les objectifs à atteindre. C'est vers l'optimum de cette fonction que l'algorithme converge. Si les objectifs sont multiples et concurrents, des compromis sont faits. Des critères de convergence sont également établis. L'algorithme s'exécute jusqu'à ce que ces critères d'arrêt soient atteints. L'algorithme procède par itération en faisant évoluer le plan courant vers un plan optimal. Il évalue à chaque fois la qualité du plan courant en calculant la dose en des points d'intérêt. Le temps de calcul étant proportionnel au nombre de ces points dits de contrôle, leur position et leur densité doivent être optimisées. Il n'est pas toujours nécessaire d'obtenir une distribution de dose complète à chaque étape de calcul. Seule une connaissance précise de la distribution

de dose au niveau de la tumeur et des organes à risques est primordiale. La densité des points de contrôle peut donc être diminuée dans les zones moins sensibles. Enfin le programmeur opte pour une méthode d'optimisation adaptée au problème posé. Il existe un grand nombre de méthodes, déterministes ou stochastiques, qui parviendront à des solutions variées. La pertinence de la solution dépend donc des choix du médecin et du programmeur.

Le traitement modélisé dans ce travail de thèse ne prétend pas traiter le cas général. Le but est de créer un modèle pertinent dans lequel on peut avoir confiance. Le modèle doit donc s'appuyer sur des bases physiques approchant au mieux la réalité. Dans cet objectif un maximum d'informations sur les traitements en mode PBS IBA en pratique est utilisé :

- les rendements en profondeur des protons dans l'eau,
- la forme du spot faisceau à l'entrée patient,
- la période spatiale du balayage,
- les dimensions de la tête d'irradiation.

Lorsque des hypothèses de modélisation ne peuvent être évitées, elles sont réalisées le plus rigoureusement possible. Par exemple l'évolution de la forme du spot faisceau lors de son parcours dans l'eau est estimée à partir des données du logiciel SRIM-2008. La composition en eau du corps humain variant de 65 à 90 %, les tissus du patient sont apparentés à de l'eau. Enfin nous disposons des données DICOM d'un plan de traitement élaboré au centre de protonthérapie d'Essen. Nous pouvons donc confronter notre plan de traitement à celui calculé par leur TPS. La pertinence des approximations réalisées et de la méthode d'optimisation employée est ainsi vérifiée.

« Les machines un jour pourront résoudre tous les problèmes,
mais jamais aucune d'entre elles ne pourra en poser un. »
Albert Einstein

2.2 Bases de la modélisation

Afin d'analyser l'impact des défaillances mentionnées au paragraphe 1, nous allons modéliser l'irradiation d'une tumeur sphérique, de 4.5 cm de rayon centrée à 20 cm de profondeur dans le patient, avec la méthode du Pencil Beam Scanning. En réalité clinique les volumes cibles sont de formes très variées. Une modélisation exhaustive de tous les cas cliniques étant impossible, nous avons opté pour la sphère. La figure III. 1 illustre la position géographique du volume cible dans le patient. Le centre de la sphère coïncide avec l'isocentre.

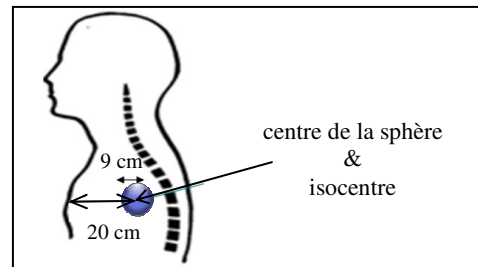


Fig. III. 1. Position géographique de la tumeur dans le patient.

Le volume cible est découpé en tranches iso-énergétiques. À chacune de ces tranches est attribué un rendement en profondeur. Sur la figure III. 2 sont représentées les courbes de rendement en profondeur fournies par les opérateurs du centre de protonthérapie d'Essen. Les valeurs d'énergie correspondant à ces courbes sont : 226.3, 225, 220, 215, 210, 205, 200, 195, 190, 185, 180, 175, 170, 165, 160, 155, 150, 145, 140, 135, 130, 125, 120, 115, 110, 105 et 100 MeV. Ces courbes ont été obtenues avec une cuve d'eau irradiée à la verticale et une chambre d'ionisation PTW (Bragg Peak Ionization Chamber) placée à l'intérieur et déplacée verticalement du bas vers la surface.

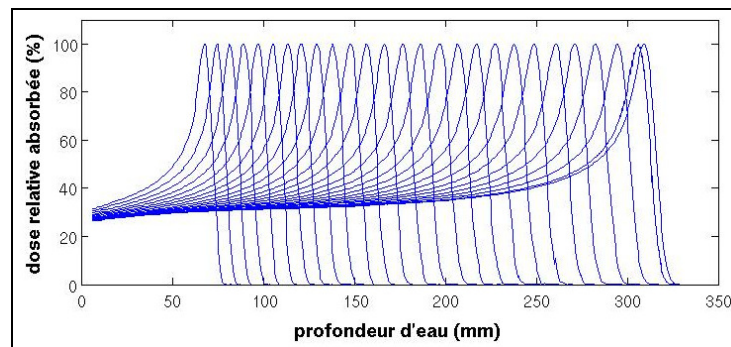


Fig. III. 2. Rendements en profondeur fournis par le centre WPE.

Chaque courbe de rendement en profondeur de cette base représente, en fonction de la profondeur d'eau z , le rapport de la dose mesurée à la profondeur z sur la dose maximale au niveau du pic de Bragg. Les différents rendements de cette base sont donc normalisés à 100 % à la dose maximale. La première étape est de recréer la base non normalisée donnant le *TEL* en fonction de la profondeur d'eau traversée. Cette opération revient à appliquer un facteur correcteur aux courbes de rendement sachant que l'intégrale de chacune de ces courbes correspond à l'énergie incidente de la particule. Ensuite des courbes de rendement doivent être rajoutées par interpolation car la base de faisceaux fournie par le centre d'Essen est trop « éparsée ». Les faisceaux ne sont pas assez nombreux pour assurer le bon recouvrement d'une tumeur de 4.5 cm de rayon.

2.3 Méthode d'interpolation

Entre les rendements déjà existants sont insérés des rendements interpolés. Chaque rendement est échantillonné sur une grille de 0 à 40 cm par pas de 100 μm et se caractérise par la position de son maximum de dépôt de dose et la valeur de son énergie d'entrée⁴⁶. Les rendements sont donc assimilés à des vecteurs de 4000 points avec $R[i]$ la valeur du dépôt de dose en $\text{MeV}\cdot\text{mm}^{-1}$ à la profondeur i en dixième de millimètre. Pour faciliter l'explication de la méthode d'interpolation employée, nous indiquons le rendement le plus profond de la base initiale n , le rendement précédent toujours de la base initiale $n-2$ et ainsi de suite. La position du maximum de dépôt de dose du rendement indicé n est noté P_n pour parcours. Dans un premier temps la position du maximum de dépôt de dose du rendement $n-1$ que nous voulons créer entre les rendements n et $n-2$ est calculée. On l'égalise à la moyenne des positions des maxima de dépôt de dose des rendements n et $n-2$.

$$P_{n-1} = \frac{P_n + P_{n-2}}{2} \quad \text{Eq. III. 1}$$

Ensuite un calcul barycentrique est réalisé sur les deux rendements entourant celui à interpoler pour tout point i allant de 0 à 4000 :

$$R_{n-1}[i] = \frac{R_n[i]P_n + R_{n-2}[i]P_{n-2}}{2P_{n-1}} \quad \text{Eq. III. 2}$$

La nouvelle base de faisceaux, avec en noir les rendements de la base d'origine et en gris ceux rajoutés par interpolation, est présentée sur la figure III. 3.

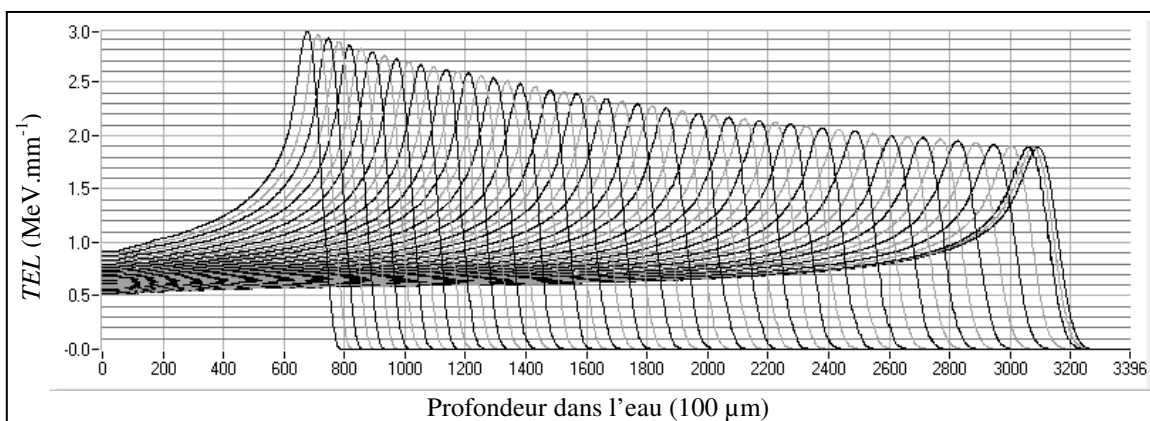


Fig. III. 3. Rendements en profondeur servant à la modélisation.

Pour évaluer la qualité de l'interpolation il suffit d'appliquer la méthode d'interpolation à chaque rendement mesuré en utilisant les rendements l'encadrant. De cette manière les rendements interpolés et les rendements mesurés coïncident. Sur la figure III. 4, la différence entre rendements interpolés (en gris) et rendements mesurés (en noir) ne dépasse pas 1 mm à dose donnée.

⁴⁶ Les relations liant l'énergie et le parcours des protons dans l'eau sont décrites en annexe 2.

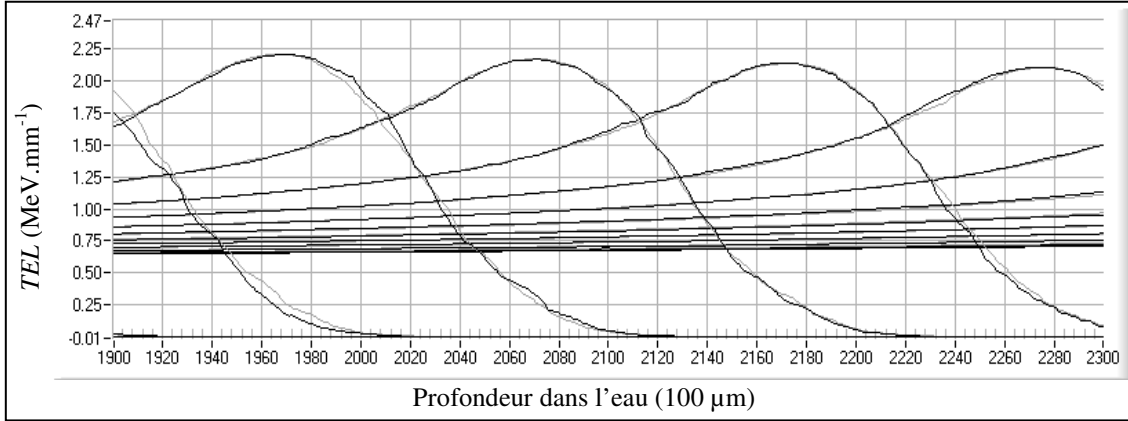


Fig. III. 4. Comparaison entre rendements interpolés et rendements expérimentaux.

2.4 Forme du faisceau

À chaque faisceau doit être associée une fonction de distribution de protons. Cette fonction G décrit le faisceau aux coordonnées (x, y, z) en fonction de son énergie d'entrée E_0 , de ses coordonnées à l'entrée patient (x_0, y_0) et de son vecteur directeur \vec{u} . La source est positionnée à -2 m par rapport à l'isocentre, origine du repère.

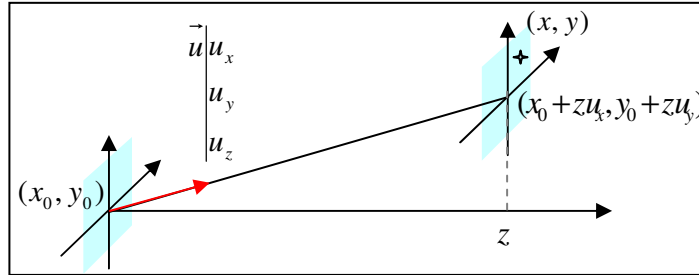


Fig. III. 5. Grandeurs utilisées pour modéliser la fonction de distribution de protons.

$$G(x, y, z) = \frac{1}{2\pi\sigma_x(z, E_0)\sigma_y(z, E_0)} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{(x - x_0 - zu_x)^2}{\sigma_x^2(z, E_0)} + \frac{(y - y_0 - zu_y)^2}{\sigma_y^2(z, E_0)}\right)\right) \quad \text{Eq. III. 3}$$

Les écarts-types σ_x et σ_y correspondent à la somme quadratique de deux composantes : l'écart-type à l'entrée patient et l'écart-type transverse qui traduit l'élargissement subi par le faisceau lors de son parcours dans le patient (cf. paragraphe I. 1.1.1). L'écart-type total du faisceau, sur les axes x et y , à la profondeur z pour une énergie d'entrée E_0 s'écrit alors :

$$\sigma_{x/y}(z, E_0) = \sqrt{\sigma_0^2(E_0) + \sigma_{\perp(x/y)}^2(z, E_0)} \quad \text{Eq. III. 4}$$

- $\sigma_{x/y}(z, E_0)$ est l'écart-type total du faisceau.
- $\sigma_0(E_0)$ est l'écart-type à l'entrée patient.
- $\sigma_{\perp x/y}(z, E_0)$ est l'écart-type transverse.

L'écart-type à l'entrée patient et l'écart-type transverse relatifs à chaque valeur d'énergie incidente doivent donc être déterminés pour être implantés dans notre modèle. Concernant l'écart-type à l'entrée patient, nous avons utilisé des mesures expérimentales réalisées au centre de protonthérapie d'Essen. Des mesures d'écart-type à -20 cm de l'isocentre (entrée patient) ont été réalisées pour différentes valeurs d'énergie faisceau avec un BIS (Beam Imaging System) puis analysées avec le logiciel OmniPro I'mRT⁴⁷. Dans le tableau III. 1 on peut retrouver quelques unes de ces mesures. Les écarts-types σ_{x0} et σ_{y0} supposés égaux, sont remplacés par l'unique écriture σ_0 .

E_0 (MeV)	σ_0 (mm)
100	4.76
120	4.59
145	4.04
165	3.36
185	3.15
210	2.98
230	2.85

Tab. III. 1. Écart-type du spot faisceau à l'entrée patient pour quelques valeurs d'énergie.

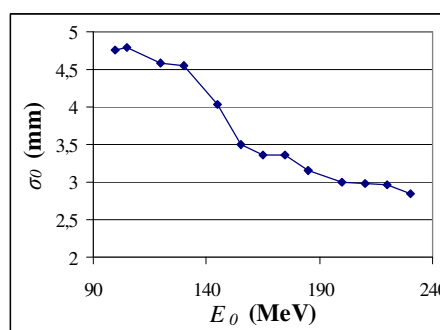


Fig. III. 6. Écart-type du spot faisceau à l'entrée patient en fonction de l'énergie.

Pour évaluer l'écart-type transverse, nous avons simulé avec le logiciel TRIM⁴⁸ un faisceau de protons parfait (d'écart-type en entrée nul) traversant une cible d'eau sur une gamme d'énergie allant de 155 à 200 MeV. L'écart-type transverse est d'abord calculé à diverses profondeurs dans l'eau pour plusieurs énergies. Puis un ajustement par une fonction puissance de toutes les courbes obtenues est effectué pour parvenir à une expression de l'écart-type transverse en fonction de l'énergie E_0 et de la profondeur d'eau traversée z .

$$\sigma_{\perp}(z, E_0) = a \cdot \frac{R(E_0)}{b} \cdot \left(\frac{z}{R(E_0)} \cdot b \right)^c \quad \text{Eq. III. 5}$$

Avec

- $R(E_0)$ le parcours des protons dans l'eau d'énergie incidente E_0 (mm)⁴⁹
- $a = 5.9215 \cdot 10^{-4}$
- $b = 76.988$ mm
- $c = 1.7562$
- l'résiduel < 100 μm

La figure III. 7 montre les valeurs d'écart-type obtenues avec TRIM pour cinq valeurs d'énergie incidente à diverses profondeurs d'eau comprises entre 50 et 250 mm. D'après la figure, un faisceau de protons que nous qualifierons de parfait (dont l'écart-type en entrée est nul) de 200 MeV ayant traversé 250 mm d'eau est mesuré avec un écart-type de seulement 4 mm. L'étalement latéral d'un faisceau de protons dans une cible d'eau demeure donc faible.

⁴⁷ Le logiciel OmniPro I'mRt a été développé par IBA Dosimetry pour l'analyse de cartes d'intensité 2D obtenues avec l'un des trois BIS (Beam Imaging System) : I'mRT QA, BIS 710 ou I'mRT MatriXX.

⁴⁸ TRIM (TRansport of Ions in Matter) logiciel issu du groupe de programmes SRIM-2008 (Stopping Power and Range of Ions in Matter) développé par J. F. Ziegler. Ce logiciel, fondé sur la méthode de Monte-Carlo, donne des informations sur la distribution des ions dans la matière.

⁴⁹ Le parcours $R(E_0)$ dont il est question ici est un parcours CSDA (Continuous Slowing Down Approximation) représentant le parcours maximal des protons d'énergie incidente E dans l'eau.

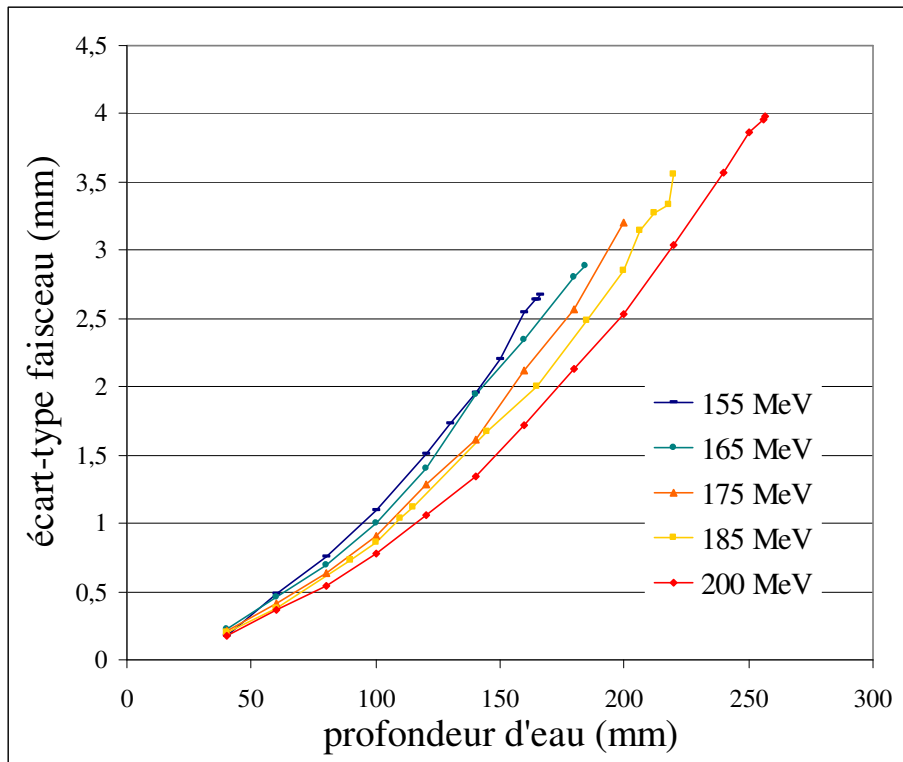


Fig. III. 7. Écart-type transverse d'un faisceau de protons en fonction de la profondeur d'eau traversée.

Une fois les caractéristiques du faisceau implantées dans le programme (rendement en profondeur et forme du spot), reste le calcul des cartes de distribution d'intensité des spots. Celles-ci informent sur la position d'entrée (x_0 , y_0) et l'intensité de chaque spot faisceau. Nul besoin d'indiquer pour chaque spot son énergie d'entrée puisqu'à chaque carte est attribuée une valeur d'énergie.

Remarque : ne pas confondre les cartes de distribution d'intensité des spots avec les plans d'irradiation (figure III. 8). À chaque carte, placée de manière fictive à l'entrée patient, correspond un plan d'irradiation situé à la profondeur du maximum de dépôt de dose.

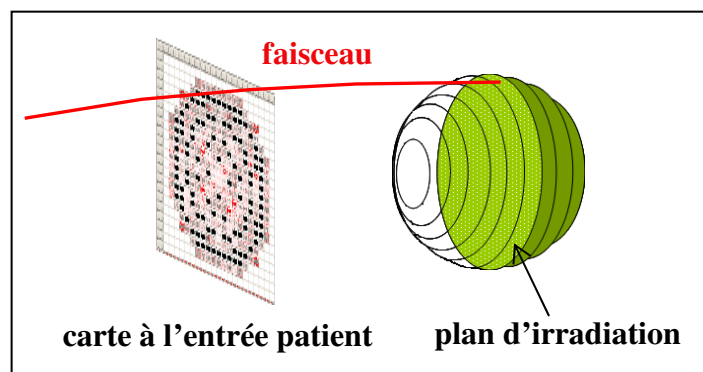


Fig. III. 8. Distinction entre les cartes de distribution d'intensité des spots et les plans d'irradiation.

2.5 Méthode d'optimisation

Au chapitre I paragraphe 2.2, les deux méthodes de planification de traitement ont été citées : la planification directe et la planification inverse. Étant donnée la complexité de l'espace des solutions à explorer dans cette modélisation, seule une planification inverse peut permettre de déterminer la fluence optimale. Une recherche des cartes de distribution d'intensité des spots par la méthode « essai-erreur » de la planification directe n'est pas envisageable.

Les objectifs cliniques doivent être établis en premier lieu. Un traitement idéal consisterait à délivrer une dose d'irradiation bien localisée et homogène dans tout le volume cible et suffisante pour le détruire. Les doses reçues par les tissus sains environnants seraient suffisamment faibles pour ne pas entraîner d'effets indésirables. Nous poserons dans cette modélisation une unique finalité : une dose de 1 Gy en tout point de contrôle du volume cible⁵⁰.

La planification inverse est scindée en deux étapes : une première approximation dite couche par couche puis une optimisation par la méthode du gradient conjugué. Pour ces deux étapes de recherche des points de contrôle sont choisis. C'est en ces points uniquement que la dose déposée par l'ensemble des faisceaux est calculée. Le but de la planification est que cette dose calculée vaille 1 Gy. Idéalement les points de contrôle devraient couvrir tout le volume cible, mais le nombre de points de contrôle nécessaire rend le calcul difficile. Le choix du nombre et de la position des points de contrôle incombe au programmeur. La distribution de dose finale est très sensible à la position de ces points. En guise d'illustration nous avons étudié vers quelle solution optimale nous tendions en fonction de la position des points de contrôle pour des gaussiennes d'écart-type 3.7 mm et espacées de 6 mm.

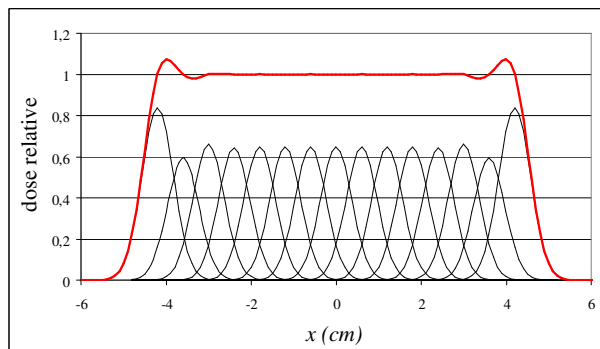


Fig. III. 9. Optimisation réalisée avec des points de contrôle situés aux sommets des gaussiennes.

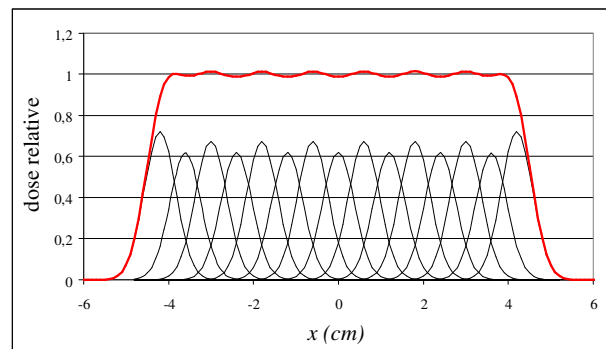


Fig. III. 10. Optimisation réalisée avec des points de contrôle situés entre les gaussiennes.

D'après les figures III. 9 et III. 10, il est plus judicieux d'opter pour des points de contrôle situés au croisement des gaussiennes. Des points positionnés aux sommets des gaussiennes conduisent à une dose parfaitement uniforme au centre de la distribution de dose mais à un dépassement de dose aux bords de celle-ci. On observe ainsi sur la figure III. 9 quasiment 9 % pic à pic entre le centre et les bords de la distribution de dose. En optant pour des points placés au croisement des gaussiennes, la dose « ondule » sur toute la distribution mais ces ondulations ne dépassent pas 2.3 %_{p-p}. Les oscillations de dose et la pénombre latérale demeurent raisonnables. La seconde configuration a donc été retenue pour notre modélisation.

⁵⁰ En général une dose de 2.4 Gy en tout point est planifiée.

2.5.1 Solution approchée

Une première approximation que nous qualifierons de tranche par tranche de la profondeur distale à la profondeur proximale, est effectuée. Le but est dans un premier temps d'obtenir une dose uniforme sur la surface du volume cible interceptée par le plan distal (plan n). Sont ainsi définis pour la tranche distale des coefficients d'intensité préliminaires. On passe ensuite au calcul de la carte suivante. L'objectif est toujours d'obtenir une distribution de dose uniforme sur la surface interceptée par le plan cette fois $n-1$, mais en tenant compte de la dose déposée par les faisceaux précédents au niveau de ce nouveau plan. Cette approximation calcule les coefficients d'intensité sans contrainte de signe. Il faut donc mettre à zéro tous les coefficients trouvés négatifs. L'opération est répétée pour chaque carte en tenant compte à chaque fois de la dose déjà déposée par les précédents faisceaux. La distribution de dose obtenue avec cette approximation n'est pas homogène, mais elle est suffisamment approchée pour servir de point de départ à une optimisation par la suite.

2.5.2 Solution optimale

Une fois la solution approchée déterminée, une solution optimale est recherchée. Pour effectuer cette recherche on utilise la méthode du gradient conjugué avec comme point de départ les cartes de distribution d'intensité obtenues par l'approximation précédente. L'objectif est de déterminer les matrices de fluence X_k tel que la dose aux points de contrôle soit de 1 Gy. Une fonction coût f est définie comme étant la somme des carrés des déviations des doses mesurées aux doses souhaitées aux points de contrôle. Le but est alors de minimiser cette fonction ou encore d'annuler son gradient. Nous avons utilisé la méthode du gradient conjugué qui dérive de la méthode de Newton-Raphson, dont nous ferons d'abord un rappel. La méthode du gradient conjugué est la technique de recherche de solution optimale la plus couramment utilisée en radiothérapie car elle parvient à trouver une solution acceptable relativement rapidement. Elle présente également l'avantage, en tant que méthode déterministe, de conduire toujours à la même solution pour des conditions identiques. Cette reproductibilité est très appréciée en clinique. Les méthodes stochastiques, plus performantes puisqu'elles permettent en théorie de trouver le minimum global de la fonction objectif, sont rares dans les TPS car leur solution dépend toujours d'une certaine part aléatoire.

La méthode de Newton-Raphson⁵¹ [1992-PRE] [1989-NOU] qui porte le nom des mathématiciens anglais I. Newton et J. Raphson, consiste à linéariser une fonction f en un point x_k et à prendre le point d'annulation de cette linéarisation comme approximation du zéro recherché x_{k+1} (figure III. 11). Cette procédure est répétée en l'approximation obtenue jusqu'à obtenir le minimum local de la fonction. La formule de récurrence obtenue est la suivante :

$$x_{k+1} = x_k - \frac{f'(x_k)}{f(x_k)} \quad \text{Eq. III. 6}$$

⁵¹ W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling et B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing Second Edition*, Cambridge University Press, seconde édition, 1992.
J. P. Nougier, *Méthodes de calcul numérique*, Masson S.A, 1989.

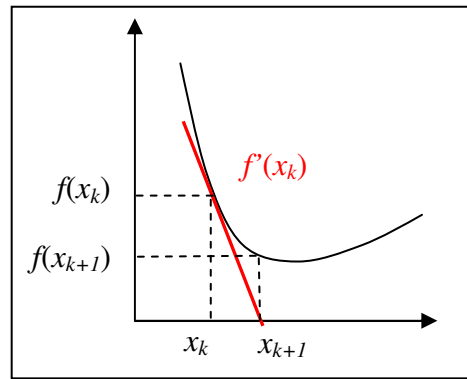


Fig. III. 11. Méthode de Newton-Raphson.

Par analogie avec un marcheur en montagne cherchant à rejoindre le fond de la vallée, cet algorithme explore le terrain localement et s'engage vers l'aval. La difficulté réside dans le choix du point de départ. Une fois engagé vers l'aval le marcheur ne pourra s'extirper de cette vallée. Il n'est cependant pas exclu qu'il existe une vallée plus profonde. Cette méthode entraîne donc un risque de trouver des solutions locales, non optimales.

Étant dans ce modèle en dimension supérieure à deux, on applique l'extension de la méthode de Newton-Raphson : la méthode du gradient conjugué. Cet algorithme permet d'obtenir la meilleure direction de recherche. Pour la première itération, la direction choisie est :

$$u_0 = -\nabla f(X_0) \quad \text{Eq. III. 7}$$

Avec X_0 la matrice des coefficients de fluence obtenue lors de l'optimisation couche par couche et $\nabla f(X_0)$ le gradient de la fonction de coût en ces coefficients.

Pour les itérations suivantes par contre, chaque direction de recherche u_k est choisie de sorte qu'elle soit conjuguée à la direction de recherche précédente u_{k-1} . C'est pour cette raison que l'on parle de gradient conjugué. On cherche la direction u_k sous forme d'une combinaison linéaire du gradient présent au point courant et de la direction prise au pas précédent u_{k-1} .

$$u_k = -\nabla f(X_k) + s_k u_{k-1} \quad \text{Eq. III. 8}$$

Avec $\nabla f(X_k)$ le gradient de la fonction de coût au point courant X_k .

Il existe plusieurs versions de la méthode du gradient conjugué, elles se distinguent par la manière dont la constante s_k est calculée. Nous avons choisi la méthode de calcul de R. Fletcher et C. M. Reeves⁵² [1964-FLE] dans laquelle s_k représente alors le rapport entre la norme au carré du gradient actuel et la norme au carré du gradient précédent.

$$s_k = \frac{\|\nabla f(X_k)\|^2}{\|\nabla f(X_{k-1})\|^2} \quad \text{Eq. III. 9}$$

⁵² R. Fletcher et C. M. Reeves, *Function minimization by conjugate gradient methods for optimization*, SIAM J. Optim., vol. 7, p. 149-154, 1964.

À chaque itération, un pas t_k est effectué dans la direction u_k puis le point courant est actualisé de la manière suivante :

$$X_{k+1} = X_k + t_k u_k \quad \text{Eq. III. 10}$$

Une fois le point X_{k+1} déterminé, on vérifie que celui-ci est bien positif. Si ce n'est pas le cas, il est mis à zéro puisque que physiquement un coefficient de fluence ne peut être négatif. t_k est posé égal à 1 au début, puis divisé par deux à chaque itération, à la condition que la fonction de coût ait diminué. Sinon la valeur du pas de l'itération précédente est conservée. Un critère d'arrêt est également défini. Le choix de celui-ci ainsi que le seuil à fixer sont généralement trouvés de manière empirique. L'algorithme est stoppé une fois 200 itérations atteintes ou lorsque la norme du gradient est inférieure à 5.10^{-3} (la précision atteinte devenue suffisante).

Critères de convergence : 200 itérations ou $\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2} = \frac{\|\nabla f\|}{\sqrt{n}} \leq 5.10^{-3}$ Eq. III. 11

La figure III. 12 illustre l'amélioration apportée entre la solution approchée et la solution optimale. La distribution de dose, après optimisation, est plus homogène. Le phénomène le plus notable est la disparition du pic de dose à la profondeur distale.

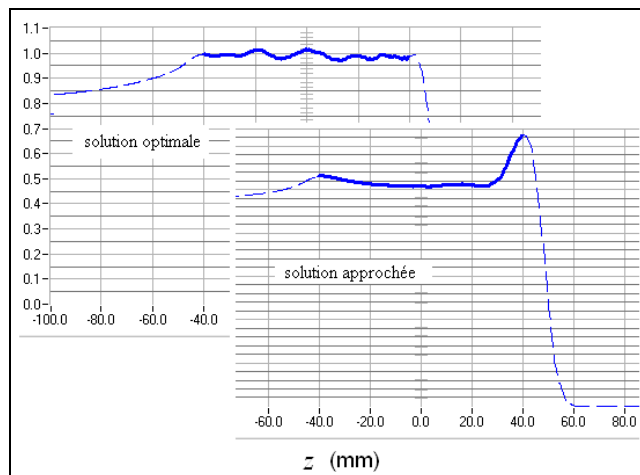


Fig. III. 12. Coupes des distributions de dose approchée et optimale.

2.6 Cartes de distribution d'intensité des spots

Une fois la planification inverse réalisée, il faut délivrer le traitement carte par carte. Dans le tableau III. 2 sont indexées les valeurs de parcours dans l'eau et d'énergie pour chaque carte. Il y a 20 cartes numérotées de 12 à 31.

numéro de la carte	parcours (mm)	énergie (MeV)
12 (distale)	248.7	196.465
13	243.4	194.061
14	238.1	191.634
15	232.9	189.229
16	227.7	186.800
17	222.5	184.345
18	217.2	181.817
19	212.2	179.407
20	207.2	176.972
21 (médiane)	202.1	174.462
22	196.95	171.898
23	191.6	169.203
24	186.2	166.450
25	181.5	164.026
26	176.7	161.522
27	171.7	158.882
28	166.7	156.209
29	161.7	153.501
30	156.7	150.758
31 (proximale)	152.4	148.369

Tab. III. 2. Énergie et parcours pour chaque carte.

Les cartes des plans proximal, médian et distal sont présentées figures III. 13, III. 14 et III. 15. les coefficients calculés par le programme ne correspondent pas directement à un nombre de protons mais à la contribution de chaque faisceau à la profondeur où se trouve la carte appliquée. Nous allons décrire la démarche à suivre pour exprimer ces coefficients en nombre de protons par millimètre carré (fluence) et en nombre de protons par spot. Les valeurs seront arrondies pour faciliter l'explication. Prenons le coefficient maximal de la carte distale (plan situé à 250 mm de profondeur et protons d'énergie incidente 200 MeV), égal à 40. Ce coefficient correspond au nombre de protons à envoyer dans le spot pour obtenir 1 MeV.mm³. Nous avons alors l'équation aux dimensions suivante :

$$40 \times G(0,0,250) \times TEL = [MeV.mm^{-3}] \quad \text{Eq. III. 12}$$

Avec TEL la valeur du transfert d'énergie linéique à la profondeur du plan distal égale à 2 MeV.mm⁻¹ (cf. figure III. 3) et $G(0,0, 250mm)$ le facteur dû à la forme du faisceau (cf. équation III. 3). $G(0,0, 250mm)$ vaut $6.4.10^{-3} mm^{-2}$.

$$G(0,0,250) = \frac{1}{2\pi\sigma_x(250,196)\sigma_y(250,196)}$$

$$G(0,0,250) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma_0^2(250) + \sigma_{\perp x}^2(250,196)}\sqrt{\sigma_0^2(250) + \sigma_{\perp y}^2(250,196)}}$$

$$G(0,0,250) = \frac{1}{2\pi\sqrt{3^2 + 4^2}\sqrt{3^2 + 4^2}} = 6.4 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^{-2}$$

Remarque : L'objectif du programme est de déposer 1 MeV dans chaque voxel d'un millimètre cube. À cause de la dispersion naturelle du faisceau le dépôt d'énergie dans chaque voxel provient de plusieurs spots.

En termes de dose, 40 correspond au nombre de protons à envoyer dans le spot pour obtenir, dans l'eau (1 g.cm⁻³), une dose de 1.6.10⁻⁷ Gy (cf. équation I. 7). Si maintenant une dose de 1 Gy est souhaitée, il faut 40/1.6.10⁻⁷ = 250.10⁶ protons dans le spot. Ensuite au niveau du point d'optimisation, ce nombre se trouve multiplié par le facteur G(0,0, 250mm) pour former une fluence de 40×G(0,0,250)/1.6.10⁻⁷ = 1.6.10⁶ protons par millimètre carrés.

Nous avons ici pris pour exemple le spot d'intensité la plus élevée. Les spots contiennent en moyenne 10 millions de protons.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
1																					
2																					
3																					
4																					
5																					
6																					
7																					
8												1.388									
9									1.869	0.693	0.308	0.725	1.888								
10									0.704	0.607	0.517	0.610	0.701								
11									1.385	0.332	0.539	0.291	0.530	0.331	1.398						
12									0.707	0.616	0.538	0.623	0.705								
13									1.873	0.719	0.323	0.691	1.864								
14											1.386										
15																					
16																					
17																					
18																					
19																					
20																					
21																					

Fig. III. 13. Carte 31, proximale.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	
1																						
2							8.714	1.410	3.208	4.692	3.960	4.811	3.177	1.399	8.751							
3						2.360	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	2.387						
4			20.051	0.627	0.000	0.000	0.000	0.000	3.086	2.004	0.478	1.938	2.520	0.000	0.000	0.000	0.608	20.053				
5			0.573	0.000	1.359	2.923	2.231	0.000	0.000	0.257	0.000	0.000	0.000	2.115	3.293	1.333	0.000	0.629				
6			2.360	0.000	1.355	2.422	0.000	0.000	1.015	2.220	1.208	2.310	1.059	0.000	0.000	2.280	1.393	0.000	2.406			
7	8.719	0.000	0.000	3.143	0.000	0.649	1.707	1.356	0.000	0.824	0.000	1.385	1.681	0.612	0.000	3.182	0.000	0.000	0.000	8.739		
8	1.394	0.000	0.000	2.152	0.000	1.640	1.130	0.001	1.371	0.550	1.374	0.011	1.117	1.675	0.000	2.207	0.000	0.000	0.000	1.362		
9	3.187	0.000	2.907	0.000	1.021	1.438	0.000	0.852	1.221	0.000	1.240	0.787	0.000	1.451	1.028	0.000	2.897	0.000	0.000	3.168		
10	4.738	0.000	1.895	0.000	2.298	0.000	1.358	1.220	1.801	0.372	1.836	1.240	1.390	0.000	2.239	0.000	1.948	0.000	0.000	4.750		
11	4.023	0.000	0.409	0.261	1.223	0.774	0.558	0.000	0.331	0.088	0.363	0.000	0.569	0.759	1.224	0.380	0.522	0.000	0.000	4.070		
12	4.777	0.000	1.931	0.000	2.292	0.000	1.393	1.265	1.829	0.394	1.832	1.206	1.379	0.000	2.305	0.000	1.944	0.000	0.000	4.832		
13	3.175	0.000	2.896	0.000	0.998	1.434	0.000	0.781	1.215	0.000	1.219	0.777	0.006	1.444	0.933	0.000	3.123	0.000	0.000	3.159		
14	1.367	0.000	0.000	2.137	0.000	1.679	1.101	0.000	1.416	0.564	1.382	0.007	1.112	1.696	0.000	2.053	0.000	0.000	0.000	1.317		
15	8.748	0.000	0.000	3.141	0.000	0.613	1.745	1.418	0.000	0.816	0.000	1.453	1.670	0.595	0.000	3.157	0.000	0.000	0.000	8.739		
16		2.412	0.000	1.310	2.393	0.000	0.000	1.011	2.247	1.237	2.240	0.972	0.000	0.000	2.388	1.374	0.000	2.386				
17			0.564	0.000	1.355	2.971	2.035	0.000	0.000	0.314	0.000	0.000	2.203	3.174	1.348	0.000	0.578					
18			20.012	0.693	0.000	0.000	0.000	3.021	2.052	0.481	1.931	2.935	0.000	0.000	0.000	0.562	20.097					
19					2.362	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	2.372						
20						8.745	1.254	3.196	4.831	4.066	4.782	3.207	1.374	8.705								
21																						

Fig. III. 14. Carte 21, médiane.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	
1																						
2																						
3																						
4																						
5																						
6																						
7																						
8																						
9											38.314											
10										21.784	0.477	21.770										
11									38.285	0.496	12.603	0.478	38.309									
12										21.769	0.458	21.722										
13											38.315											
14																						
15																						
16																						
17																						
18																						
19																						
20																						
21																						

Fig. III. 15. Carte 12, distale.

La carte distale contient les coefficients de fluence les plus élevés ce qui signifie que le plan distal a la plus forte contribution à la dose. La contribution au traitement diminue avec la profondeur des plans. Seul le plan médian ne vérifie pas entièrement cette loi. Cette particularité du plan médian provient de la forme de la tumeur choisie et n'existerait pas avec une tumeur cubique par exemple. Pour une tumeur sphérique le plan médian intercepte la plus grande surface du volume cible. Il contribue seul aux pourtours de cette surface.

3 Outils d'analyse de la distribution spatiale de dose

Aujourd'hui les plans de traitement sont élaborés par des logiciels de planification. Ces plans doivent être néanmoins vérifiés. La loi reste assez vague sur les critères d'acceptabilité permettant de statuer sur un plan de traitement. Pour preuve, dans le décret n°2003-270, il est seulement stipulé que « les médecins pratiquant les actes de radiothérapie externe ou de curiathérapie déterminent, au cas par cas, les expositions des tissus et organes visés par le rayonnement, en maintenant au niveau le plus faible possible les doses reçues par les organes et tissus autres que ceux faisant directement l'objet du rayonnement. »⁵³ [2003-MIN]. Toutefois on s'accorde sur deux limites : la dose minimale à la tumeur ne doit pas être inférieure à 95 % de la dose prescrite et la dose maximale ne doit pas dépasser 107 % de la dose prescrite.

Lors de la modélisation, il faut convenir de critères d'acceptabilité simples et objectifs permettant de déterminer les erreurs de délivrance faisceau conduisant à rejeter le plan de traitement. Deux outils d'évaluation sont utilisés : le γ index et l'histogramme dose volume. Pour chacun de ces outils, des critères communément adoptés en radiothérapie sont retenus.

En radiothérapie le volume cible n'est jamais identique au volume servant à la planification du traitement en raison des marges que le médecin doit prendre. L'analyse du plan de traitement dépend à la fois du volume cible et du volume utilisé pour la planification. Nous rappellerons donc dans un premier temps les différentes définitions de volumes utilisés en radiothérapie.

3.1 Définition des volumes

L'objectif est d'évaluer des erreurs de délivrance faisceau sur un volume de référence en comparant les distributions de dose dans ce volume obtenues avec et sans erreur. Il est donc important pour la suite que la distribution de dose dans ce volume de référence puisse être considérée comme satisfaisante. Il est généralement admis que 95 % du volume cible doit recevoir 95 % de la dose prescrite pour considérer le traitement correct. Certaines marges doivent être prises afin d'assurer l'élimination de toutes les cellules tumorales, c'est pourquoi le volume cible est habituellement différent du volume tumoral. Différents volumes ont été définis dans les rapports 50 [1993-ICR] et 62 [1999-ICR] de l'ICRU. Nous allons présenter de manière succincte les différents volumes du plus petit au plus englobant.

⁵³ Ministère de la santé, de la famille et des personnes handicapées, Art. R. 43-57 du Décret n°2003-270 du 24 mars 2003 relatif à la protection des personnes exposées à des rayonnements ionisants à des fins médicales et médico-légales et modifiant le code de la santé publique, journal officiel 72 du 26 mars 2003, p. 5361-5363.

Le volume tumoral macroscopique (Gross Tumour Volume) : c'est l'ensemble des lésions tumorales visibles à l'imagerie ; le volume tumoral en première approche.

Le volume cible anatomo-clinique (Clinical Target Volume) : c'est le volume précédent auquel des marges sont rajoutées dues aux incertitudes anatomocliniques. En effet des mouvements d'organes pendant le traitement peuvent entraîner des variations de forme et de taille du volume tumoral. Le traitement vise à recouvrir parfaitement ce volume.

Le volume cible prévisionnel (Planning Target Volume) : c'est le volume cible anatomo-clinique auquel on ajoute cette fois des incertitudes dues à un manque de reproductibilité dans la mise en place du patient jour après jour. Ce volume, plus large, tient donc compte de toutes les incertitudes. C'est sur ce volume que la planification est réalisée.

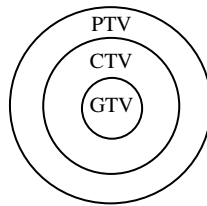


Fig. III. 16. Schéma des trois volumes : GTV, CTV et PTV.

Si le PTV est irradié conformément à la planification, le CTV reçoit une distribution de dose satisfaisante. Le PTV est donc choisi comme étant la sphère de 5 cm de rayon, centrée à l'isocentre, sur laquelle le traitement est planifié et le CTV comme étant une sphère plus petite, de rayon 4.5 cm, centrée également à l'isocentre, sur laquelle sont opérées toutes les évaluations.

Nous avons choisi d'ajouter un organe à risque (Organ at Risk) dans la modélisation. Pour simuler un OAR, une sphère de 5 mm de rayon est placée à 5 mm du PTV. Sur la figure III. 17 sont présentés les différents volumes utilisés lors de la modélisation.

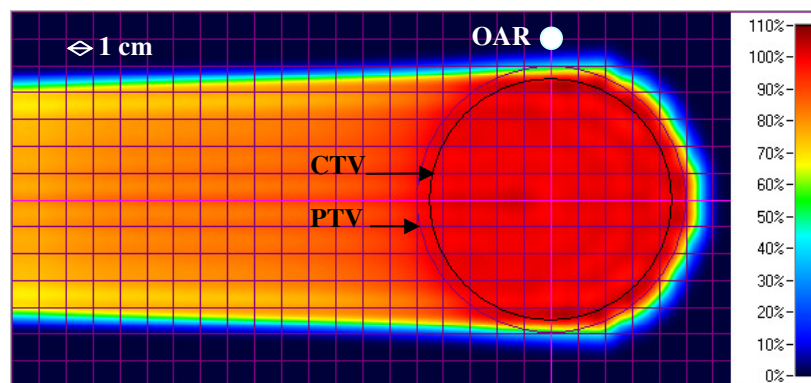


Fig. III. 17. Volumes utilisés dans la modélisation.

3.2 γ index

Dès les débuts de la radiothérapie, est apparue la nécessité de développer des outils d'analyse des balistiques d'irradiation. De nombreuses années ont été nécessaires pour affiner ces outils. À l'heure actuelle ils sont toujours sujets à controverse. Le γ index, largement approuvé par les radiothérapeutes, a été retenu pour cette étude.

3.2.1 État de l'art

La méthode la plus intuitive et directe pour comparer la distribution de dose planifiée à celle de référence est de faire la différence de dose point par point. Ensuite un écart de dose maximal en pourcent est défini. Cette méthode présente l'inconvénient de ne pas être adaptée pour les régions à fort gradient de dose (bords de la tumeur par exemple). Dans ces zones, un faible décalage spatial donne lieu à une grande différence de dose. Une petite erreur de positionnement ne constitue pourtant pas cliniquement une raison suffisante pour rejeter la balistique d'irradiation.

Une solution est proposée par Van Dyk *et al*⁵⁴ [1993-DYK] en 1993. Ils proposent de fragmenter le volume à irradier en zones à fort et faible gradient et de leur associer des critères spécifiques. Les zones à faible gradient se localisent au centre du volume cible et celles à fort gradient aux pourtours. Malgré cette analyse par composante, il s'est avéré qu'une tolérance en dose demeurait insuffisante.

En 1998, Harms *et al*⁵⁵ [1998-HAR] introduisent la notion de tolérance en distance nommée DTA (distance to agreement). C'est la distance maximale acceptable entre un point considéré de la distribution de dose de référence et le point le plus proche dans la distribution planifiée qui contient la même valeur de dose. Dans les régions à faible gradient une légère différence de dose induit une grande différence spatiale et dans celles à fort gradient une légère différence spatiale conduit à une grande différence en dose. Ainsi dans les régions à fort gradient sera retenue la tolérance en distance et dans les régions à faible gradient la tolérance en dose. Généralement les critères choisis sont de 3 à 5 % en dose et de 3 à 5 mm en distance. En 1998, Low *et al*⁵⁶ [1998-LOW] développe un outil combinant les deux critères : le γ index. Celui-ci est ensuite redéfini par différents groupes d'auteurs (Depuydt *et al* en 2002⁵⁷ [2002-DEP], Low et Dempsey en 2003⁵⁸ [2003-LOW] et Bakai *et al* en 2003⁵⁹ [2003-BAK]).

⁵⁴ J. Van Dyk, R. B. Barnett, J. E. Cygler et P. C. Shragge, *Commissioning and quality assurance of treatment planning computers*, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., vol. 26, p. 261-273, 1993.

⁵⁵ W. B. Harms, D. A. Low, J. W. Wong et J. A. Purdy, *A software tool for the quantitative evaluation of 3D dose calculation algorithms*, Med. Phys., vol. 25, p. 1830-1836, 1998.

⁵⁶ D. A. Low, W. B. Harms, S. Mutic et J. A. Purdy, *A technique for the quantitative evaluation of dose distributions*, Med. Phys., vol. 25, p. 658, 1998.

⁵⁷ T. Depuydt, A. Van Esch et D. P. Huyskens, *A quantitative evaluation of IMRT dose distributions: refinement and clinical assessment of the gamma evaluation*, Radiother. Oncol., vol. 62, p. 309-319, 2002.

⁵⁸ D. A. Low et J. F. Dempsey, *Evaluation of the gamma dose distribution comparison method*, Med. Phys., vol. 30, p. 2455-2464, 2003.

⁵⁹ A. Bakai, M. Albert et F. Nüsslin, *A revision of the γ -evaluation concept for the comparison of dose distributions*, Phys. Med. Biol., vol. 48, p. 3543-3553, 2003.

3.2.2 Définition

Le γ index permet de comparer une distribution de dose par rapport à une seconde dite de référence en combinant une tolérance en dose et une tolérance spatiale. Dans cette étude, la distribution de référence sera celle planifiée D_p et celle à évaluer sera celle appliquée D_a . Une distribution de dose D est un ensemble de points q chacun caractérisé par ses coordonnées spatiales (x, y, z) et sa valeur de dose d . Une ellipse est définie, autour de chaque point (q_p, d_p) . Le demi-grand axe et le demi-petit axe de cette ellipse correspondent aux deux critères d'acceptabilité propres au γ index. Il s'agit respectivement de l'écart de distance maximal Δr_{max} (en mm) et de la différence de dose maximale Δd_{max} (en %). Pour que D_p concorde avec D_a au point q_p , il est nécessaire qu'au moins un point de la distribution D_a appartienne à cette ellipse.

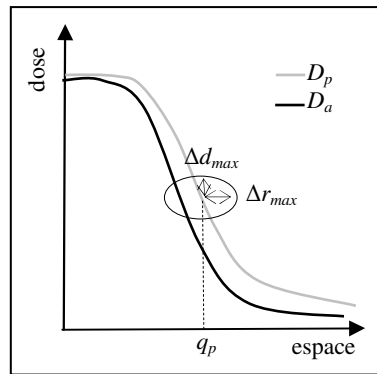


Fig. III. 18. Principe du γ index.

La distance dans le domaine dose-espace entre le point de mesure (q_a, d_a) et n'importe quel point de la distribution de dose planifiée (q_p, d_p) est notée :

$$\Gamma(q_a, q_p) = \sqrt{\frac{\|q_p - q_a\|^2}{\Delta r_{max}^2} + \frac{|d_p - d_a|^2}{\Delta d_{max}^2}} \quad \text{Eq. III. 13}$$

- La distribution de dose appliquée : D_a
- La distribution de dose planifiée : D_p
- La dose appliquée en q_a : d_a
- La dose planifiée en q_p : d_p
- Le critère de dose : Δd_{max}
- Le critère de distance : Δr_{max}

Le γ index correspond alors au minimum de cette distance :

$$\gamma(q_a) = \min\{\Gamma(q_a, q_p)\} \forall \{q_p\} \quad \text{Eq. III. 14}$$

Une erreur est reportée lorsque γ dépasse 1.

3.2.3 Critères du γ index retenus pour la modélisation

Une fois le γ index implanté dans le programme, il faut adopter des critères. Une tolérance en dose de 5 % et une tolérance en distance de 5 mm sont sélectionnées (ce sont les valeurs traditionnelles de la radiothérapie⁶⁰). La difficulté est de justifier le choix de ces valeurs. Sont donc également étudiés d'autres critères : 3 % - 3 mm et 1 % - 1 mm. Une variation linéaire des seuils d'erreurs de délivrance faisceau en fonction des critères d'acceptabilité a pu être observée à chaque fois. Les résultats obtenus sont donc exploitables pour des valeurs de critères compris entre 1 et 5 % et 1 et 5 mm.

3.2.4 Exemple d'une image du γ index

Pour faciliter la compréhension des résultats obtenus, nous allons détailler, à titre d'exemple, l'étude d'une erreur de délivrance faisceau. Dans un premier temps le traitement ne présentant pas d'erreur est simulé. La distribution de dose obtenue est qualifiée de distribution de référence (D_p). L'image 1 de la figure III. 19 montre une coupe dans le plan (x, z) avec $y = 0$ de cette distribution de dose. Ensuite le traitement est simulé avec l'erreur de délivrance faisceau programmée. Nous avons choisi dans cet exemple de simuler un bruit gaussien, d'écart-type 40 %, sur le nombre de protons délivré en chaque point de la modélisation. L'image 2 correspond à une coupe, toujours selon le même plan, de la distribution de dose nouvellement acquise (D_a). Les deux distributions sont alors comparées avec le γ index (5 % - 5 mm) et une distribution des $\gamma(q_a)$ est générée. L'image 3 est une coupe de cette dernière distribution.

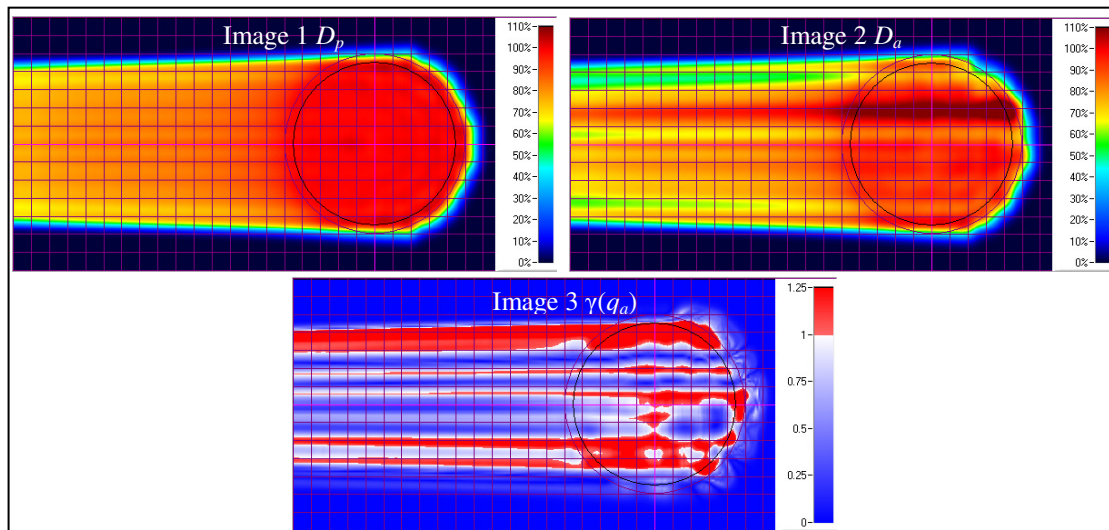


Fig. III. 19. Exemple d'une image du γ index.

Sur l'image 2 on distingue des zones où la dose se trouve être plus élevée ou moins élevée que celle planifiée. L'erreur simulée ici est suffisamment forte pour que les contrastes de

60 Guide de l'ASN n° 16, *Événement significatif de radioprotection patient en radiothérapie : déclaration et classement sur l'échelle ASN-SFRO*, version du 1^{er} octobre 2010.

couleur soient nettement repérables et parfaitement visibles. Ce n'est cependant que très rarement le cas et une distribution de dose semblant conforme au premier abord peut se révéler être fautive. Dans ce cas l'image du γ index est indispensable. Sur l'image du γ index, toutes les zones nuancées du bleu azur au blanc sont celles où le γ ne dépasse pas 1. Le blanc signifie que la dose appliquée n'est pas exactement celle planifiée mais reste raisonnablement proche de celle-ci. Les zones nuancées de rouge coïncident, quand à elles, aux zones où le γ dépasse 1. Dès lors que du rouge est présent dans le CTV (cercle noir sur les images) le traitement est qualifié de non conforme. L'erreur de délivrance faisceau, à l'origine de cette non-conformité, fait partie des erreurs devant être détectées par le dispositif de contrôle.

3.3 Histogramme dose-volume

Chaque erreur de délivrance faisceau est dans un premier temps jugée via le γ index. Cet outil fournit une réponse nette et précise sur l'acceptabilité du plan de traitement. Si en un point le γ index est supérieur à 1 le plan est rejeté. Les images obtenues par application du γ index permettent de localiser facilement les erreurs de distribution de dose. Toutefois cet outil ne quantifie pas l'erreur effectuée. Il ne procure pas de chiffre sur la qualité de la distribution spatiale de dose. Ainsi à chaque fois qu'une erreur de délivrance faisceau est relevée par le γ index, un deuxième outil est utilisé pour quantifier celle-ci : l'histogramme dose-volume.

3.3.1 Définition

L'histogramme dose-volume (Dose Volume Histogram, DVH) est introduit par M. Goitein et L. J. Verhey en 1979 dans une publication de W. U. Shipley⁶¹ [1979-SHI]. Il existe deux types de DVH : les différentiels et les cumulatifs. Dans les DVHs différentiels, la hauteur des colonnes indique le pourcentage du volume d'intérêt ayant reçu la dose indiquée en abscisse. Dans les DVHs cumulatifs la hauteur de chaque colonne indique le pourcentage du volume d'intérêt ayant reçu une dose égale ou supérieure à la valeur indiquée en abscisse. Le volume d'intérêt peut très bien être le CTV ou le PTV mais aussi un OAR. Les DVHs permettent d'évaluer les erreurs mais pas de les situer. Les histogrammes dose-volume sont donc complémentaires des images du γ index. C'est pourquoi nous utilisons conjointement ces deux outils.

⁶¹ W. U. Shipley, J. E. Tepper, G. R. Prout, L. J. Verhey, O. A. Mendiondo, M. Goitein, A. Koehler et H. D. Suit, *Proton radiation as boost therapy for localized prostatic carcinoma*, J. Am. Med. Assoc., vol. 241, p. 1912–1915, 1979.

3.3.2 Critères des histogrammes dose-volume retenus pour la modélisation

Concernant l'histogramme dose-volume du CTV, les critères d'acceptabilité retenus sont : $D_{95_{CTV}} > 95 \%$ et $V_{107_{CTV}} \sim 0 \%$. Ce qui signifie que 95 % du volume du CTV doit recevoir au minimum 95 % de la dose prescrite et qu'en aucun voxel la dose reçue ne doit dépasser 107 % de la dose prescrite. Pour le DVH de l'OAR aucun critère n'est établi. Toutefois l'OAR doit recevoir l'irradiation la plus faible possible.

La figure III. 20 met en évidence les zones proscrites du DVH du CTV.

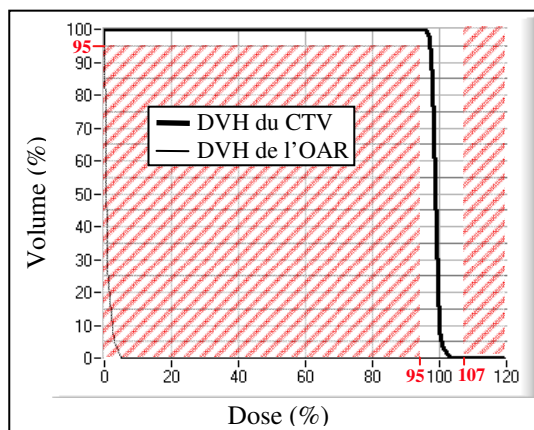


Fig. III. 20. Zones proscrites du DVH du CTV.

Dans le cas d'une sous-irradiation sont relevées les deux grandeurs suivantes :

- $D_{95_{CTV}}$: dose reçue par 95 % du volume du CTV,
- $V_{95_{CTV}}$: volume du CTV recevant 95 % de la dose prescrite.

Pour une sur-irradiation une seule grandeur devient significative :

- $V_{107_{CTV}}$: volume du CTV recevant 107 % de la dose prescrite.

Quelque soit l'irradiation nous relevons pour l'OAR :

- $D_{05_{OAR}}$: dose reçue par 5 % du volume de l'OAR,
- $V_{05_{OAR}}$: volume recevant au moins 5 % de la dose.

Pour chaque seuil d'erreur de délivrance faisceau trouvé, un tableau récapitulatif contenant toutes les grandeurs listées est produit. Prenons l'exemple de la distribution de dose servant de référence, le tableau obtenu est de la forme suivante :

γ index	DVH du CTV			DVH de l'OAR	
	$D_{95_{CTV}}$	$V_{95_{CTV}}$	$V_{107_{CTV}}$	$D_{05_{OAR}}$	$V_{05_{OAR}}$
<1 dans PTV (1%-1mm)	98.64 %	100 %	0 %	3.05 %	0 %

Tab. III. 3. Résultats des outils d'analyse (γ index et DVHs) pour la distribution de référence.

Lorsque les critères de l'histogramme dose-volume du CTV ne sont pas respectés, les résultats sont surlignés en gris dans le tableau récapitulatif. S'ils sont jugés éloquentes, l'image du γ index et les DVHs peuvent être présentés.

3.3.3 Exemple d'une analyse de DVHs

Toujours à titre d'exemple nous allons commenter les DVHs obtenus avec une erreur de bruit gaussien d'écart-type 40 %. Sur la figure III. 21 sont représentés en gris les DVHs de la distribution planifiée et en noir ceux de la distribution appliquée.

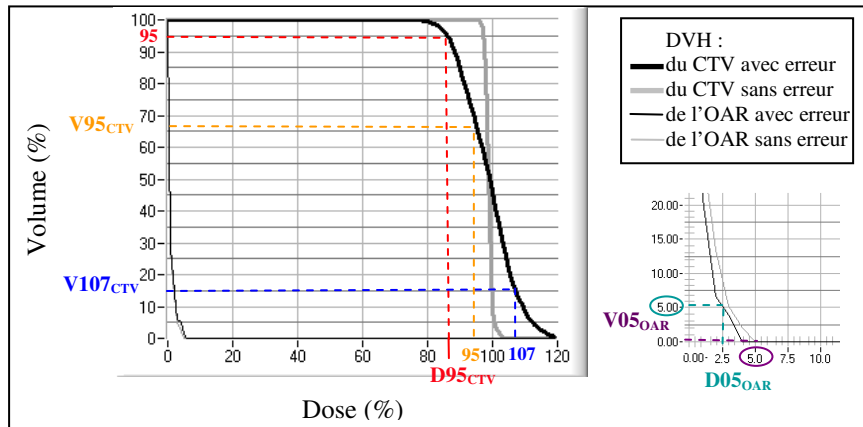


Fig. III. 21. Exemple de DVHs cumulatifs.

Seules les grandeurs $D95_{CTV}$ et $V107_{CTV}$ sont retenues pour statuer de la conformité du traitement. Les autres grandeurs sont relevées à titre d'information. Sur la figure III. 20 $D95_{CTV}$ vaut environ 86 %. Ce qui signifie qu'au maximum 95 % du volume du CTV reçoit 86 % de la dose prescrite. Autrement dit 5 % du volume du CTV est concerné par une sous-irradiation allant jusqu'à 14 %. Toujours sur la même figure $V107_{CTV}$ vaut 15 %. Une sur-irradiation d'au moins 7 % de la dose prescrite touche 15 % du volume du CTV. Ces deux données suffisent à qualifier le traitement de non-conforme. Elles mettent en évidence une sur-irradiation et une sous-irradiation notables de certaines zones du CTV.

Concernant le DVH de l'OAR, $V05$ et $D05$ sont mesurés. Dans l'idéal la dose reçue par l'OAR doit être nulle, $D05$ et $V05$ doivent valoir zéro. Nous obtenons pour notre modèle $V05 \sim 0\%$ et $D05 \sim 2.5\%$. 5 % du volume reçoit jusqu'à 2.5 % de la dose prescrite au CTV.

4 Résultats de la modélisation : seuils d'erreur

4.1 Erreurs de balayage

Deux erreurs de balayage peuvent être distinguées. Ainsi est étudiée en premier lieu une erreur de positionnement de l'isocentre puis une erreur du courant des aimants de balayage générant le champ magnétique de déflexion. Les erreurs sont dans un premier temps appliquées aux cartes d'intensité. Ensuite on modélise le traitement à partir de ce nouveau jeu de cartes et le différentiel traitement appliqué-traitement de référence est analysé.

4.1.1 Erreur de positionnement

Une erreur de positionnement d'isocentre peut-être due à un mauvais placement du patient ou du faisceau. Le système Lynx⁶² utilisé pour le positionnement est supposé défaillant, l'opérateur n'a donc aucun moyen de détecter l'erreur pendant l'irradiation. Tous les plans sont donc affectés et se retrouvent décalés identiquement. Un décalage d'isocentre sur un ou deux axes de balayage est simulé. Dans le tableau III. 4 sont notés les seuils de décalage conduisant à rejeter le plan de traitement vis-à-vis du test du γ index (5 % - 5 mm). La principale conclusion pouvant être tirée de ce tableau est qu'un déplacement de l'isocentre de 4.5 mm en entrée patient doit être détecté.

axe(s) concerné(s)	seuil	DVH du CTV		DVH de l'OAR	
		D95 _{CTV}	V95 _{CTV}	D05 _{OAR}	V05 _{OAR}
X	5 mm	98.12 %	97.64 %	34 %	67.4 %
x et y	4.5 mm	97.15 %	96.17 %	30 %	57 %

Tab. III. 4. Décalages de l'isocentre non tolérables vis-à-vis du test du γ index (5 % - 5 mm).

Quelque soit le nombre d'axes concernés, une erreur de positionnement de l'isocentre engendre un défaut de dose sur un bord du CTV et une irradiation des tissus sains voisins sur l'autre bord. La figure III. 22 met en évidence les zones où le γ index est supérieur à 1.

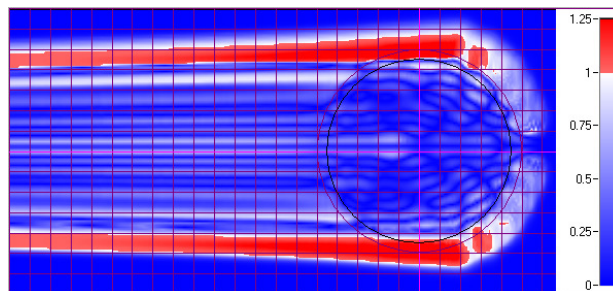


Fig. III. 22. Image du γ index dans le plan (x, z) d'une erreur de l'isocentre de 5 mm sur l'axe x .

⁶² Système d'imagerie en temps réel pour le contrôle périodique et instantané de tous les faisceaux d'accélérateurs développé par la société FIMEL.

L'OAR est ici placé dans la zone de sur-irradiation. Il reçoit donc une dose non négligeable comme l'illustre la figure III. 23. Le DVH du CTV reste quant à lui satisfaisant.

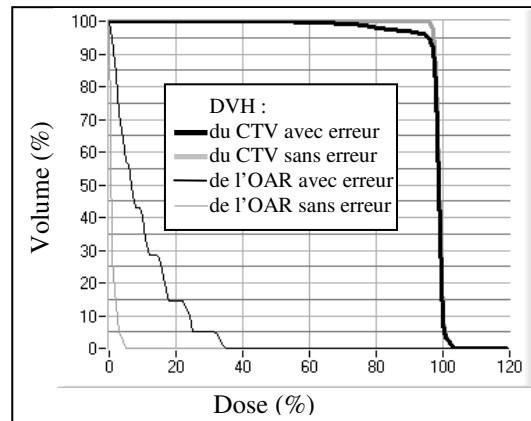


Fig. III. 23. DVHs d'une erreur de positionnement de l'isocentre de 4.5 mm sur les axes x et y.

Les seuils d'erreur sont également évalués pour les critères du γ index : 1 % - 1 mm et 3 % - 3 mm. La figure III. 24 montre que le seuil d'erreur évolue linéairement avec le critère d'acceptabilité du γ index quel que soit le nombre d'axes concernés.

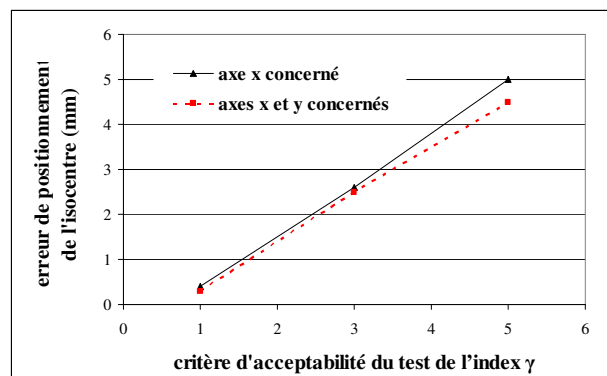


Fig. III. 24. Évolution du seuil d'erreur en fonction du critère du test du γ index.

4.1.2 Défaillance des aimants de balayage

Le balayage faisceau est réalisé grâce à des aimants de balayage horizontal et vertical. Les aimants auxquels nous nous référons sont ceux de la tête d'irradiation universelle IBA dédiée au PBS⁶³ [2000-MAR]. Sur le schéma III. 25 les différentes grandeurs qui interviennent dans la déflexion du faisceau de protons par le champ magnétique sont représentées. Le faisceau arrive au niveau de l'aimant avec la vitesse v . Le champ magnétique B est considéré constant sur l'entrefer de longueur effective L . La longueur effective des aimants varie avec le champ magnétique mais par approximation elle est supposée constante. Après avoir quitté la région du champ magnétique de longueur L , les ions, de nouveau, voyagent en ligne droite, déviés

⁶³ B. Marchand, D. Prieels, B. Bauvir, R. Sépulchre, M. Gérard, *IBA proton Pencil Beam Scanning: an innovative solution for cancer treatment*, Proceedings of EPAC 2000, Vienne.

par un angle θ de la direction axiale. La déflexion à l'isocentre d dépend de la distance aimant-isocentre D et de l'angle de déflexion θ .

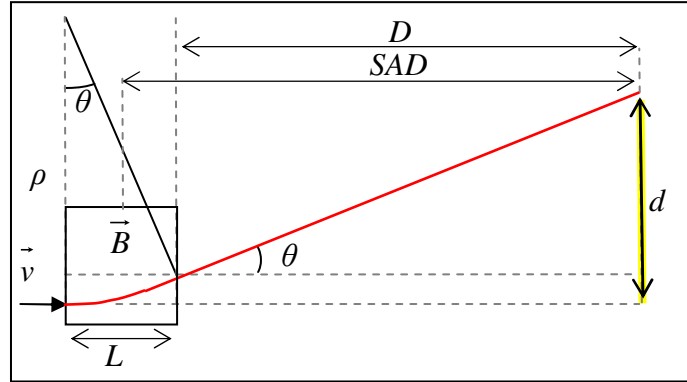


Fig. III. 25. Déflexion produite sur le faisceau par des aimants de longueur L .

Avec ρ le rayon de courbure, θ l'angle de déflexion, D la distance séparant les aimants de l'isocentre, d la déflexion à l'isocentre et enfin L la longueur effective des aimants.

Remarque : on utilise plus souvent la distance séparant l'isocentre du centre des aimants appelée $SAD = D + L/2$.

axe balayé	vitesse de balayage	SAD	L
Y	20 m.s^{-1}	2.3385 m	0.3027 m
X	2 m.s^{-1}	1.9385 m	0.3634 m

Tab. III. 5. Grandeurs caractéristiques de la tête d'irradiation universelle IBA.

Que ce soit une erreur de balayage ou d'énergie, dans les deux cas la grandeur modifiée est ρ . La relation recherchée est donc celle liant d et ρ et non θ . L'expression non simplifiée de d s'écrit de la manière suivante :

$$d = \rho \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{L}{\rho} \right)^2} \right) + D \left(\frac{\frac{L}{\rho}}{\sqrt{1 - \left(\frac{L}{\rho} \right)^2}} \right) \quad \text{Eq. III. 15}$$

Sachant que la longueur effective des aimants est négligeable devant le rayon de courbure, l'expression précédente peut être simplifiée.

$$d = \frac{L}{\rho} \left(D + \frac{L}{2} \right) = \frac{L}{\rho} SAD \quad \text{Eq. III. 16}$$

La seule force agissant sur les protons est la force de Lorentz due au champ magnétique uniforme. Le rayon de courbure s'exprime alors en fonction des données m , v , q et B .

$$\rho = \frac{\gamma m v}{q B} \quad \text{Eq. III. 17}$$

Si l'on sépare les termes relatifs à l'ion et ceux propres à la configuration magnétique on introduit une grandeur caractéristique : la rigidité magnétique. Cette grandeur correspond au produit du rayon de courbure et de l'intensité du champ magnétique. Autrement dit, la rigidité magnétique est le rayon de giration d'une particule placée dans un champ de 1 T. Les protons étant relativistes pour la gamme d'énergie utilisée, l'expression relativiste de la rigidité magnétique doit être appliquée.

$$B\rho = \frac{\gamma m v}{q} \text{ avec } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad \text{Eq. III. 18}$$

- v la vitesse de la particule (m.s^{-1})
- $m = 1,67.10^{-27}$ kg
- $q = 1,6.10^{-19}$ C
- $c = 2,99792.10^8$ m.s^{-1}
- γ facteur de Lorentz, s'exprimant en fonction de l'énergie cinétique T de la particule :

$$\gamma = \frac{T}{mc^2} + 1 \quad \text{Eq. III. 19}$$

Une fois le facteur de Lorentz et la vitesse éliminée dans l'expression de la rigidité magnétique, on obtient :

$$B\rho = \frac{1}{qc} \sqrt{T^2 + 2Tmc^2} \quad \text{Eq. III. 20}$$

Avec $mc^2 = 938.272$ MeV. c^{-2}

Une dernière simplification peut être apportée, en remplaçant qc par sa valeur et en mettant en MeV toutes les grandeurs énergétiques.

$$B\rho = \frac{1}{299.792} \sqrt{T^2 + 2Tmc^2} \quad \text{Eq. III. 21}$$

Lors d'une erreur uniquement sur B , l'énergie cinétique des protons n'ayant pas varié, le produit $B\rho$ reste constant. Ainsi l'erreur relative sur ρ en valeur absolue correspond à celle sur B au signe près.

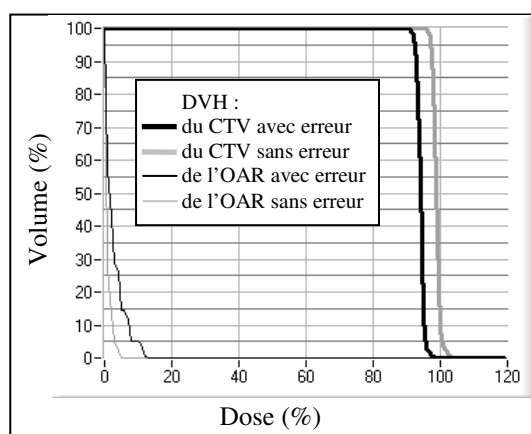
$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{\Delta B}{B} \quad \text{Eq. III. 22}$$

Le courant des aimants de balayage est redéfini à chaque plan d'irradiation. La défaillance peut donc être ponctuelle ou non, engageant ainsi une erreur touchant un unique plan ou tous les plans. Que les aimants de balayage des deux axes soient défaillants simultanément est très peu probable. Une défaillance d'une seule paire d'aimants affectant tous les plans puis deux plans en particulier (plans distal et médian) est donc traitée. Certains plans ont une contribution à la dose totale beaucoup plus importante. Des erreurs ne touchant que ces plans peuvent suffire à rejeter le plan de traitement. Le plan distal est bien sûr crucial car il contribue seul à la dose à sa profondeur. Le plan médian est également important puisqu'il intercepte, seul, une certaine zone du volume contribuant ainsi seul à sa dose. C'est pourquoi sont modélisées seulement des erreurs de champ concernant ces deux plans.

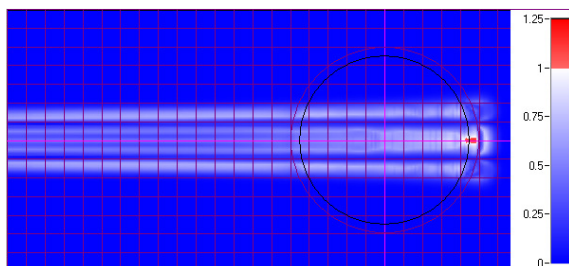
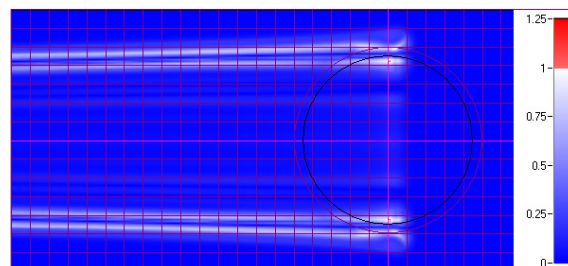
plan(s) concerné(s)	$\frac{\Delta B_x}{B_x}$	DVH du CTV			DVH de l'OAR	
		D95 _{CTV}	V95 _{CTV}	V107 _{CTV}	D05 _{OAR}	V05 _{OAR}
tous les plans	-4.3 %	103.05 %	99.71 %	3.25 %	1 %	0 %
	4.7 %	94 %	73.5 %	0 %	9 %	14 %
plan distal	-8 %	98.20 %	100 %	0 %	3.05 %	0 %
	7 %	98.10 %	99.95 %	0 %	3.05 %	0 %
plan médian	-12 %	99.08 %	100 %	0.88 %	2.1 %	0 %
	7 %	98.14 %	100 %	0 %	6.08 %	5.15 %

Tab. III. 6. Erreurs relatives de balayage non tolérables vis-à-vis du test du γ index.

Les plans concernés sont comprimés ou dilatés sur l'axe de balayage altéré selon le signe de la variation de champ (une variation positive du champ correspond à une dilatation de l'axe de balayage). La taille du faisceau étant, pour sa part, inchangée, une dilatation conduit à des ondulations de la dose. Les spots ne se superposent plus suffisamment pour obtenir la dose totale programmée. Une dispersion de la dose en dehors du volume cible est également notée. Sur la figure III. 26, la sous-irradiation du CTV et l'irradiation excessive de l'OAR est nettement visible. Dans le cas d'une compression, les spots se superposent plus qu'il ne faut pour avoir la dose voulue. On a alors un dépassement de dose dans un volume plus petit que celui prévu.


Fig. III. 26. DVHs d'une erreur relative sur B_x (concernant tous les plans) de +4.7 %.

Lorsque la défaillance ne concerne qu'un seul plan, l'erreur sur la distribution de dose est très localisée (figures III. 27 et 28), ce qui explique les résultats du DVH satisfaisants.


Fig. III. 27. Image du γ index d'une erreur relative sur B_x de +7 % sur le plan distal.

Fig. III. 28. Image du γ index d'une erreur relative sur B_x de +7 % sur le plan médian.

Quand tous les plans sont touchés, les seuils sont beaucoup plus faibles. Ainsi au niveau du cahier des charges, seule une variation d'un des champs magnétiques de 4.3 % importe et doit être détectée.

Les effets d'erreurs relatives sur B_x sont proportionnels aux critères d'acceptabilité du test du γ index quelque soit le signe de ces erreurs. Des courbes de la figure III. 29 peuvent être déduits les seuils pour n'importe quel critère du γ index compris entre 1 et 5 % et 1 et 5 mm.

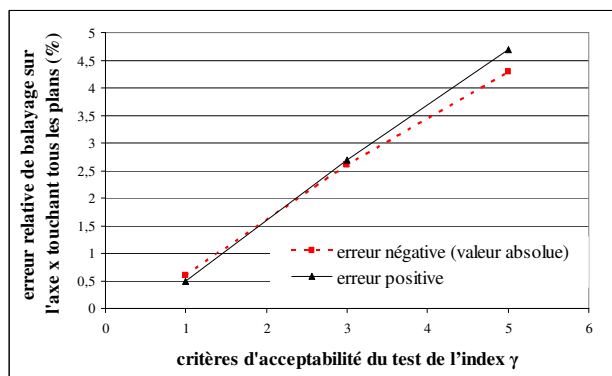


Fig. III. 29. Erreurs relatives sur B_x (touchant tous les plans) en fonction des critères du γ index.

Dans cette étude nous avons choisi de modéliser le pire des cas, c'est-à-dire un volume cible de grande taille. Il est cependant important de vérifier que les résultats obtenus s'appliquent également à des volumes plus petits. Nous avons donc diminué la taille du rayon du CTV et relevé les résultats du DVH.

$\frac{\Delta B_x}{B_x}$	rayon du CTV	DVH du CTV	
		D95 _{CTV}	V107 _{CTV}
-4.3 %	3 cm	102.52 %	4%
	4 cm	103 %	3.4 %
	4.5 cm	103.05 %	3.25 %
4.7 %	3 cm	93.22 %	0 %
	4 cm	93.5 %	0 %
	4.5 cm	94 %	0 %

Tab. III. 7. Résultats du DVH pour un CTV de rayon 3, 4 et 4.5 cm.

Les caractéristiques du DVH ne varient quasiment pas avec la taille du volume cible. La taille n'est donc pas critique et les résultats peuvent être étendus à des tumeurs de rayon variable.

4.2 Erreur de mise en forme faisceau

Un problème de mise en forme faisceau se traduit par une déformation du spot faisceau. La déformation se limite soit à un axe et dans ce cas le spot prend une forme elliptique, soit le spot est altéré sur les deux axes de manière identique. Il est dans ce second cas plus gros ou plus petit qu'il n'est prévu dans la planification. Ce type d'erreur touche l'ensemble du traitement puisque la forme du spot n'est pas redéfinie lors du traitement.

4.2.1 Critère d'acceptabilité propre à l'étude d'une erreur de mise en forme faisceau

Une distorsion du spot sur les deux axes (distorsion homothétique) puis sur un axe, tous plans concernés, est simulée.

Un rétrécissement du spot entraîne des oscillations de dose à l'intérieur des limites du CTV et un défaut de dose aux limites du CTV. Toutefois une diminution de la taille du spot à l'entrée patient n'a que très peu d'incidence au niveau du volume cible puisque à cette profondeur la dispersion naturelle du faisceau prédomine. C'est pourquoi seul un rétrécissement très important du spot peut conduire à une erreur significative dans le CTV. Comme le montre la figure III. 30, les faisceaux ne sont pas assez larges à l'entrée pour assurer un bon recouvrement. Mais une fois arrivés dans le volume cible, les faisceaux plus larges à cause de la dispersion naturelle assurent un bon recouvrement. L'irradiation en voie d'entrée n'est cependant pas satisfaisante. Sur la figure III. 31, l'analyse d'un profil de dose en voie d'entrée montre des variations de dose allant d'un facteur 0 à 2.5 qui résultent d'une mauvaise jonction entre les différents spots trop étroits. Les tissus précédents le volume cible sont criblés par les faisceaux. Pour le cas précis d'une diminution de la taille du spot, un critère d'acceptabilité est rajouté en plaçant un TTV (Test Target Volume) sur la trajectoire faisceau avant le volume cible. Les coordonnées de ce TTV sont (0, 0, -150 mm) et son rayon est de 5 mm. La figure III. 30 illustre également la position de ce TTV.

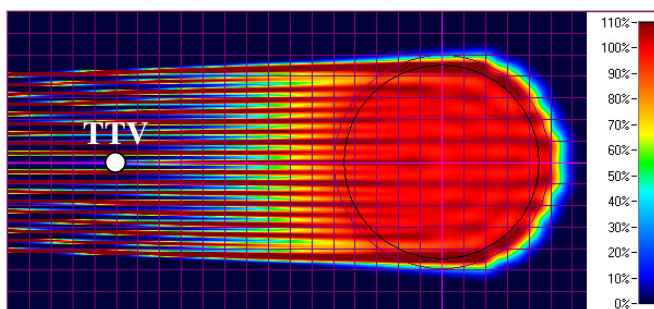


Fig. III. 30. Distribution de dose obtenue avec une erreur de -80 % sur σ_x .

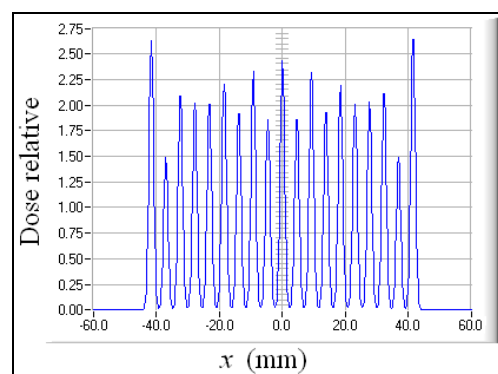


Fig. III. 31. Coupe sur l'axe x de la distribution de dose en voie d'entrée ($z = -150$ mm et $y = 0$).

Dans la distribution de dose de référence l'irradiation du TTV est telle que :

- $D95 = 82.1$ %,
- $V95 = 0$ %,

- la dose maximale reçue par un voxel (cube de 100 μm d'arête) du TTV est de 87 % de la dose prévue pour le CTV.

On estime qu'une distribution de dose conduisant à $D95 > 82.1 + 5 \%$ et $V95 > 5 \%$ ne peut être tolérée. Ce qui signifie que la dose reçue par 95 % du volume ne doit pas dépasser 87.1 % et qu'il ne doit pas y avoir plus de 5 % du volume recevant plus de 95 % de la dose. Afin de mieux comprendre les critères d'acceptabilité définis ci-dessus, prenons l'exemple d'une erreur de 50 % sur σ_x . Le γ index obtenu est inférieur à 1 sur tout le volume du CTV et supérieur à 1 dans la zone de pénombre avant le CTV.

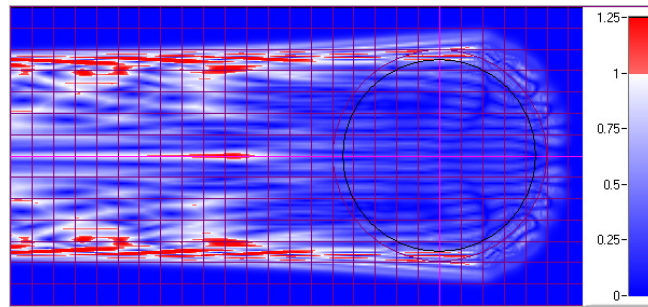


Fig. III. 32. Image du γ index d'une erreur de -50 % sur σ_x .

Concernant le DVH du CTV aucune erreur n'est mesurable. Par contre pour le TTV on obtient : $V95 = 12.5 \%$ et $D95 = 70.4 \%$. 40 % du volume du TTV reçoit entre 84 % et 109 % de la dose. Une telle irradiation des tissus sains en voie d'entrée n'est pas tolérable.

Pour une augmentation de la taille du spot, seule une dispersion de la dose au delà des limites du CTV est observable. À l'intérieur du CTV, les effets sont très peu visibles et l'irradiation en voie d'entrée ne pose pas de problème.

4.2.2 Résultats

Dans le premier tableau sont présentés les résultats obtenus avec comme seul volume d'intérêt le CTV alors que le second tableau prend en compte le TTV.

grandeur(s) concernée(s)	seuil	DVH du CTV			DVH de l'OAR	
		D95 _{CTV}	V95 _{CTV}	V107 _{CTV}	D05 _{OAR}	V05 _{OAR}
σ_x et σ_y	-45 %	94.8 %	94.64 %	0 %	3 %	0 %
	40 %	98.78 %	99.21 %	0 %	8.07 %	14.5 %
σ_x	-80 %	95.68 %	96.40 %	2.15 %	0.91 %	0 %
	45 %	98.9 %	99.64 %	0 %	8.5 %	16 %

Tab. III. 8. Erreurs de mise en forme faisceau non tolérées par le γ index (volume d'intérêt : CTV).

grandeur(s) concernée(s)	seuil	DVH du TTV		
		D95 _{CTV}	V95 _{CTV}	dose maximale reçue
σ_x et σ_y	-22 %	75.2 %	2 %	98 %
σ_x	-39 %	78.2 %	2 %	97 %

Tab. III. 9. Erreurs de mise en forme faisceau non tolérées par le γ index (volume d'intérêt : TTV).

Afin d'appuyer la méthode, le TTV est également placé aux coordonnées (0, 0, -120) et (0, 0, -180). Quelque soit la position du TTV, si $D95 < 87.1 \%$ et $V95 < 5 \%$ sont choisis comme critères d'acceptabilité, une erreur de -20 % sur σ_x et σ_y et une erreur de -40 % sur σ_x ne peuvent être tolérées. Lors de l'élaboration du cahier des charges, seul le seuil le plus bas est pris en compte. Ainsi doit être détectée une variation de 20 % de la taille du faisceau. Pour un faisceau d'écart-type 3 mm, par exemple, la résolution spatiale sur la mesure de l'écart-type faisceau doit être meilleure que 600 μm .

La linéarité des seuils d'erreurs avec le critère d'acceptabilité est également à noter. La figure III. 33 illustre cette linéarité (volume d'intérêt : le CTV).

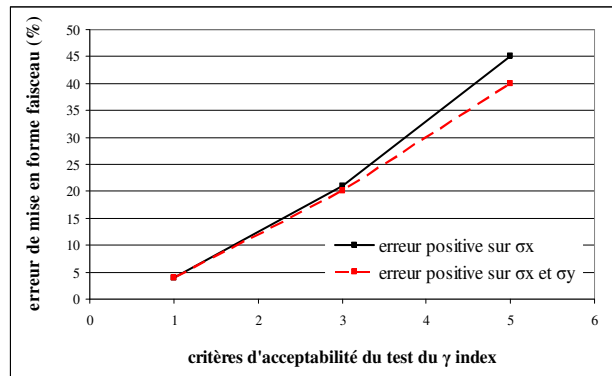


Fig. III. 33. Erreurs de mise en forme faisceau en fonction des critères du γ index.

4.3 Erreur sur les unités moniteurs

Concernant les unités moniteurs, deux erreurs systématiques et une erreur aléatoire ont été traitées. Parmi les erreurs systématiques, une erreur de zéro a d'abord été modélisée. Un décalage négatif ou positif est ajouté à l'intensité faisceau de chaque spot (l'intensité résultante devant toujours être positive) indépendamment de la valeur de cette intensité. Ensuite nous avons étudié une erreur de gain. En chaque spot l'intensité est multipliée par un coefficient d'erreur constant. Concernant l'erreur aléatoire, nous avons ajouté un bruit gaussien. Tout traitement présente un certain bruit qui peut être gênant s'il dépasse un certain seuil. Ce bruit gaussien provient de fluctuations statistiques de courant. L'erreur étant appliquée aléatoirement en chaque point, l'évaluation de l'erreur sur la dose totale n'est pas implicite. Nous avons choisi de déterminer l'impact d'un bruit gaussien d'écart-type donné sur la distribution de dose par la méthode Monte-Carlo. Cette méthode donne accès à l'écart-type des distributions plus facilement qu'un calcul analytique. Étant donné son caractère aléatoire, c'est un phénomène sans seuil. Seuls des niveaux de bruit entraînant une certaine probabilité de ne pas passer le test du γ index peuvent être établis. Les figures III. 34 illustrent ces trois erreurs.

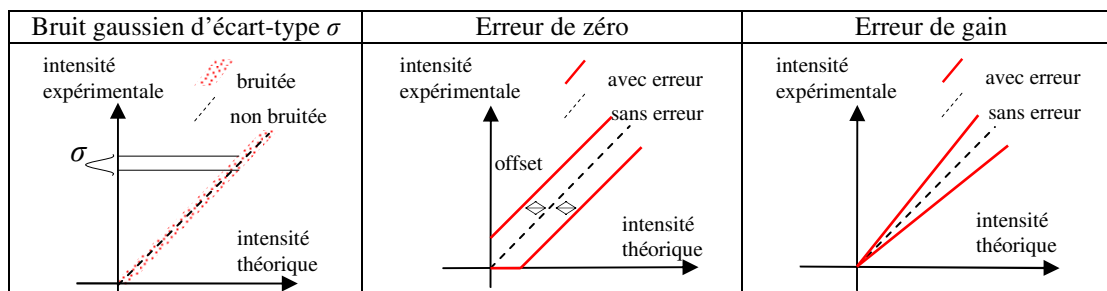


Fig. III. 34. Schéma des différents erreurs sur les UM étudiées.

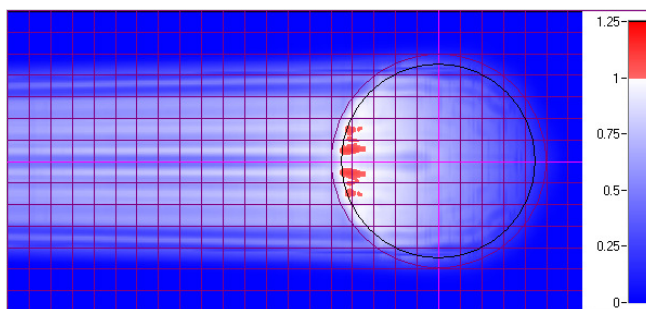
type d'erreur	seuil	DVH du CTV		
		D95 _{CTV}	V95 _{CTV}	V107 _{CTV}
bruit gaussien	$\sigma = 10\%$ (100 % des plans rejetés)	97 %	99.17 %	1.50 %
erreur de zéro	$+3.75 \cdot 10^5$ protons / spot ⁶⁴	99.3 %	100 %	0 %
	$-5 \cdot 10^5$ protons / spot	93.5 %	73.9 %	0 %
erreur de gain	+5 %	102.10 %	100 %	2 %
	-5 %	92.27 %	8.5 %	0 %

 Tab. III. 10. Erreurs sur les UM non tolérées par le γ index.

Les erreurs occasionnées sur l'OAR sont négligeables, c'est pourquoi elles ne sont pas mentionnées dans le tableau III. 10. On remarquera dans ce tableau que le seuil d'une erreur de zéro négative est plus haut que celui d'une erreur de zéro positive car aucun coefficient de fluence erroné négatif n'est pris en compte. Le tableau III. 10 nous permet de conclure concernant les erreurs sur les unités moniteurs non tolérées par le γ index. Le Compass PT doit être capable de mesurer au niveau des unités moniteurs :

- un bruit gaussien d'écart-type supérieur à 10 %,
- une erreur de zéro de plus de $3.75 \cdot 10^5$ protons/spot,
- une erreur de gain dépassant $\pm 5\%$.

Les erreurs de distribution de dose, concernant une erreur de zéro ou de gain sur les UM, se localisent aux endroits où les coefficients de fluence sont les plus faibles, c'est-à-dire sur le plan proximal. On observe parfaitement ce phénomène sur la figure III. 35. Par contre pour un bruit gaussien sur les UM, la disposition des erreurs de distribution est complètement aléatoire. Les images du γ index et les DVHs ne sont donc représentatifs que d'une occurrence de bruit. Pour une valeur de bruit une infinité d'images du γ index et de DVHs sont possibles.


 Fig. III. 35. Image du γ index d'une erreur de zéro de $+3.75 \cdot 10^5$ protons/spot.

⁶⁴ Le nombre de protons par spot est en moyenne de l'ordre de 10^7 (cf. paragraphe III. 2.6).

4.4 Erreur d'énergie

Une défaillance du modulateur qui commande l'énergie reste ponctuelle et ne concerne qu'un plan. Ce plan se trouve alors décalé en profondeur en raison de la variation de parcours. La déflexion d'une particule chargée dans un champ magnétique est intimement liée à sa vitesse. Ainsi pour chaque valeur d'énergie l'opérateur programme une valeur du champ magnétique. Lors d'une erreur sur l'énergie, le champ magnétique n'ayant pas varié, il ne conduit plus à la déflexion voulue. Une erreur d'énergie conduit donc également à une erreur de balayage. Les deux axes de balayage sont affectés de manière identique. La modification n'est pas totalement homothétique car les aimants ne sont pas situés exactement au même endroit sur la ligne faisceau. Des erreurs d'énergie sur différents plans (notamment les plans distal, proximal et médian) sont modélisées.

Remarque : Le détecteur doit être capable de décorrélérer les erreurs dues à une défaillance des aimants et celles dues à une erreur en énergie. L'objectif étant le contrôle de la balistique, si un problème est détecté, l'origine doit être connue pour le résoudre. Or le fait que des erreurs d'énergie, par exemple, soient forcément corrélées à des erreurs géométriques rend l'opération délicate.

Le plan distal étant seul à contribuer à la dose à sa profondeur, une erreur de parcours sur celui-ci devient très vite critique. De très petites erreurs de parcours suffisent à ne pas passer le test du γ index. Par contre aucune erreur sur les DVHs n'est notable. Une erreur de parcours sur le plan proximal a très peu d'incidence sur la distribution de dose totale car ces coefficients de fluence sont très faibles.

plan concerné (profondeur, énergie)	erreur sur le parcours (mm)	parcours (mm)	énergie (MeV)	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
plan distal (248.70 mm, 196.465 MeV)	-2.2	246.50	195.470	-0.277 %
	2	250.70	197.366	0.251 %
plan médian (202.10 mm, 174.462 MeV)	-3	199.10	172.972	-0.464 %
	6	208.10	177.412	0.915 %
plan proximal (152.40 mm, 148.369 MeV)	-10	142.40	142.702	-2.066 %
	9	161.40	153.337	1.785 %

Tab. III. 11. Erreurs sur les parcours non tolérées par le γ index.

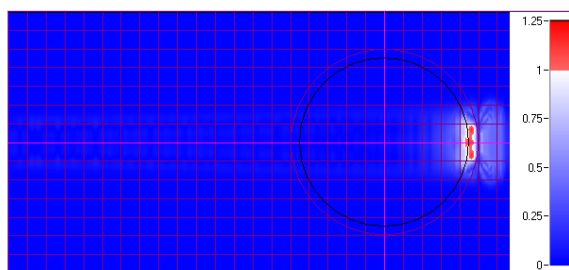


Fig. III. 36. Image du γ index d'une erreur de +2 mm sur le parcours pour le plan distal.

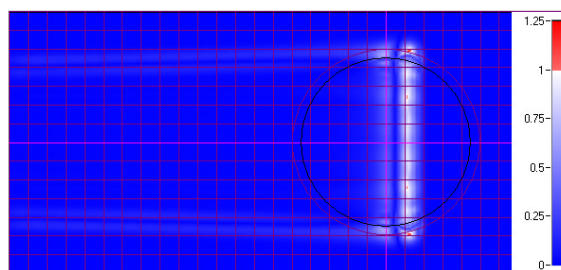
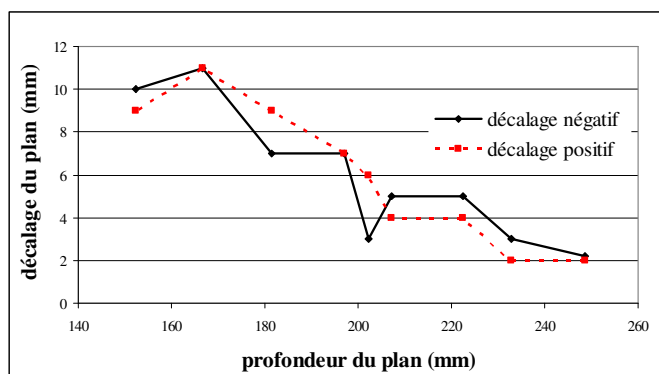


Fig. III. 37. Image du γ index d'une erreur de +6 mm sur le parcours pour le plan proximal.


 Fig. III. 38. Décalages des plans non tolérés par le γ index.

La figure III. 38 montre que plus la profondeur d'un plan est importante plus le traitement est sensible à un décalage de ce plan positif ou négatif. Seul le plan médian ne respecte pas cette loi et présente une sensibilité accrue pour un décalage négatif. En conclusion le Compass PT doit être capable de mesurer une erreur d'environ 5 MeV à 150 MeV et de 1 MeV à 200 MeV.

5 Spécifications du détecteur

Dans cette section les seuils d'erreur de délivrance faisceau, à ne pas dépasser, ont été établis. Le tableau III. 12 illustre la relation liant le courant mesuré i_m lors du contrôle et le courant planifié i_p par le TPS.

élaboration du plan de traitement	délivrance du traitement	contrôle du traitement
TPS	accélérateur & éléments de balayage et mise en forme faisceau	détecteur & électromètre
i_p	$g \cdot i_p + z$	$i_m = G \cdot (g \cdot i_p + z) + Z$

 Tab. III. 12. Courant mesuré i_m en fonction du courant planifié i_p .

Tandis que g et z correspondent au gain et au décalage (zéro) relatifs à la délivrance du traitement, G et Z sont ceux du contrôle. Lors des simulations le contrôle a été supposé idéal ($G = 1$ et $Z = 0$). Gg est le facteur « gain » total et $Gz+Z$ le décalage global.

Nous étudierons les qualités métrologiques requises des structures de mesure de dose puis des structures de mesure segmentées.

5.1 Spécifications des structures de mesure de dose

Les spécifications des structures de mesure de dose sont contraintes par les erreurs sur les UM devant être détectées.

Le faisceau de protons dépose une certaine quantité d'énergie dans les structures de mesure créant ainsi des paires électron-ion. La dose est ensuite déduite de la charge totale mesurée. La quantité de charges créée dans les structures de mesure ne dépend que de la longueur du chemin effectué par les protons. Le faisceau traversant orthogonalement le détecteur, la précision sur l'épaisseur des structures de mesure dicte la précision sur la mesure de dose.

5.1.1 Sensibilité

La sensibilité des structures de mesure de dose est dictée par l'erreur de gain sur les UM devant être détectée. À partir des courbes de linéarité, il est possible d'estimer la sensibilité du dispositif. D'après les simulations, une variation de $\pm 5\%$ sur la charge doit être détectée. Si l'on trace le rapport charge mesurée sur intensité faisceau alors l'écart-type de cette distribution doit être inférieur à 5% .

5.1.2 Justesse

La justesse⁶⁵ [1994-ISO] du détecteur correspond à l'écart entre la moyenne arithmétique d'un grand nombre de mesures et la valeur vraie. Une erreur de justesse se traduit donc par une erreur de zéro faussant systématiquement les mesures par excès ou par défaut.

Un décalage systématique de $\pm 3.75 \cdot 10^5$ protons par spot, introduit lors de la délivrance du traitement, doit être détecté. Les protons déposant le moins d'énergie dans les structures de mesure sont ceux de plus haute énergie (figure I. 2). Calculons la charge créée par un proton de 230 MeV dans une structure de mesure en fonction de son épaisseur. Le pouvoir d'arrêt massique de l'air pour un proton de 230 MeV est d'environ $3.65 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Sachant que la masse volumique de l'air est de $1.204 \cdot 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, un proton de 230 MeV dépose environ 4.38 keV par centimètre d'air traversé. Pour créer une paire électron-ion 33.7 eV sont nécessaires. 130 paires sont donc créées en moyenne dans chaque centimètre d'air traversé. La charge totale mesurée pour un proton de 230 MeV par centimètre d'air est alors de 0.0208 fC.

$$0.0208 \text{ fC} \cdot \text{cm}^{-1} = \frac{3.65 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \times 1.204 \cdot 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}}{33.7 \text{ eV}} \times 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad \text{Eq. III. 23}$$

⁶⁵ Norme ISO 5725-1, Application de la statistique, Exactitude (justesse et fidélité) des résultats et méthodes de mesure, Partie 1 : Principes généraux et définitions, 1994.

$3.75 \cdot 10^5$ protons de 230 MeV déposent environ 7.8 pC par centimètre d'air traversé. Le détecteur doit donc être capable de déceler une erreur de zéro de 7.8 pC par centimètre d'air de gap.

5.1.3 Fidélité

La fidélité⁶⁵, exprimée en termes d'écart-type, définit la dispersion des mesures. La fidélité d'un instrument peut être estimée à partir d'un test de répétabilité ou un test de reproductibilité. La répétabilité est obtenue dans les mêmes conditions : même opérateur, même instrument, même laboratoire et court intervalle de temps. Tandis que la reproductibilité est obtenue dans des conditions différentes. La dispersion des mesures effectuées sous conditions de reproductibilité est donc souvent plus grande que celle des mesures réalisées sous conditions de répétabilité.

Un bruit gaussien d'écart-type 10 % perturbe suffisamment le traitement pour que celui-ci soit rejeté. Pour que l'instrument puisse détecter un tel bruit, son écart-type de répétabilité doit être inférieur à 10 %. Dans notre modèle le volume cible est grand. Environ 3000 spots sont utilisés pour son irradiation. Un tel nombre rend acceptable des bruits gaussien d'écart-type important. En pratique nous préconisons donc un écart-type de répétabilité de 1 %.

5.2 Spécifications des structures de mesure segmentées

5.2.1 Résolution spatiale de la localisation du centroïde faisceau

Une variation de la position du faisceau dans le plan transversal à sa trajectoire peut être due à une erreur de balayage ou d'énergie. Dans un premier temps la précision nécessaire pour déceler un décalage de l'isocentre critique est évaluée. Deux seuils de décalage au niveau de l'entrée patient ont été identifiés : un décalage de 5 mm sur un des axes x ou y et de 4.5 mm sur les deux axes. Le dispositif doit donc être capable de dépister au minimum un décalage de 4.5 mm à l'entrée patient. La contrainte engagée au niveau du détecteur doit être calculée. Pour cela on dispose des positions du détecteur et de l'entrée patient par rapport à la source (figure III. 39).

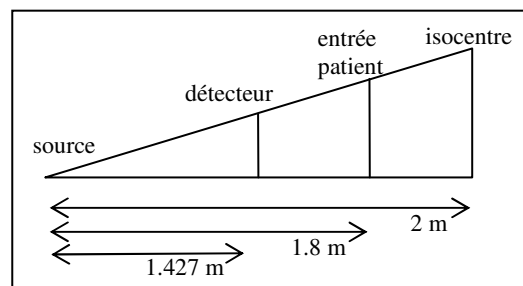


Fig. III. 39. Position du détecteur, de la source, de l'isocentre et de l'entrée patient.

Un décalage de 4.5 mm au niveau de l'entrée patient correspond à un déplacement du spot de 3.57 mm au niveau du détecteur. La résolution spatiale n'est cependant pas dictée par une erreur de positionnement puisque le traitement est beaucoup plus sensible à une erreur de balayage et d'énergie.

Au paragraphe 4.1.2, nous avons mentionné que l'erreur relative sur le champ magnétique était égale à l'erreur relative sur le rayon de courbure au signe près (équation. III. 22). Sachant que les longueurs L et SAD de l'équation III. 15 sont des constantes, l'erreur relative sur la déflexion peut être déduite de l'erreur relative sur B avec l'expression suivante :

$$\frac{\Delta d}{d} = -\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta B}{B} \quad \text{Eq. III. 24}$$

L'erreur relative minimale sur l'un des champs magnétiques, devant être détectée, est évaluée à -4.3 %. Ce seuil correspond donc à une contraction de -4.3 % sur l'un des axes de balayage. Si le pas de balayage est de 5 mm alors une erreur de -215 μm sur le pas va se propager de part et d'autre du spot central (seul spot bien positionné). Pour détecter l'erreur dès le premier spot contigu au spot central la résolution spatiale doit être de 215 μm .

Concernant une erreur d'énergie, il s'avère que déceler une erreur d'énergie par la seule variation de la position des spots dans le plan transversal est difficile à réaliser. Le problème se pose pour une erreur en énergie touchant les plans les plus profonds. Plus un plan est situé en profondeur dans le patient plus sa contribution à la dose sera significative et donc une faible erreur d'énergie sera critique. Alors que pour un plan distal une erreur de seulement 0.9 MeV n'est pas acceptable, pour le plan proximal on peut tolérer jusqu'à 4.97 MeV d'erreur. La construction de la ligne ne permettant pas une erreur de plus de 2 MeV, nul besoin de détecter une erreur supérieure à cette valeur.

D'après la formule III. 21, une erreur de 0.9 MeV sur le plan distal entraîne une erreur relative sur ρ de 0.25 % et sur les axes de balayage d'environ 0.25 %. Pour un pas de balayage de 5 mm, une erreur de 12.5 μm va se propager sur les deux axes. Si l'on veut pouvoir détecter une erreur d'énergie quelque soit le plan affecté la période spatiale des pistes doit être ajustée en conséquence. Dans le chapitre IV l'évolution de la résolution spatiale en fonction de la largeur des pistes sera étudiée.

5.2.2 Résolution spatiale de la mesure des écarts-types faisceau

La mesure des largeurs de distribution du spot faisceau est contrainte par les seuils d'erreur de mise en forme faisceau devant être mesurés. D'après les résultats du paragraphe 4.2.2, le détecteur doit être capable de détecter une variation minimale de 20 % sur l'écart-type faisceau en entrée patient. La taille du spot est supposée ne pas varier entre l'entrée patient et le détecteur. Cette hypothèse est fondée puisque la dispersion naturelle du faisceau sur 40 cm d'air est négligeable. Pour un spot faisceau mesurant 3 mm d'écart-type, la précision sur la mesure des largeurs de distribution doit être de 600 μm . En généralisant à un faisceau quelconque, la précision doit être égale à 20 % de son écart-type.

6 Conclusion

L'objectif est d'élaborer un cahier des charges précis du détecteur souhaité. Cela passe nécessairement par la connaissance des erreurs de délivrance faisceau non acceptables. Nous avons planifié l'irradiation d'une tumeur sphérique de 4.5 cm de rayon centrée à 20 cm en profondeur du patient. Puis à l'aide du test du γ index pour chaque erreur de traitement un seuil a été déterminé. De ces seuils nous avons déterminé les spécifications du dispositif de contrôle faisceau. Ces spécifications sont listées dans le tableau III. 13.

structures de mesure de dose			
seuil d'erreur non toléré par le γ index concernant les unités moniteurs (au niveau de l'entrée patient)		spécifications du détecteur	
bruit gaussien d'écart-type σ	$\sigma = 10 \%$	écart-type relatif de répétabilité	1 % _{rms}
erreur de gain	$\pm 5 \%$	sensibilité de la mesure de dose	meilleure que 5 %
erreur de zéro	$\pm 3.75 \cdot 10^5$ protons/ spot	justesse	meilleure que 7.8 pC par centimètre d'air de gap
structures de mesure segmentées			
seuil d'erreur non toléré par le γ index (au niveau de l'entrée patient)		spécifications du détecteur	
erreur de balayage	$\pm 4.3 \%$ sur $\frac{\Delta B}{B} \Big _{x/y}$	résolution spatiale sur la localisation du centroïde faisceau	meilleure que 4.3 % du pas de balayage pour une erreur de balayage
erreur d'énergie	0.9 MeV à 200 MeV (2 mm sur le parcours)		meilleure que 0.25 % du pas de balayage pour une erreur d'énergie
erreur de mise en forme faisceau	$\pm 20 \%$ sur les écarts-types σ_x et σ_y du faisceau	résolution spatiale sur la mesure des écarts-types faisceau	meilleure que 20 % de l'écart-type faisceau

Tab. III. 13. Spécifications du dispositif Compass PT.

Chapitre IV

Conception du dispositif de contrôle faisceau Compass PT

Le nouveau mode de traitement IBA PBS nécessitant une unité moniteur spécifique, la société a fait appel au groupe applications médicales du LPC Caen pour son expérience en instrumentation médicale. Le laboratoire a alors développé, en collaboration avec IBA, une chambre d'ionisation moniteur IC2/3 destinée à équiper la tête d'irradiation universelle IBA dédiée au PBS. Ce détecteur, intégré à l'accélérateur, vérifie que la fluence particulière reste conforme à celle planifiée. Utilisé comme moniteur, il doit détecter et prévenir les défaillances machine et ainsi améliorer le contrôle sécurité.

En plus des moniteurs, des détecteurs de contrôle qualité sont aujourd'hui envisagés pour accroître le niveau de précision des traitements administrés. Externes à l'accélérateur, ces détecteurs permettent une reconstruction dosimétrique tridimensionnelle dans l'anatomie du patient à chaque étape du traitement. Le Compass®, développé par IBA Dosimetry et RaySearch Laboratories pour la radiothérapie X, est un exemple de dispositif de contrôle qualité. Dans un premier temps une série de données tomodensitométriques du patient est importée dans l'espace de travail Compass®. Ensuite une chambre d'ionisation à pixels d'IBA mesure en ligne la fluence particulière délivrée. En combinant les informations de la tomodensitométrie et les mesures du détecteur, une reconstruction de la distribution de dose en 3D dans le patient pendant toute la durée du traitement est réalisée. Les DVHs et les diffusions 3D planifiés par le logiciel de planification de traitement sont enfin comparés à ceux reconstruits par Compass®. Si ce système fonctionne parfaitement en radiothérapie conventionnelle, il ne peut pas être installé en ligne en protonthérapie à cause de son épaisseur équivalent-eau trop élevée. En effet celle-ci mesurant 4 mm conduirait à une dispersion latérale du faisceau supérieure à la limite du cahier des charges de la protonthérapie. Nous cherchons donc à adapter le concept du Compass® à la protonthérapie en nous inspirant de l'unité moniteur IC2/3 tout en respectant le cahier des charges élaboré au chapitre III.

Dans ce chapitre les différents points technologiques du Compass PT seront étudiés. Le choix de ces points doit résulter d'une étude rigoureuse car ils ont une influence directe sur les mesures et leurs incertitudes. Afin d'obtenir un détecteur performant, des simulations, des modèles théoriques et des expériences ont été mis à profit. Nous avons par exemple exploité l'étude complète réalisée pour mesurer les performances d'IC2/3 sous faisceau de protons balayés. Simulations numériques et observations expérimentales sont combinées dans cette étude.

1 Structure générale

Une chambre d'ionisation est essentiellement constituée d'électrodes. Leur composition et leur disposition constituent donc les deux premiers points à définir. Les électrodes du moniteur IC2/3 sont des films de Mylar tendus sur des cadres d'époxy. Ayant choisi de nous inspirer de ce moniteur, nous optons pour des électrodes planes parallèles constituées de films de Mylar.

L'épaisseur équivalent-eau du dispositif dépend de la composition des électrodes, de leur épaisseur et de leur nombre. Cette épaisseur est limitée par la dispersion angulaire maximale tolérée que le dispositif provoque sur le faisceau. Le premier point de cette étude est donc l'épaisseur équivalent-eau du Compass PT. La disposition des films est dictée, quant à elle, principalement par leurs potentielles déformations. Une disposition minimisant les déformations des structures de mesure doit être trouvée. Cette recherche constitue donc le second point de cette étude.

1.1 Épaisseur équivalent-eau

La réussite d'un traitement implique la vérification permanente de la bonne adéquation des doses délivrées avec les doses prévues pour le traitement. Le dispositif doit donc effectuer des mesures en temps réel et être placé juste avant le patient sur la ligne faisceau. Mais une telle position implique que le détecteur ne perturbe pas le faisceau. Une des principales perturbations pouvant être provoquée par un détecteur sur le faisceau est une dispersion angulaire. Lorsqu'une particule chargée traverse la matière, elle est soumise à de multiples collisions avec les charges du milieu. Ce sont principalement les collisions avec les noyaux du milieu dont la charge est plus ou moins masquée par le cortège électronique qui induisent l'élargissement du faisceau. À chaque choc la particule incidente est légèrement déviée par rapport à sa direction incidente. À la sortie, sa trajectoire se trouve décalée d'un angle θ . Le processus de diffusion multiple⁶⁶ [1973-CAR], somme de ces collisions indépendantes, peut être globalement vu comme une marche aléatoire qui a pour effet l'élargissement du faisceau.

La dispersion angulaire provoquée par l'unité moniteur IC2/3 sur le faisceau a été mesurée lors de la caractérisation d'IC2/3. Nous avons estimé que la dispersion angulaire d'un faisceau de protons de 230 MeV traversant le dispositif puis 132 cm d'air était de 1.15 mrad_{rms} (cf. II. 6.7). Dans un premier temps, nous comparerons ces résultats expérimentaux avec la théorie de Molière puis avec un code de simulation.

⁶⁶ J. Carlsson et K. Rosander, *Effects of Multiple Scattering on Proton Beams in Radiotherapy*, Phys. Med. Biol., vol. 18, no 5, p. 633-640, 1973.

1.1.1 Théorie de Molière

La théorie de Molière⁶⁷ [1953-BET] décrit la distribution de l'angle de déviation θ due à la diffusion coulombienne à condition que la probabilité de voir la particule incidente déviée d'un grand angle puisse être négligée. Cette distribution est approximativement gaussienne, centrée en zéro et d'écart-type σ_θ . L'écart-type de la distribution des angles observés en sortie de la cible correspond à la dispersion angulaire. L'équation. IV. 1 correspond à une approximation gaussienne de la théorie de Molière proposée par V. L. Highland en 1975⁶⁸ [1996-BAR][1975-HIG].

$$\sigma_\theta = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{l}{l_0}} (1 + 0.038 \ln(l/l_0)) \quad \text{Eq. IV. 1}$$

- p est l'impulsion de la particule.
- βc est la vitesse de la particule ($\beta c p$ en MeV).
- z est le numéro atomique de la particule.
- l est la longueur traversée par la particule dans la cible.
- l_0 est la longueur de radiation du matériau traversé (pour l'eau l_0 vaut 36.08 cm).

D'après la formule de Highland, la dispersion angulaire d'un faisceau de protons de 230 MeV traversant le moniteur IC2/3 vaut 0.959 mrad_{rms}. Pour évaluer la dispersion angulaire provoquée par les 132 cm d'air avec la théorie de Molière, il faut intégrer cette dispersion sur le trajet effectué.

1.1.2 Simulation avec TRIM

Une évaluation de la dispersion en angle provoquée par IC2/3 est également réalisée avec le logiciel TRIM. On modélise dans un premier temps l'unité moniteur et les 132 cm d'air séparant les deux prototypes. Ensuite on génère un faisceau de protons mono-énergétique traversant ce système. Pour chaque particule traversant le système nous disposons de ses coordonnées (x, y, z) et des projections de sa trajectoire $(\cos(\theta_x), \cos(\theta_y), \cos(\theta_z))$. La valeur nous intéressant correspond à θ_x . Or la précision des valeurs $\cos(\theta_x)$ ne permet pas d'inverser le cosinus pour remonter à l'angle. On calcule θ_x à l'aide des valeurs beaucoup plus différenciées $\cos(\theta_y)$ et $\cos(\theta_z)$.

$$\theta_x = \arccos \sqrt{1 - \cos^2(\theta_y) - \cos^2(\theta_z)} \quad \text{Eq. IV. 2}$$

Remarque : θ_y correspond à l'angle entre la trajectoire de la particule et l'axe des y .

⁶⁷ H. A. Bethe, *Moliere's theory of multiple scattering*, Phys. Rev., vol. 89, no 6, p. 1256, 1953.

⁶⁸ Formule de Highland obtenue à partir d'un ajustement de la distribution de Molière. V. L. Highland, *Some practical remarks on multiple scattering*, Nucl. Instrum. Methods, vol. 129, p. 497, 1975. Formule reprise par R. M. Barnett et al, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev., vol. 54, p. 134, 1996.

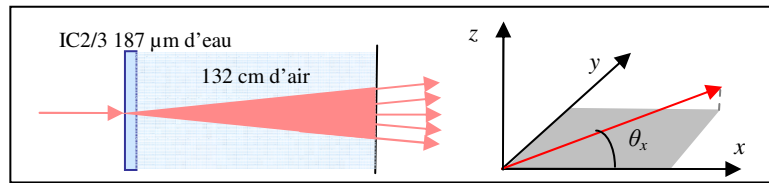


Fig. IV. 1. Modélisation avec TRIM de la mesure expérimentale de la dispersion angulaire.

Une fois θ_x obtenu pour chaque particule en sortie de la chambre, l'écart-type de la distribution, correspondant à la dispersion angulaire du faisceau, est calculé. La figure IV. 2 montre les valeurs de dispersion angulaire obtenues pour plusieurs valeurs d'énergie.

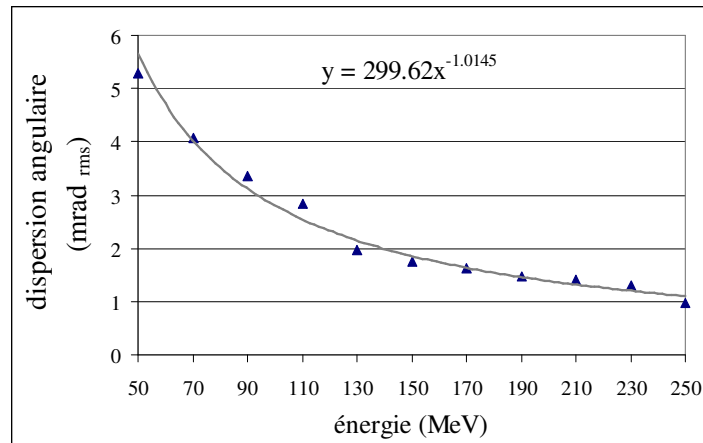


Fig. IV. 2. Résultats de la modélisation avec TRIM.

D'après l'ajustement puissance de la figure IV. 2, la dispersion angulaire d'un faisceau de protons de 230 MeV après traversée d'IC2/3 et de 132 cm d'air est de 1.20 mrad_{rms}.

1.1.3 Conclusion

Pour qu'un détecteur soit conforme au cahier des charges des faisceaux de protons balayés la dispersion angulaire provoquée par le détecteur ne doit pas dépasser 1.25 mrad_{rms}. L'écart type additionnel à 230 MeV provoquée par le dispositif IC2/3 et les 132 cm d'air entre les deux prototypes a été évalué expérimentalement à 1.15 mrad_{rms}. Le logiciel TRIM surestime légèrement cette dispersion angulaire en l'évaluant à 1.20 mrad_{rms}. Cet écart entre l'expérience et la simulation est cependant discutable. En effet le modèle suppose que le faisceau est focalisé à l'infini or en pratique le faisceau est focalisé à l'isocentre. Les variations de la taille du spot dues à la focalisation doivent être décorréliées de celles dues au phénomène de diffusion multiple.

Si l'on minimise l'épaisseur équivalent-eau du Compass PT de manière à obtenir une épaisseur similaire de celle d'IC2/3, le cahier des charges de la protonthérapie devrait être respecté.

1.2 Contraintes mécaniques

Si on se réfère au paragraphe I. 3, la mesure de la distribution spatiale de dose passe nécessairement par l'acquisition des données tomodensitométriques du patient et la mesure :

- des coordonnées (x_0, y_0) du centroïde faisceau,
- des écarts-types σ_x et σ_y du spot faisceau,
- du nombre de protons N ,
- de l'énergie E des protons.

Il est impératif que la mesure de ces informations soit indépendante de la position d'entrée du faisceau dans le détecteur. La réponse du détecteur doit être uniforme sur la totalité de sa surface. Ce qui implique que les électrodes ne se déforment pas. La pression électrostatique, la force gravitationnelle ou encore la pression acoustique peuvent solliciter les films de Mylar les contraignant à se déformer. Ces trois contraintes mécaniques ont été étudiées lors de la conception du moniteur IC2/3. Une disposition des électrodes minimisant les déformations a alors été proposée.

1.2.1 Recommandations

Les déformations sous l'effet de la force gravitationnelle et de la pression acoustique sont négligeables devant celles causées par les forces électrostatiques qui s'exercent au sein du détecteur. Pour limiter ces déformations nous sommes parvenus à un certain nombre de recommandations.

La première concerne l'épaisseur des films. Le choix de films fins permet de minimiser l'épaisseur équivalent-eau d'une part mais également de limiter leur déflexion électrostatique. Nous avons vu qu'il est plus facile d'étirer un film de Mylar fin que de le défléchir. Une épaisseur de $2.5 \mu\text{m}$ est donc recommandée.

Il est ensuite fortement préconisé de symétriser la distribution de potentiel. L'équilibre des pressions électrostatiques minimise les déformations. Pour réaliser cette symétrie trois points ont été mis en évidence :

- Un film central doit être ajouté pour symétriser la distribution du potentiel.
- Un film fin doit être placé avant chaque film externe (au même potentiel que le film externe) pour amortir la pression électrostatique forte que les films externes exercent sur leurs films voisins.
- Les structures de mesure de dose doivent être placées au centre du détecteur pour assurer une incertitude minimale sur la mesure de dose.

2 Structures de mesure de dose

Le dispositif doit fournir une mesure de la charge répétable, indépendante de la tension de polarisation et linéaire en fonction de l'intensité faisceau. Ce n'est qu'à cette condition que la charge mesurée peut être considérée « digne de confiance ». Ce paragraphe est consacré à ces trois propriétés indispensables à toute mesure de dose.

2.1 Répétabilité

Lors d'un test de répétabilité, l'accord entre les résultats de mesures successives est analysé. Contrairement à la reproductibilité ce sont les caractéristiques intrinsèques du détecteur qui sont étudiées. Au chapitre III, nous avons établi que le Compass PT devait présenter un écart-type relatif de répétabilité de 1 %_{rms}. Au regard des résultats obtenus avec IC2/3 en termes de répétabilité (écart-type de répétabilité de 0.6 %_{rms}), le Compass PT devrait respecter le cahier des charges si ses structures de mesure sont semblables à celles d'IC2/3.

2.2 Efficacité de collection de charges

L'efficacité de collection d'une chambre d'ionisation est la probabilité qu'une paire électron-ion créée dans l'enceinte soit recueillie par les électrodes et donne lieu à un signal électronique. Un champ électrique trop faible ne parvient pas à séparer efficacement les charges créées lors de l'ionisation du gaz par les protons. Celles-ci se recombinent avant d'atteindre les électrodes de collection. La charge mesurée est, dans ce cas, inférieure à la charge d'ionisation. *A contrario* lorsque la tension de polarisation est suffisamment élevée, on parle de régime saturé, toutes les charges créées sont collectées. La charge mesurée reflète la charge d'ionisation. Le cahier des charges de la protonthérapie impose une efficacité de collection de plus de 99.5 %. La tension de polarisation minimale pour atteindre ce taux de collection doit donc être déterminée.

Lors de la phase de validation d'IC2/3, nous avons vu qu'une tension de 1200 V, en condition faisceau standard, suffisait à assurer une efficacité de collection conforme au cahier des charges. Si les structures de mesure du Compass sont proches de celles d'IC2/3 *a priori* la tension de fonctionnement devrait être la même. Des courbes de saturation devront être cependant réalisées avec le Compass PT.

2.3 Linéarité

Le but du test de linéarité est de s'assurer que la relation qui lie l'intensité faisceau et la charge mesurée est constante quelle que soit l'intensité faisceau. Pour mesurer la linéarité des structures de mesure de dose, on doit donc faire varier l'intensité faisceau tout en maintenant le temps d'intégration constant. Au chapitre III nous avons démontré que la sensibilité de la mesure de dose du Compass PT devait être meilleure que 5 %.

Si les structures de mesure du Compass PT sont similaires à celles d'IC2/3, le cahier des charges établi au chapitre III sera respecté en termes de linéarité.

3 Structures de mesure segmentées

Le dispositif Compass PT doit mesurer précisément les caractéristiques géométriques du faisceau dans le plan perpendiculaire à sa trajectoire. La résolution spatiale d'un détecteur est la capacité à distinguer de faibles écarts de position ou de taille faisceau. D'après le cahier des charges établi au chapitre III, la résolution spatiale doit être meilleure que 0.25 % du pas de balayage. Toutefois cette valeur a été calculée dans la perspective d'un dispositif capable de prévenir à la fois une erreur de balayage et une erreur d'énergie. Si l'on se contente de détecter une erreur de balayage alors la résolution spatiale doit être meilleure que 4.12 % du pas de balayage.

Dans un premier temps le centroïde du faisceau doit être localisé. Cette localisation peut être réalisée à l'aide de pistes verticales et horizontales à l'image du moniteur IC2/3. Ensuite une mesure des largeurs de distribution du faisceau, réalisable également avec des pistes verticales et horizontales, doit être effectuée. Le choix de la largeur des pistes n'est pas intuitif et demande à être étudié. Nous avons effectué une modélisation afin de déterminer la largeur de piste répondant aux spécifications. Nous comparerons ensuite les résultats obtenus aux mesures effectuées avec les structures de mesure segmentées d'IC2/3.

3.1 Modélisation pour la détermination de la largeur optimale des pistes

La largeur des pistes par rapport à la taille du faisceau doit être suffisamment petite pour que plusieurs pistes mesurent une charge significative. Si les pistes sont trop larges par rapport au faisceau, il ne sera intercepté que par une piste. La position du centroïde sera alors celle du centre de cette piste. Plus le nombre de pistes interceptant le faisceau est grand, meilleure est la précision sur la localisation. Le même problème se pose quant à la mesure de la taille du faisceau. La reconstruction du profil est d'autant plus fidèle à la réalité qu'elle est effectuée à partir de l'information d'un grand nombre de pistes.

Un calcul de la position du centroïde par moyenne pondérée sur la mesure des différentes pistes est envisageable. Concernant les largeurs de distribution du faisceau, leur mesure est beaucoup plus délicate. En effet la mesure des pistes ne reflète pas le profil du faisceau a proprement dit mais l'intégrale sur chaque piste de ce profil. Chaque piste mesure la charge portée par la portion du faisceau qu'elle intercepte (cf. figure II. 23). Dans le plan (x, y) le faisceau est gaussien. Les pistes interceptant donc une fraction de l'intégrale d'une gaussienne, seul un ajustement permet une reconstruction exacte du profil du faisceau. Un ajustement a toutefois l'inconvénient d'être coûteux en temps. En pratique les calculs doivent être effectués en moins de 500 μ s. Un calcul de l'écart-type pondéré est, quant à lui, inexact mais à l'avantage d'être rapide.

Une modélisation Monte-Carlo est réalisée pour cette étude. Nous allons dans un premier temps déterminer la largeur des pistes, en fonction de la taille du faisceau, permettant d'obtenir une précision de 1 % sur la mesure des caractéristiques géométriques du faisceau pour les deux techniques de calcul. Ensuite nous étudierons la possibilité de concilier les deux techniques.

3.1.1 Description de la modélisation

Le faisceau est modélisé par une distribution normale centrée en x_0 et d'écart-type s . Quinze pistes, numérotées de -7 à 7 et de largeur w égale à 1 (période spatiale des pistes), sont simulées. La piste centrale est centrée à l'origine et s'étend de -0.5 à 0.5. Chaque piste mesure l'intégrale de la portion du spot faisceau qu'elle intercepte. Cette intégrale est calculée par la méthode d'intégration approchée dite des trapèzes. À partir des mesures des pistes, un calcul de la position du centroïde faisceau par moyenne pondérée est comparé à un calcul via un ajustement de fonctions d'erreurs. La comparaison est également réalisée concernant l'écart-type faisceau. La position du centroïde et l'écart-type pondérés s'obtiennent d'après les deux formules ci-dessous :

$$x0_{\text{exp}} = \frac{\sum x_i m_i}{\sum m_i} \quad \text{Eq. IV. 3}$$

$$s_{\text{exp}} = \sqrt{\frac{\sum m_i (x_i - x0_{\text{exp}})^2}{\sum m_i}} \quad \text{Eq. IV. 4}$$

Tandis que l'expression de l'ajustement est la suivante :

$$fit = h_{fit} \left(erf \left(\frac{x + 0.5 - x0_{fit}}{s_{fit} \sqrt{2}} \right) - erf \left(\frac{x - 0.5 - x0_{fit}}{s_{fit} \sqrt{2}} \right) \right) \quad \text{Eq. IV. 5}$$

Avec la fonction $erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$

- m_i est la charge mesurée par la piste i .
- x_i est la position centrale de la piste i .
- $x0_{\text{exp}}$ est la position du centroïde faisceau obtenue par moyenne pondérée.
- s_{exp} est l'écart-type pondéré.
- $x0_{fit}$ est la position du centroïde faisceau calculée à partir de l'ajustement.
- s_{fit} est l'écart-type calculé à partir de l'ajustement.
- h_{fit} est la hauteur de la courbe ajustée.

Un solveur est utilisé pour trouver les coefficients h_{fit} , s_{fit} et $x0_{fit}$. Ce solveur minimise au sens des moindres carrés la norme de l'erreur quadratique entre les mesures des pistes et l'ajustement. L'ajustement des paramètres de la fonction fit , permet à celle-ci de se rapprocher au mieux des mesures des pistes. Les caractéristiques du moteur d'optimisation sont modifiées tel que le nombre d'itérations maximal est fixé à 10000 et le critère de convergence à 10^{-5} . L'algorithme de Levenberg-Marquardt est choisi pour optimiser la recherche.

La figure IV. 3 illustre la distribution normale modélisée du faisceau, les mesures des pistes correspondant à celle-ci et l'ajustement obtenu à partir des mesures des pistes.

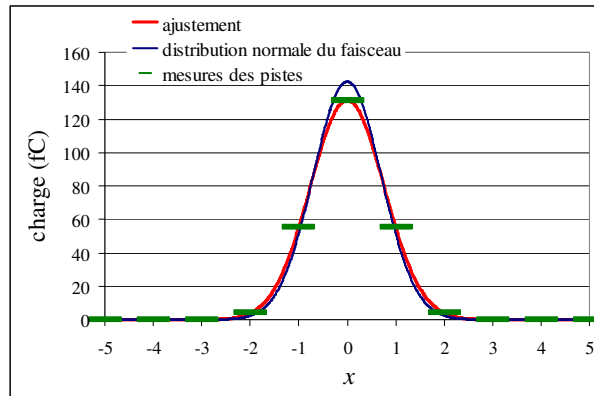


Fig. IV. 3. Résultats d'un ajustement à partir de la mesure des pistes.

3.1.2 Ajout d'un bruit

En pratique les mesures des pistes sont bruitées et le calcul de la position du centroïde et des largeurs de distribution s'en trouve perturbé. Deux sources de bruit doivent être prises en compte dans la modélisation : le bruit sur le nombre de protons incidents et le bruit électronique. Le bruit sur le nombre de protons est négligeable devant la charge mesurée. En effet la statistique d'arrivée des protons est poissonnienne. Lorsque l'on attend N protons par intervalle de temps, la valeur moyenne observée est N et sa fluctuation autour de cette valeur moyenne vaut \sqrt{N} . Sur un temps d'intégration d'une milliseconde, il y a environ 10^7 protons incidents et chaque proton crée environ 200 paires électron-ion dans un gap de 1 cm d'air (pour la gamme d'énergie utilisée). On obtient alors un bruit sur le nombre de protons incidents de 100 fC pour une charge mesurée de 320 pC (0.03 % de bruit).

Nous avons volontairement choisi de modéliser une charge mesurée très faible, 250 fC, pour traiter le pire des cas. En pratique la charge mesurée est de l'ordre de la centaine de picocoulombs. Concernant le bruit électronique, il est lié aux électromètres. Pour une charge totale mesurée de 250 fC, le bruit électronique vaut environ $5 \text{ fC}_{\text{rms}}$. Au regard du rapport bruit sur signal, le bruit électronique ne peut être négligé devant la charge mesurée et doit être pris en compte dans la modélisation.

Pour modéliser le bruitage des pistes, un vecteur de quinze éléments est créé. Ces éléments sont générés aléatoirement selon une loi normale centrée d'écart-type $5 \text{ fC}_{\text{rms}}$. À chaque mesure de piste est ajouté un des éléments de ce vecteur. La démarche est répétée mille fois et s_{exp} , $x0_{exp}$, s_{fit} et $x0_{fit}$ sont relevés pour chaque itération. Le générateur de nombre aléatoire est initialisé à chaque itération. Ensuite les histogrammes des distributions obtenues sont générés. La moyenne et l'écart-type de chaque histogramme sont calculés. Pour chaque couple $(x0, s)$, on dispose donc de la moyenne et de l'écart-type des distributions s_{exp} , $x0_{exp}$, s_{fit} et $x0_{fit}$.

3.1.3 Mesure de la position du centroïde faisceau

L'erreur effectuée sur la position du centroïde faisceau correspond à l'écart entre la position mesurée et la valeur vraie rapportée à la largeur de piste. Son expression est la suivante :

$$\frac{|x0_{mesuré} - x0|}{w} \quad \text{Eq. IV. 6}$$

L'objectif est de déterminer l'erreur réalisée sur la mesure de la position du centroïde faisceau en fonction de cette position et du rapport s/w ⁶⁹. On fait donc varier x_0 pour plusieurs valeurs de s/w fixées. Puis l'erreur commise sur la position est évaluée pour les deux méthodes de calcul. Sur les figures IV. 4 et 5 l'axe des abscisses est restreint à $[-0.5, 0]$ pour des raisons de symétrie. En effet les erreurs sont de signe opposé mais identiques en valeur absolue sur $[0, 0.5]$.

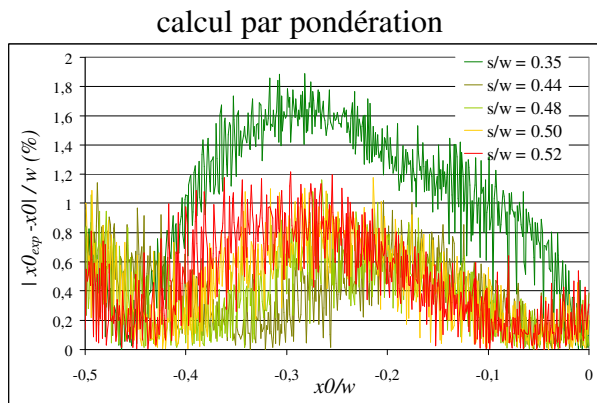


Fig. IV. 4. Incertitude relative du calcul par moyenne pondérée de la position du centroïde.

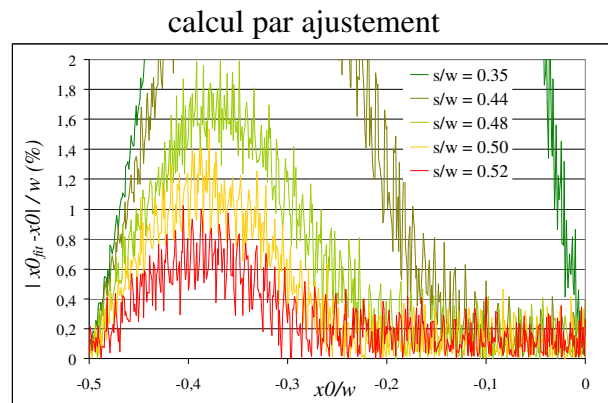


Fig. IV. 5. Incertitude relative du calcul par ajustement de la position du centroïde.

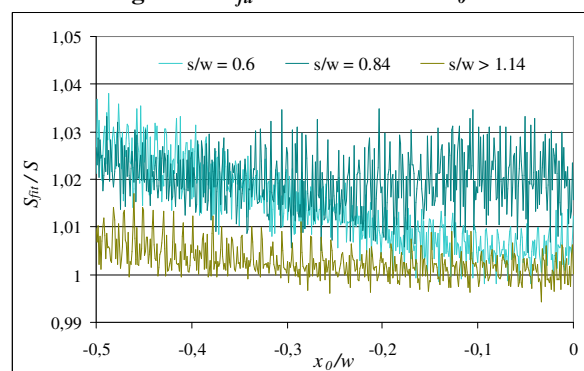
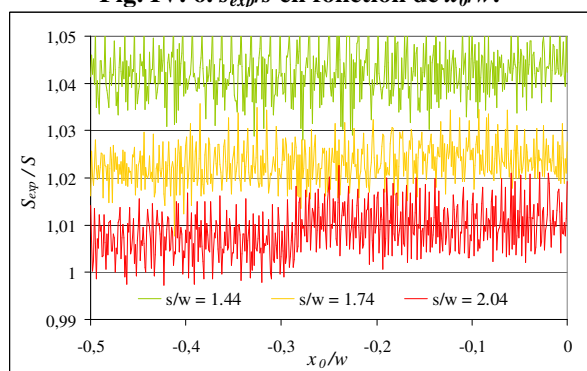
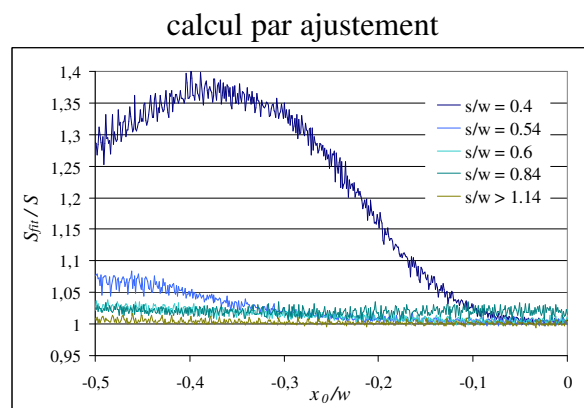
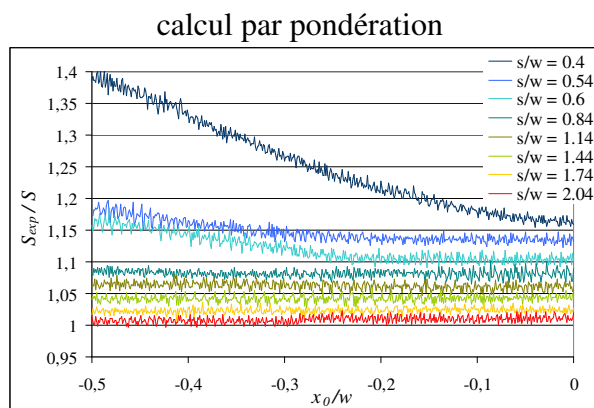
On constate sur la figure IV. 4 que la largeur de piste doit mesurer au maximum 2.27 fois l'écart-type faisceau ($s/w \geq 0.44$) pour que le calcul par moyenne pondérée de la position du centroïde présente une incertitude inférieure à 1 % de la largeur de piste. Le calcul par ajustement (figure IV. 5), quant à lui, s'effectue avec une précision supérieure à 1 % de la largeur de piste à condition que la largeur de piste mesure moins de 1.92 fois l'écart-type faisceau ($s/w \geq 0.52$). Concernant la localisation du faisceau, la méthode de calcul par ajustement est donc plus contraignante pour la largeur de piste que celle par moyenne pondérée.

Remarque : On observe qu'un calcul pondéré de la position du centroïde donne de meilleurs résultats qu'un calcul par ajustement. Nous avons ici modélisé un rapport signal sur bruit très faible. En pratique la charge mesurée est beaucoup plus élevée ce qui améliore considérablement le rapport signal sur bruit. Si l'on réitère la simulation sans bruit, le calcul par ajustement de la position du centroïde devient cette fois beaucoup plus avantageux. Le cas réaliste est donc un intermédiaire entre le modèle avec bruit et le modèle sans bruit.

⁶⁹ Le rapport s/w est pris à chaque fois comme variable. s correspond à l'écart-type faisceau modélisé et w à la largeur de piste.

3.1.4 Mesure de l'écart-type faisceau

Le but est maintenant de déterminer l'erreur réalisée sur la mesure de l'écart-type faisceau en fonction de la position du faisceau et du rapport s/w . Les deux méthodes de calcul sont encore comparées. Lors du calcul de l'écart-type faisceau, toutes les pistes ne sont pas comptabilisées. Certaines pistes, éloignées de la position faisceau, peuvent avoir des poids dus au bruit seul, entraînant des erreurs notables sur le calcul de l'écart-type. Pour éviter cela, seules les pistes mesurant plus de 5 % de la charge maximale mesurée et contiguës sont prises en compte.



On observe sur les figures IV. 6 et 7 qu'à partir d'une certaine valeur de s/w , la position du faisceau n'a plus d'influence sur le calcul de l'écart-type faisceau quelle que soit la méthode employée. Cette valeur se situe aux alentours de 0.6 pour le calcul par ajustement et 0.8 pour le calcul par pondération. La figure IV. 8 montre que l'écart-type pondéré surestime l'écart-type faisceau jusqu'à des rapports s/w élevés. Ce n'est qu'à partir d'une largeur de piste mesurant moins de la moitié de l'écart-type faisceau ($s/w > 2.04$) que l'écart-type est obtenu avec une incertitude inférieure au pourcent. Concernant l'écart-type ajusté, il approche l'écart-type faisceau à mieux que le pourcent dès que la largeur de piste mesure moins de 0.87 fois l'écart-type faisceau ($s/w > 1.14$) (figure IV. 9).

Puisqu'à partir d'un rapport s/w de 0.8 l'écart-type pondéré ne dépend plus de la position du faisceau, une correction *a posteriori* de l'écart-type pondéré est envisagée. Cette correction n'est efficace que pour s/w compris entre 0.8 et 2.2.

Le rapport s_{exp}/s corrigé est obtenu d'après la formule suivante :

$$\frac{s_{exp}}{s} \Big|_{\text{corrigé}} \left(\Leftrightarrow \frac{s}{w} \geq 0.8 \right) = \frac{s_{exp}}{s} + 0.063 \frac{s}{w} - 0.1391 \quad \text{Eq. IV. 7}$$

La figure IV. 10 montre l'écart-type pondéré avant correction, surestimant largement l'écart-type faisceau, et après correction.

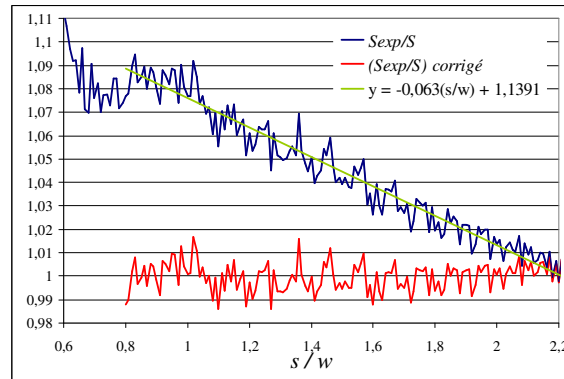


Fig. IV. 10. Correction de s_{exp}/s en fonction de s/w .

3.1.5 Conclusions de la modélisation

Le tableau IV. 1 indique la largeur de piste maximale permettant d'obtenir une incertitude de 1 % sur la mesure du centroïde et des largeurs de distribution du faisceau en fonction de la méthode employée. Les résultats du modèle sans bruit, peu réaliste, sont indiqués à titre d'information.

	largeur de piste tolérée pour tout x_0		
	modèle avec bruit		modèle sans bruit
	$\frac{ x_{0mesuré} - x_0 }{w} \leq 1\%$	$\frac{ S_{mesuré} - S }{S} \leq 1\%$	$\frac{ S_{mesuré} - S }{S} \leq 1\%$
calcul pondéré sans correction	2.27s	0.49s	0.51s
calcul pondéré avec correction		1.25s	2s
calcul par ajustement	1.92s	0.87s	5.26s

Tab. IV. 1. Largeur de piste tolérée en fonction de la méthode employée.

Avec un calcul par ajustement des caractéristiques du faisceau, la largeur de piste doit mesurer au maximum 0.87 fois l'écart-type faisceau pour être conforme au cahier des charges de la protonthérapie. Pour obtenir les mêmes résultats avec un calcul pondéré, la largeur de piste ne doit pas dépasser la moitié de l'écart-type faisceau. Une correction *a posteriori* permettrait toutefois d'augmenter ce maximum à 1.25. Dans ce cas le calcul pondéré deviendrait plus avantageux que le calcul par ajustement.

3.2 Confrontation du modèle avec la mesure expérimentale de la résolution spatiale d'IC2/3

Nous pouvons maintenant confronter les résultats obtenus en termes de résolution spatiale lors de la caractérisation d'IC2/3 avec les résultats du modèle. Lors des tests réalisés avec IC2/3 nous avons employé un calcul par ajustement des caractéristiques du faisceau. Le tableau IV 2 récapitule l'ensemble des résultats.

résolution spatiale de l'unité moniteur IC2/3			
largeur de piste w		1.47s ($s/w = 0.68$)	
incertitude sur la mesure de la position du centroïde faisceau		0.4 % _{rms}	
incertitude sur la mesure de l'écart-type faisceau		faisceau fixe	faisceau balayé
	avec ajustement	0.35 % _{rms}	1.03 % _{rms}
	sans ajustement	0.25 % _{rms}	1.06 % _{rms}

Tab. IV. 2. Résultats de la mesure expérimentale de la résolution spatiale d'IC2/3 (cf. paragraphe II. 9).

D'après notre modèle avec une largeur de piste mesurant 1.47 fois l'écart-type faisceau, la localisation du faisceau s'effectue à mieux que le pourcent de la largeur de piste, peu importe la méthode de calcul employée. Les tests réalisés avec IC2/3 le confirment. Concernant la mesure de l'écart-type faisceau, d'après le modèle, les pistes sont trop larges pour obtenir moins de 1 % d'incertitude avec ou sans ajustement. Le modèle doit être comparé à l'expérience réalisée en faisceau balayé puisque les résultats obtenus s'appliquent quelque soit la position du spot. La figure IV. 11 permet de comparer l'incertitude relative sur la mesure de l'écart-type faisceau⁷⁰ du moniteur IC2/3 avec celle prévue par le modèle.

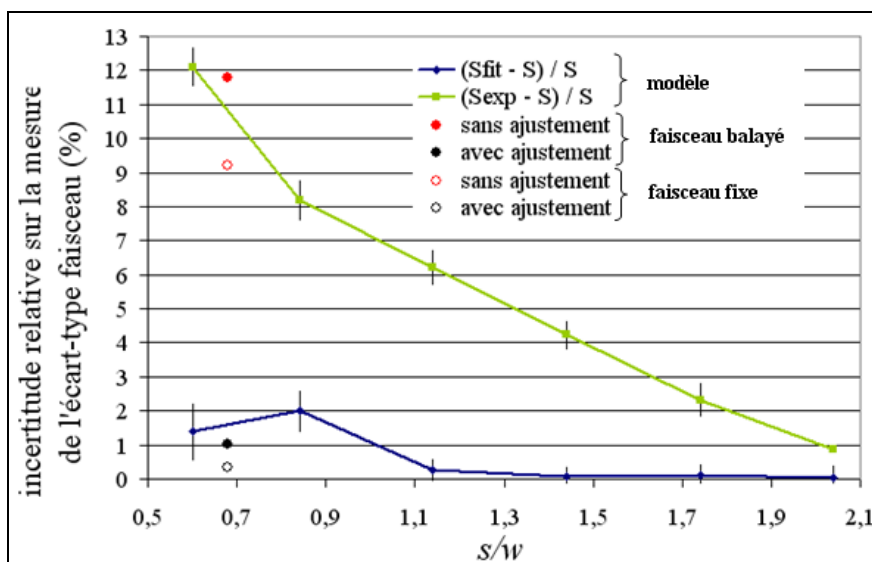


Fig. IV. 11. Comparaison entre le modèle et les mesures expérimentales sur IC2/3.

On observe qu'effectivement avec balayage, le dispositif IC2/3 ne parvient pas à mesurer la taille du faisceau à mieux que le pourcent. Même avec un ajustement des mesures qui

⁷⁰ moyennée sur tous les $x0$

améliore considérablement la précision, on reste à 1.03 % d'incertitude. En faisceau fixe, par contre, la statistique permet d'obtenir une précision bien meilleure. Compte tenu des barres d'erreurs du modèle, les résultats obtenus lors des tests de caractérisation d'IC2/3 concordent avec ceux du modèle.

3.3 Conclusion

Plus la reconstruction du faisceau est réalisée à partir d'un grand nombre d'informations, meilleure est la résolution spatiale du détecteur. Pour maximiser le nombre de pistes interceptant le faisceau, la période spatiale des pistes doit être petite devant la taille du faisceau. En pratique l'écart-type faisceau est arbitraire et la période spatiale des pistes doit s'y adapter. Il faut donc trouver un compromis entre la largeur de piste minimale permise par la technologie et celle, étant donnée la taille du faisceau, répondant au cahier des charges. Au chapitre II la résolution spatiale de l'unité moniteur IC2/3 a été déterminée. Les performances obtenues avec IC2/3 concordent avec les conclusions du modèle. Nous avons ensuite mis en place un cahier des charges du Compass PT au chapitre III. Nous pouvons maintenant conclure quant au choix de la largeur de pistes pour ce second dispositif.

Nous allons prendre un cas concret très contraignant : un faisceau de $2.5 \text{ mm}_{\text{rms}}$ ⁷¹ et un pas de balayage de 3.6 mm ⁷² assurant un bon recouvrement de la dose. Ensuite nous allons déterminer pour ce cas :

- La largeur de piste permettant de localiser le faisceau avec une précision meilleure que le pourcent de la largeur de piste.
- La largeur de piste nécessaire pour mesurer l'écart-type faisceau σ_{faisceau} avec une incertitude inférieure au pourcent.
- La résolution spatiale nécessaire pour satisfaire le cahier des charges du Compass PT (tableau III. 13).

Si la mesure de l'énergie fait partie des fonctions du Compass PT, il doit être capable de détecter une erreur de position du centroïde de 0.25 % du pas de balayage. Dans le cas contraire, la détection d'une erreur de position du centroïde de 4.12 % du pas de balayage est suffisante.

⁷¹ En faisceaux de protons balayés la taille du faisceau est comprise entre 2.5 et 10 mm_{rms}

⁷² En conditions cliniques le pas de balayage descend rarement en dessous du millimètre. Il reste cependant inférieur au centimètre pour un traitement fin de la tumeur.

faisceau d'écart-type 2.5 mm pas de balayage de 3.6 mm	calcul pondéré		calcul par ajustement
	sans correction	avec correction	
largeur de piste permettant une localisation avec une résolution > à 1 % de la largeur de piste	< 5.675 mm	x	< 4.8 mm
résolution sur la localisation	meilleure que 56.75 μm	x	meilleure que 48 μm
résolution sur la localisation nécessaire pour détecter une erreur de 4.12 % du pas de balayage	meilleure que 148 μm		
résolution sur la localisation nécessaire pour détecter une erreur de 0.25 % du pas de balayage	meilleure que 9 μm		
largeur de piste permettant une mesure de σ_{faisceau} avec une résolution meilleure que 25 μm	< 1.225 mm	< 3.125 mm	< 2.175 mm

Tab. IV. 3. Largeur de piste et résolution spatiale pour un faisceau d'écart-type 2.5 mm.

D'après le tableau IV. 3, pour répondre au cahier des charges de la protonthérapie concernant la localisation du faisceau, la largeur des pistes ne doit pas dépasser plus de 5.675 mm avec un calcul pondéré et 4.8 mm avec un calcul par ajustement. La résolution spatiale, obtenue dans ce cas, répond au cahier des charges du Compass PT au niveau de la détection d'une erreur de balayage mais pas d'énergie. La détection d'une erreur d'énergie imposerait une résolution spatiale meilleure que 9 μm et donc une largeur de piste très faible.

Le Compass PT doit être également capable de mesurer une erreur de 20 % de l'écart-type faisceau. Pour un faisceau de 2.5 mm_{rms} cela correspond à une résolution spatiale de 0.5 mm. Dans notre modèle, nous avons été beaucoup plus exigeants puisque nous avons cherché à mesurer une erreur de 1 % de l'écart-type faisceau. Pour atteindre une telle précision, la largeur des pistes ne doit pas dépasser 1.225 mm avec un calcul pondéré (voire 3.125 mm avec correction) et 2.175 mm avec un calcul par ajustement.

A priori un calcul pondéré est tout à fait satisfaisant. Il faut toutefois prendre en compte le phénomène des ailes qui modifie le profil mesuré par les structures de mesure segmentées. Ce profil n'est plus gaussien et seul un ajustement permet de reproduire sa forme exacte. Ainsi lors de l'analyse des données des tests de caractérisation d'IC2/3, nous avons utilisé un calcul par ajustement pour toutes les acquisitions. Nous préconisons donc de suivre une procédure d'analyse avec ajustement pour s'affranchir du phénomène des ailes.

4 Mesure de l'énergie

En protonthérapie l'énergie définit la profondeur du pic de Bragg, c'est-à-dire la profondeur à laquelle les protons déposent leur énergie. La valeur de l'énergie doit donc être stable. Il est alors évident que son contrôle doit être effectué par le Compass PT. D'ailleurs la reconstruction de la distribution de dose délivrée dans le patient passe nécessairement par la mesure de l'énergie du faisceau. Sachant que la conception de la ligne interdit une erreur d'énergie de plus de 9 MeV, une mesure absolue n'est pas nécessaire. Il suffit de mesurer la déviation à l'énergie planifiée. Cette mesure peut être effectuée de deux manières. Soit l'erreur d'énergie est mesurée directement via une mesure de la variation du temps de vol des protons, soit indirectement via la variation de la position des spots dans le plan d'irradiation perpendiculaire à la trajectoire du faisceau. Les deux méthodes de mesure sont présentées dans ce paragraphe.

4.1 Mesure directe

Dans un cyclotron les protons sont d'abord délivrés par paquets à la pulsation cyclotronique. Un signal haute fréquence (HF), synchrone (à une phase près) avec la sortie des protons, est délivré au niveau de l'accélérateur. Le faisceau est ensuite dirigé vers un dégradeur permettant d'obtenir l'énergie souhaitée. Les protons sortent du dégradeur toujours en paquets mais des paquets plus étalés. Au centre de protonthérapie d'Essen, les protons parcourent 45.5 m avant d'arriver enfin en salle de traitement. La figure IV. 12 schématise la délivrance des paquets de protons au WPE.

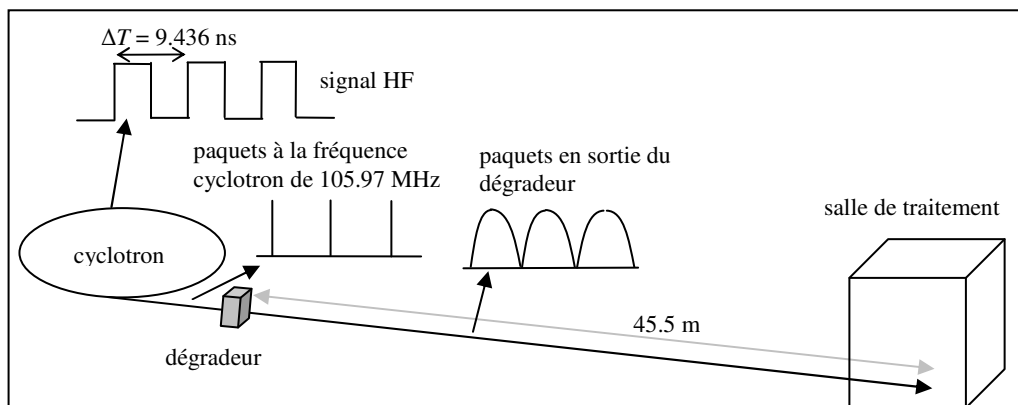


Fig. IV. 12. Délivrance des paquets de protons au WPE.

En prenant comme référence le signal HF, le retard avec lequel les paquets sont délivrés en salle de traitement peut être évalué. Si l'énergie varie, ce retard varie également puisque la vitesse des protons dépend de leur énergie. L'objectif est donc une mesure de la variation du retard de phase dans un premier temps. L'erreur d'énergie est ensuite déduite de cette variation. Prenons par exemple un faisceau qui arrive en salle de traitement avec l'énergie E_0 . Le retard de phase à cette énergie est Δt . Si maintenant l'énergie faisceau varie de ΔE , le retard de phase devient $\Delta t'$. La figure IV. 13 illustre cet exemple.

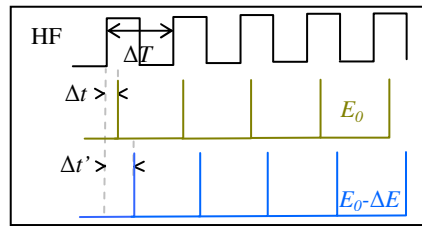


Fig. IV. 13. Principe de détection d'une erreur d'énergie par la méthode de mesure directe.

Remarque : le calcul de ΔE est envisageable avec cette méthode à condition que $\Delta t'$ ne dépasse pas ΔT .

Fin juin 2009 lors de la phase de validation d'IC2/3, nous avons expérimenté une mesure de la variation du temps de vol des protons avec une photodiode à avalanche. Le but de cette expérience était de montrer qu'en disposant du temps écoulé pour que les protons parcourent la ligne faisceau, une erreur d'énergie était facilement détectable. Pour chaque énergie, les protons ont un temps de vol donné. Détecter une variation du temps de vol revient à détecter une erreur d'énergie. Le protocole de test suivi est dans un premier temps décrit. Le protocole d'analyse est ensuite détaillé. Enfin les résultats obtenus sont présentés et commentés.

4.1.1 Protocole de test

Une photodiode à avalanche⁷³ de surface active 0.2 mm^2 est placée sur le lit de traitement dans l'axe faisceau. Cette photodiode est polarisée en inverse à 100 V (ce qui est suffisant pour des protons) et asservie en température à 15°C afin de stabiliser le gain. Le signal sortant de la photodiode est amplifié puis envoyé vers un oscilloscope numérique. Cet oscilloscope est réglé de manière à avoir une bande passante de 500 MHz et une fréquence d'échantillonnage de 5 GHz. La référence de phase faisceau, produite par la HF du cyclotron, est envoyée sur la seconde voie de l'oscilloscope. Les signaux acquis sont représentés sur la figure IV. 14.

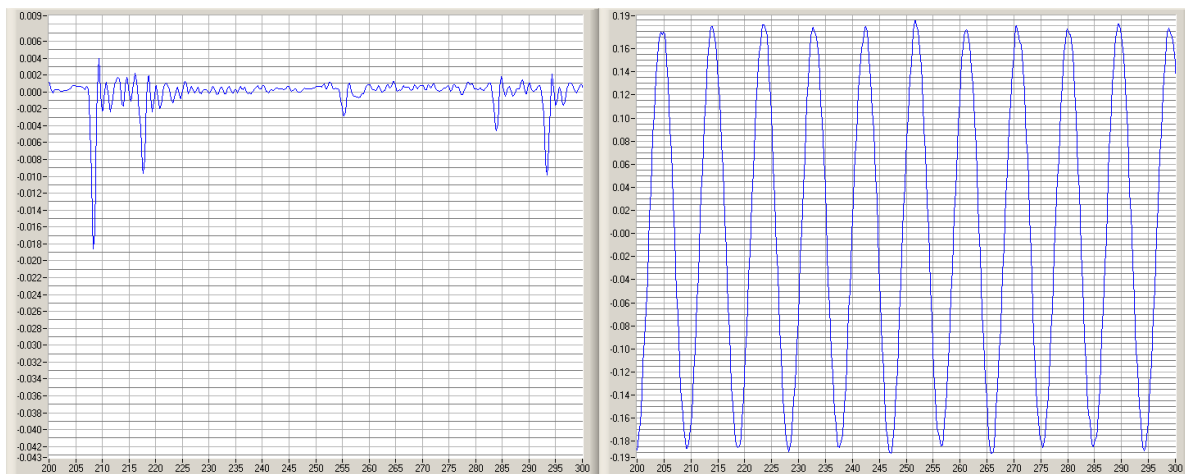


Fig. IV. 14. Signal de la photodiode à gauche et HF du cyclotron à droite (abscisses en ns).

⁷³ Ce dispositif ne peut pas servir à un contrôle en ligne puisqu'il perturbe le faisceau. Par la suite nous chercherons un autre dispositif moins perturbateur.

On distingue cinq impulsions produites par les protons lors de cinq cycles HF : 208 ns, 217 ns, 255 ns, 284 ns et 294 ns. Les signaux présentent un assez mauvais amortissement probablement dû à une légère désadaptation d'impédance. La mesure consiste à extraire la différence de phase entre le passage par zéro sur front positif de la HF et le passage des protons, signé par l'instant du maximum de l'impulsion produite sur le cycle HF.

4.1.2 Protocole d'analyse

Les signaux étant d'amplitudes très variables, nous avons dû utiliser un discriminateur numérique à fraction constante (DFC). Le principe d'un DFC est de détecter l'instant de franchissement d'une fraction constante de l'amplitude, c'est-à-dire détecter un zéro sur le signal modifié. L'impulsion est atténuée d'un facteur k , une copie de l'impulsion d'origine est inversée et retardée d'un temps θ . Les deux impulsions sont ensuite sommées. Le signal résultant a la propriété de passer par zéro toujours au même instant quelle que soit l'amplitude du signal d'entrée à condition que celui-ci conserve la même forme⁷⁴. Le nouveau signal sortant du discriminateur $S(t)$ s'exprime en fonction du signal d'origine $s(t)$, d'une constante k (la fraction) et du retard en nanosecondes θ .

$$S(t) = ks(t) - s(t - \theta) \quad \text{Eq. IV. 8}$$

Ce n'est plus exactement le temps d'arrivée du proton que l'on détecte mais un temps qui dépend du retard et de l'atténuation appliqués. C'est pourquoi il est important de bien choisir ces paramètres. La figure IV. 15 résume le principe du protocole d'analyse.

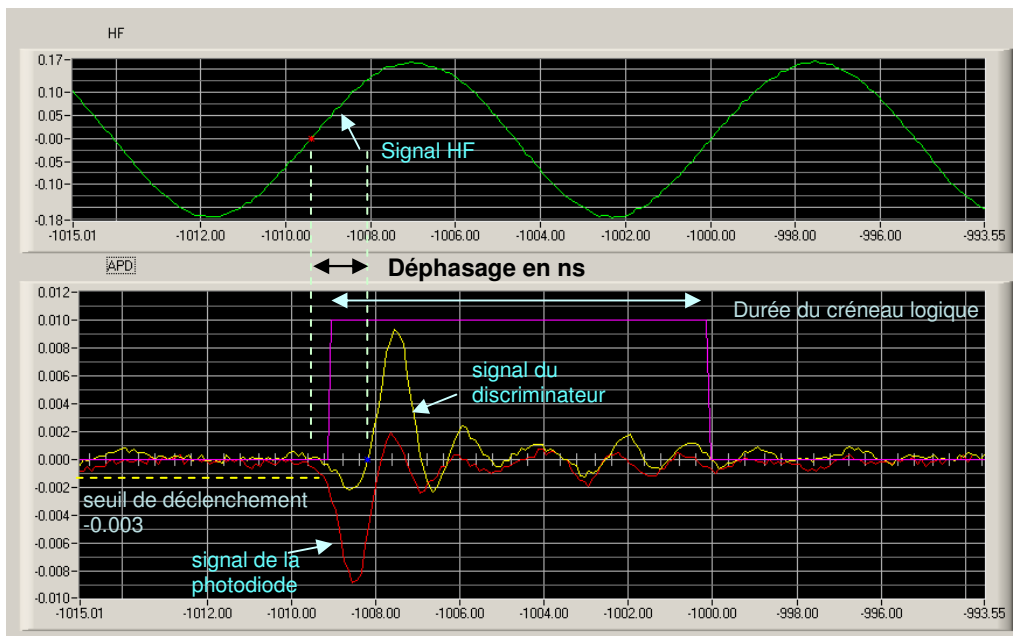


Fig. IV. 15. Protocole d'analyse, axe des abscisses en nanosecondes.

⁷⁴ Le discriminateur à fraction constante ne s'applique que sur des signaux homothétiques entre eux (d'amplitude variable, mais de même forme).

Quatre paramètres sont accessibles à l'utilisateur : le retard θ , la fraction k , le seuil de déclenchement du trigger et la durée du créneau logique du trigger. Nous allons faire un bref rappel sur les conditions que ces paramètres doivent respecter.

A. Seuil du trigger

Le seuil du trigger doit être ajusté afin de couper le bruit de fond et les oscillations dues à l'amortissement sans pour autant couper les impulsions de faible amplitude. Pour les signaux de faible amplitude, le risque existe qu'une fois atténués d'un facteur k les signaux se trouvent en dessous du niveau de bruit. Pour que ces signaux ne viennent pas perturber nos mesures, le seuil doit respecter la condition suivante :

$$\text{seuil} > \frac{\text{bruit}}{k} \quad \text{Eq. IV. 9}$$

Sachant que le bruit est de 1 mV, si l'on prend une fraction de 0.3 (voire partie sur la fraction), alors le seuil doit être supérieur à 3.3 mV (en valeur absolue). L'amplitude des impulsions variant de -5 mV à -3 mV, nous avons choisi un seuil de trigger de -4 mV.

B. Durée du créneau logique du trigger

Avec un créneau logique trop long on risque de ne pas discerner deux protons successifs trop proches en temps. En revanche avec un créneau trop court, les oscillations amorties qui suivent les impulsions peuvent être comptabilisées comme de nouvelles impulsions. Nous avons constaté qu'au delà de 9 ns d'amortissement, les oscillations se trouvaient en dessous du seuil du trigger choisi. Nous avons donc choisi un créneau logique de 9 ns.

C. Fraction k et retard θ

Pour déterminer la fraction et le retard adéquats, il y a plusieurs conditions à respecter :

- Le temps de passage à zéro est d'autant mieux défini que la variation de $S(t)$ est rapide au voisinage de zéro. L'expression de la pente du signal $S(t)$ est :

$$\frac{dS(t)}{dt} = k \frac{ds(t)}{dt} - \frac{ds(t)}{dt} \quad \text{Eq. IV. 10}$$

Ainsi d'après l'expression IV. 10, plus la fraction k est petite plus la pente du signal $S(t)$ est forte. Pour obtenir une variation de $S(t)$ rapide, on peut également jouer sur le retard θ . Sur la figure IV. 16 on constate que plus θ est grand, plus la résultante des deux signaux sommés franchit le zéro rapidement.

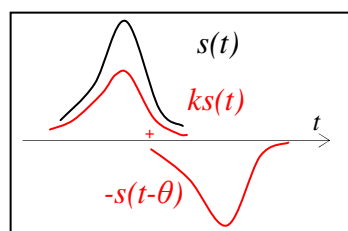


Fig. IV. 16. Opération effectuée par le discriminateur.

- Le front montant du signal sortant du détecteur dépend principalement de la physique. Par contre le front descendant dépend, lui, de la physique et de la chaîne d'instrumentation. Pour que l'instant de passage à zéro du signal $S(t)$ ne dépende que de la physique, seuls les fronts montants de $ks(t)$ et $s(t-\theta)$ doivent participer au signal $S(t)$ lors de cet instant. Nous avons donc une condition supplémentaire en fonction du temps de montée du signal physique, t_m (≈ 1 ns) :

$$\theta \leq t_m(1-k) \quad \text{Eq. IV. 11}$$

Dans notre cas le programme d'analyse répétant à l'identique son processus de dépouillement, pour une fraction et un retard donnés les valeurs de déphasages sont fixes. On peut donc étudier directement l'influence des paramètres du discriminateur sur les valeurs de différentiel. Nous avons fait varier les deux paramètres θ et k afin de déterminer leur influence. Sur la figure IV. 17 les barres d'erreurs correspondent aux valeurs d'incertitude du tableau IV. 4.

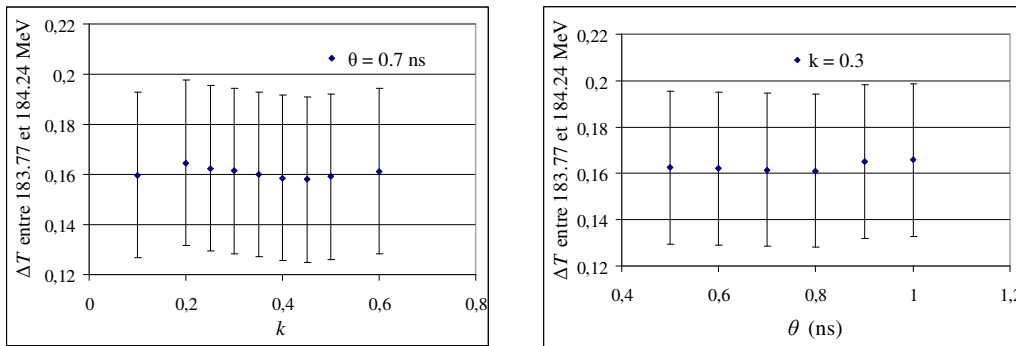


Fig. IV. 17. Influence des paramètres du discriminateur sur le différentiel.

La valeur moyenne des distributions varie peu avec les paramètres du discriminateur (c'est également le cas pour l'écart-type des distributions). La fraction et le retard du discriminateur ont donc peu d'influence sur les mesures de différentiel effectuées. En général une fraction de 0.3 et un retard de 0.7 fois le temps de montée sont retenus. Nous opterons pour ces valeurs communément adoptées.

4.1.3 Résultats

Nous avons fait l'expérience pour trois gammes d'énergie. Pour chaque valeur d'énergie nous avons relevé le retard pris par les protons par rapport à la HF. Puis nous avons diminué le parcours d'un millimètre et nous avons répété la mesure. Les valeurs de parcours sont supposées exactes. Les valeurs d'énergie sont, quant à elles, imprécises puisqu'elles dépendent des tables de parcours de l'opérateur. La figure IV. 18 présente l'histogramme de répartition des déphasages mesurés pour un parcours de 32.54 cm dans l'eau (228.32 MeV).

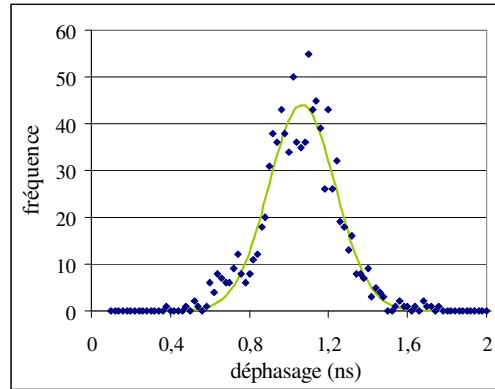


Fig. IV. 18. Histogramme des déphasages mesurés pour un parcours de 32.54 cm dans l'eau.

Remarque : La largeur de distribution des histogrammes traduit l'effet du ralentisseur. Plus l'énergie du faisceau est faible plus la distribution obtenue est dispersée.

Deux points ont dû être étudiés avant de pouvoir procéder à l'analyse : la variation temporelle des mesures et la possible corrélation des variables les unes avec les autres. Nous avons fait plusieurs acquisitions séparées en temps et aucune dérive temporelle significative n'a été observée. Nous avons ensuite appliqué une fonction d'autocorrélation sur les mesures. Nous avons pu constater que les mesures se répartissaient de manière complètement aléatoire signifiant l'absence de corrélation entre les variables.

L'évaluation de la précision de nos résultats nécessite également la connaissance des incertitudes sur nos mesures. Nous avons discerné dans notre analyse, les erreurs systématiques (liées au programme d'analyse) des incertitudes statistiques (liées aux fluctuations sur le nombre de protons détectés par la photodiode). Dans nos conditions, les erreurs systématiques sont causées par l'imprécision du discriminateur.

A. Incertitude statistique

Pour chaque proton détecté, on obtient toujours une mesure de déphasage différente car aucun n'aura eu exactement le même parcours. L'incertitude sur la moyenne de la distribution d'écart-type σ pour n protons mesurés vaut :

$$\frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad \text{Eq. IV. 12}$$

Cette estimation, correcte dans le cas d'un grand nombre de protons, devient imprécise si ce nombre est faible. Ce qui est le cas pour les mesures réalisées avec des valeurs d'énergies faibles. En effet pour de basses énergies la taille du spot faisceau est beaucoup plus grande ce qui implique une densité de protons plus faible. La photodiode collecte donc un nombre de protons beaucoup plus faible.

Dans le tableau IV. 4 on peut voir pour chaque valeur d'énergie le déphasage moyen mesuré, l'écart-type de la distribution, le nombre de protons, le temps d'acquisition et l'incertitude sur ce retard de phase moyen.

énergie (MeV)	228.32	227.9	184.24	183.77	131.58	130.98
retard de phase (ns)	1.049	1.170	3.394	3.556	4.493	5.070
écart type (ns _{rms})	0.188	0.177	0.407	0.418	0.594	0.592
nombre de protons	957	655	288	325	228	158
temps d'acquisition (μs)	50	40	40	50	50	30
incertitude statistique sur la moyenne (ps)	6.3	6.9	24.0	23.1	37.7	47.4
différentiel ΔT (ns) ⁷⁵	0.121 ±0.009		0.162 ±0.033		0.577 ±0.060	

Tab. IV. 4. Résultats obtenus avec la photodiode à avalanche.

4.1.4 Interprétation des résultats

On perd environ 1 ns par MeV pour des énergies de l'ordre de 130 MeV. Sachant qu'un cycle cyclotronique correspond à environ 9.5 ns, une erreur de plus de 9.5 MeV ne pourra pas être détectée puisque l'on bouclera sur un autre cycle HF. Pour des énergies plus grandes, on perd une fraction de nanosecondes par MeV, par exemple de l'ordre de 0.28 ns autour de 228 MeV ce qui permet de détecter des erreurs plus importantes. Toutefois nous avons constaté qu'un faisceau d'énergie différant de plus de 9 MeV de celle pour laquelle la ligne a été réglée ne passe plus. Ainsi au delà de 9 MeV d'erreur, la détection d'erreur devient inutile⁷⁶.

Pour valider nos résultats les valeurs de différentiel théoriques sont calculées. Pour cela on calcule les vitesses relativistes des protons pour les différents parcours utilisés.

$$v = c \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\frac{E}{mc^2} + 1} \right)^2} \quad \text{Eq. IV. 13}$$

- $mc^2 = 938.272 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$ est la masse du proton.
- E est l'énergie du faisceau en MeV.
- $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ est la célérité de la lumière.

Ensuite connaissant la longueur de ligne L de 45.5 m, ΔT théorique est obtenu.

$$L = \frac{\Delta t_{226} - \Delta t_{230}}{\frac{1}{v_{226}} - \frac{1}{v_{230}}} \quad \text{Eq. IV. 14}$$

⁷⁵ L'incertitude sur le différentiel est égale à la somme quadratique des incertitudes sur les retards.

⁷⁶ Le temps de vol ne peut être mesuré que modulo une période HF, c'est pourquoi cette méthode est plus appropriée à la détection d'erreurs en énergie qu'à la mesure de temps de vol.

énergie d'après l'opérateur (MeV)	vitesse relativiste (cm.ns ⁻¹)	ΔT théorique (ns)	ΔT mesuré (ns)
228.32	17.827		
227.90	17.816	0.169	0.1203 ± 0.009
184.24	16.468		
183.77	16.452	0.269	0.1622 ± 0.033
131.58	14.414		
130.98	14.387	0.592	0.5769 ± 0.060

Tab. IV. 5. Vitesses des protons et différentiels théoriques.

Les différentiels théoriques et expérimentaux concordent seulement pour la dernière gamme d'énergie. La principale cause de ce désaccord est l'imprécision des valeurs d'énergie. Il n'existe pas de formule analytique pour déterminer l'énergie d'un proton à partir de son parcours. Seules des relations énergie-parcours existent et sont basées sur des hypothèses qui apportent un biais sur la valeur de l'énergie⁷⁷. Les opérateurs travaillent donc plus volontiers avec la notion de parcours. Si nous ne pouvons pas nous fier aux valeurs d'énergie, nous pouvons cependant avoir confiance en la variation de 1 mm ($\pm 100 \mu\text{m}$) effectuée pour les trois gammes d'énergie. L'incertitude spatiale sur ce millimètre de variation de parcours peut être obtenue d'après l'incertitude temporelle.

gamme d'énergie (MeV)	ΔT mesuré (ns)	σ_R (mm)
228.32-227.90	0.120 ± 0.009	0.075
184.24-183.77	0.162 ± 0.033	0.203
131.58-130.98	0.577 ± 0.060	0.104

Tab. IV. 6. Incertitudes spatiales.

Dans cette expérience, nous avons donc mesuré une variation de 1 mm de parcours à $\pm 200 \mu\text{m}$ pour la deuxième gamme d'énergie et à $\pm 100 \mu\text{m}$ pour les deux autres. On pourrait diminuer cette incertitude en prenant un temps d'acquisition plus long ou en augmentant le nombre de protons interceptés par le dispositif.

L'ambiguïté liée au repliement de phase ne permet pas de réaliser une mesure absolue de l'énergie. Sachant que la conception de la ligne rend impossible des erreurs de plus de 9 MeV, une mesure absolue n'est pas non plus recherchée. Le dispositif utilisé, lors de cette expérience, permet de suivre des variations fines de parcours, de l'ordre de la centaine de microns, en quelques centaines de microsecondes. Il est donc parfaitement adapté pour les mesures souhaitées. Sachant que le Compass PT se destine à être une chambre d'ionisation, il faut pouvoir réaliser les mêmes mesures avec ce type de détecteur. L'inconvénient principal d'une chambre d'ionisation est le temps de montée du signal qui est beaucoup plus long que celui d'une photodiode. Si l'on peut extraire la composante électronique du signal, composante rapide, avec un préamplificateur adapté cette mesure est réalisable. Il faut pour cela un nombre suffisant d'électrons libres dérivant dans le gaz, impliquant un taux d'attachement électronique suffisamment faible. L'application de cette approche au signal produit par une chambre d'ionisation nécessite des calculs poussés d'électronique qui n'ont pas encore été effectués.

⁷⁷ D'après les données de l'ICRU, l'incertitude statistique sur la relation parcours-énergie est de 0.2 %. ICRU, *Stopping Power of Protons and Alpha Particles*. Report 49, International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, 1993.

Enfin, il est très important d'investiguer la dégradation de résolution temporelle induite par le ralentisseur pour les très basses énergies car cela aura une incidence directe sur la possibilité de réalisation d'un dispositif fonctionnel.

4.2 Mesure indirecte

Une erreur d'énergie a pour conséquence le décalage en profondeur du dépôt de dose mais également la modification de la surface d'irradiation. En effet le balayage imposé par les aimants dépend de l'énergie du faisceau. Une erreur en énergie conduit donc à une action fautive des aimants. Il est à noter qu'une erreur d'énergie a pour effet de modifier le balayage vertical et le balayage horizontal de la même manière. Une étude du champ d'irradiation dans le plan orthogonal à la direction du faisceau permet donc de déceler une erreur d'énergie. L'objectif est de détecter une erreur d'énergie par la seule déformation homothétique de la surface d'irradiation, mais plusieurs points rendent délicate cette mesure :

- De très faibles erreurs d'énergie sur les plans situés en profondeur conduisent à rejeter le traitement.
- Les erreurs de balayage engendrées par des erreurs d'énergie sont très faibles.
- Le détecteur placé en amont doit détecter les variations de pas de balayage sur des surfaces encore plus petites.
- Il faut être capable de déterminer la nature de l'erreur de délivrance faisceau car des erreurs de balayage conduiront également à des déformations de la surface d'irradiation. La seule différence entre une erreur d'énergie et une erreur de balayage est la corrélation entre l'erreur de balayage vertical et l'erreur de balayage horizontal. Dans le cas d'une erreur de balayage, la défaillance peut avoir lieu au niveau des aimants de balayage vertical ou horizontal ou encore au niveau des deux. L'action des aimants étant totalement indépendante, aucune corrélation ne sera visible entre les modifications verticales et horizontales du champ.

La figure IV. 19 schématise l'impact d'une erreur d'énergie et d'une erreur de balayage.

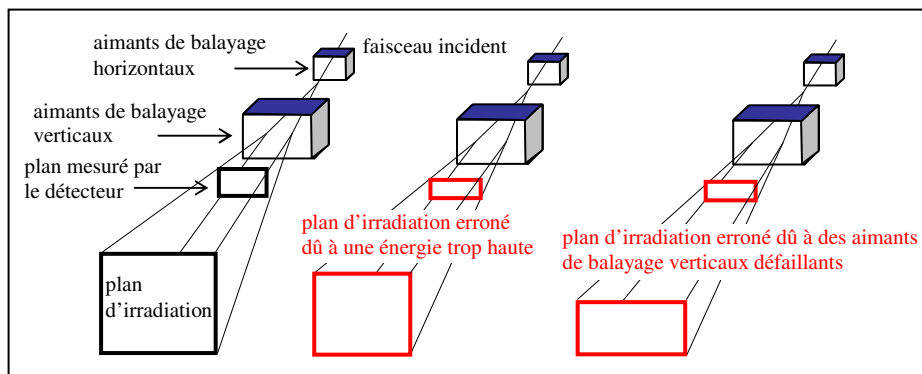


Fig. IV. 19. Comparaison entre une erreur d'énergie et une erreur de balayage.

La principale perspective de recherche qui apparaît à l'issue de cette thèse est sans doute l'adaptation des chambres d'ionisation à une mesure de l'énergie. Pour accéder à l'énergie deux options sont envisagées une mesure de la déformation du plan d'irradiation ou une mesure de la variation du retard de phase.

5 Conclusion

Toute installation de radiothérapie doit posséder un dispositif permettant de monitorer le faisceau durant le traitement. En 2008, la chambre d'ionisation IC2/3 destinée à équiper la tête d'irradiation universelle IBA dédiée à la technologie Pencil Beam Scanning a été développée. Cette méthode de traitement se caractérise par l'utilisation d'un faisceau de protons scanné activement à travers le volume de la tumeur visée. Elle assure une meilleure conformité tridimensionnelle à la cible et permet ainsi de mieux préserver les tissus sains environnants. L'objectif était de caractériser le moniteur IC2/3 sur une gamme d'énergie faisceau, de position faisceau et de débit de dose applicables en protonthérapie. Les résultats obtenus en termes de précision sur la mesure de la dose et de résolution spatiale sont remarquables. À l'heure actuelle plusieurs prototypes IC2/3 sont installés sur site et fonctionnent. La chambre IC2/3 constitue un transfert de technologie, elle est industrialisée par IBA et un brevet a été déposé.

Au vu des performances d'IC2/3, un second dispositif de contrôle pour faisceaux de protons balayés, appelé Compass PT, a été envisagé. Celui-ci ambitionne d'améliorer encore le niveau de qualité des traitements grâce à un comparatif en temps réel entre distribution spatiale de dose planifiée et distribution spatiale de dose effectivement délivrée. Pour atteindre cet objectif le Compass PT doit coupler une mesure de la fluence particulaire avec les données tomodensitométriques du patient et une mesure de l'énergie. Un certain nombre de contraintes conditionnant la conception de ce dispositif ont été déterminées au chapitre III. Ensuite des études expérimentales et numériques ont été menées afin d'étudier divers points technologiques. Nous sommes alors parvenus à un certain nombre de recommandations pour la réalisation des différents éléments constitutifs du Compass PT. Nous allons lister celles-ci.

- On optera pour une chambre d'ionisation fonctionnant à l'air afin de ne pas perturber le faisceau.
- Le Compass PT ne se destinant pas à être une unité moniteur, il sera inutile de conserver la redondance de la mesure de dose présente dans IC2/3.
- Les électrodes seront constituées de films de Mylar les plus fins possibles (idéalement 2.5 μm) afin de minimiser l'épaisseur équivalent-eau du détecteur. On cherchera également à minimiser leur nombre.
- L'épaisseur des structures de mesure, dictée par la sensibilité requise, devra permettre de détecter une erreur de zéro de 7.8 pC par centimètre d'air de gap. Un gap de 1 cm sera retenu.
- Une symétrie de la distribution de potentiel sera souhaitée pour limiter les déformations dues à la pression électrostatique. On préférera des structures de mesure double (deux électrodes de polarisation entourant l'électrode de mesure). Des films fins avant les films externes seront utiles pour amortir la pression électrostatique subie par les films externes.
- La structure de mesure de dose sera placée au centre.
- Pour s'affranchir du problème des ailes, on utilisera une procédure d'analyse avec ajustement des mesures des pistes. La période spatiale des pistes ne devra pas excéder 4.8 mm. Pour un faisceau de 2.5 mm_{rms}, la localisation du centroïde s'effectuera ainsi avec une résolution meilleure que 48 μm et la mesure de la taille du spot faisceau s'effectuera, quand à elle, avec une incertitude relative inférieure à 10 % (sachant que le cahier des charges du Compass PT préconise une incertitude relative inférieure à 20 %). Si l'on souhaite maintenant une mesure de l'écart-type faisceau avec une incertitude relative inférieure au pourcent, il faudra pour cela ne pas excéder une largeur de piste de 2.175 mm. Le

phénomène des ailes devra être cependant étudié si l'on souhaite ne pas avoir à effectuer cet ajustement.

Suite à ces recommandations un premier schéma du Compass PT peut être proposé (figure IV. 20).

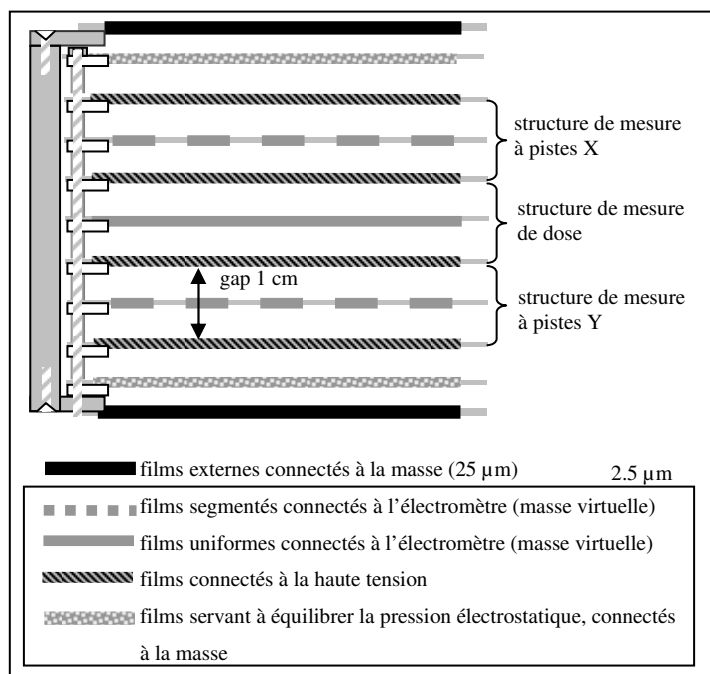


Fig. IV. 20. Premier schéma proposé pour le Compass PT.

Les structures de mesures segmentées peuvent également faire office de structures de mesure de dose lorsque l'on somme les charges mesurées par toutes les pistes. Dans ce cas, seules les deux structures de mesure segmentées seraient conservées. Sur le graphe IV. 21 les rapports entre les charges mesurées par les diverses structures qui composent IC2/3 en fonction de l'intensité faisceau sont présentés.

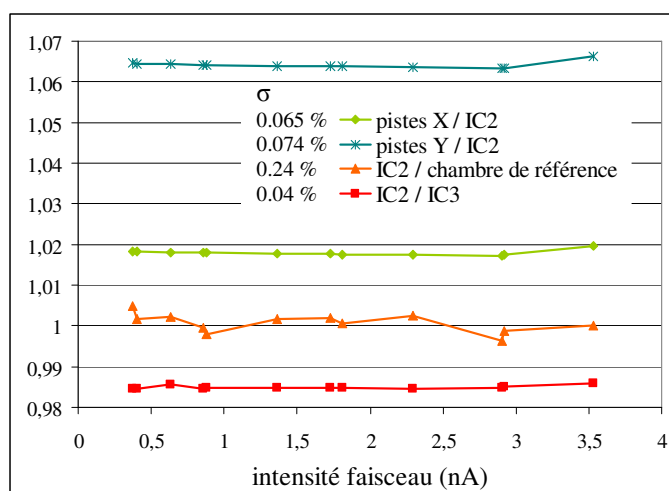


Fig. IV. 21. Rapport des charges mesurées par les diverses structures de mesure d'IC2/3.

La charge totale mesurée par les structures segmentées est plus élevée. Ces structures n'ayant pas été réalisées en vue d'une mesure de dose intégrale, leur gap n'a pas été contrôlé pour valoir exactement 1 cm. Par contre, la charge totale mesurée présente une très bonne linéarité.

Étudions maintenant l'uniformité des structures segmentées. La figure IV. 22 montre la charge totale mesurée par la structure à pistes X en fonction de plusieurs positions du centroïde faisceau. Le faisceau a été déplacé sur l'axe vertical puis l'axe horizontal. Les mesures présentées n'ont pas été corrigées du phénomène des ailes (cf. II. 6.1.4 C). Il y a moins de 3.3 %_{p-p} entre les bords et le centre de la zone active.

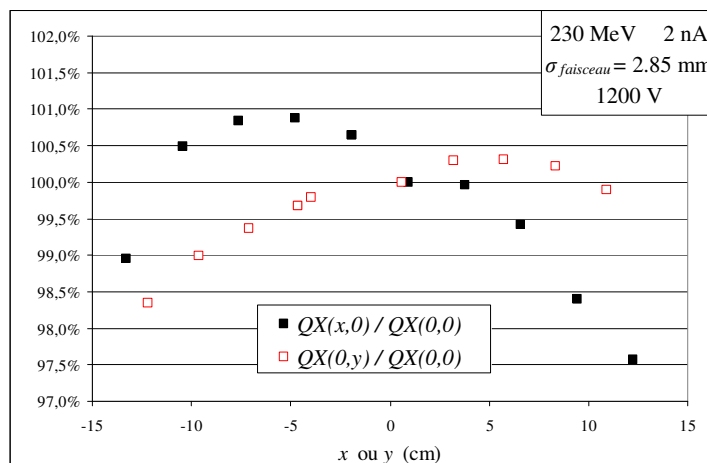


Fig. IV. 22. Charge totale mesurée par la structure segmentée X pour plusieurs positions du centroïde.

Nous avons ensuite effectué la même correction que celle réalisée lors du test d'uniformité des structures de mesure de dose d'IC2/3. Après correction du phénomène des ailes, on obtient moins de 2.2 %_{p-p} et 0.78 %_{rms} entre le centre et les bords de la zone active. La figure IV. 23, quant à elle, présente le rapport entre la charge mesurée par la structure à pistes X et celle mesurée par la structure de mesure de dose IC2⁷⁸.

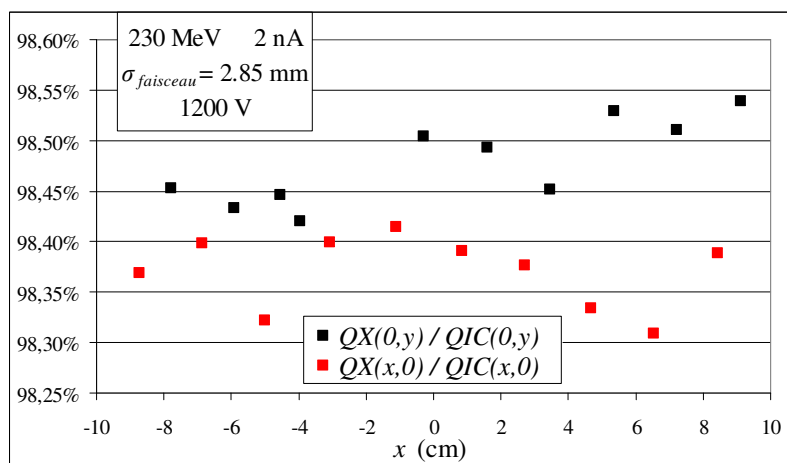


Fig. IV. 23. Rapport QX/QIC2 pour plusieurs positions du centroïde.

Le rapport QX/QIC varie très peu en fonction de la position du faisceau dans le détecteur (écart-type relatif inférieur à 0.4 %). L'uniformité de réponse des structures segmentées est donc équivalente à celle des structures de mesure de dose.

⁷⁸ Le rapport QX/QIC n'est pas le même en moyenne que celui de la figure IV. 21 car le prototype IC2/3 utilisé était différent.

Les performances en termes de linéarité, répétabilité et uniformité des structures segmentées nous permettent d'envisager d'utiliser celles-ci également pour la mesure de dose. La figure IV. 24 propose un second schéma pour le Compass PT. Sur celui-ci les structures à pistes servent également de structures de mesure de dose.

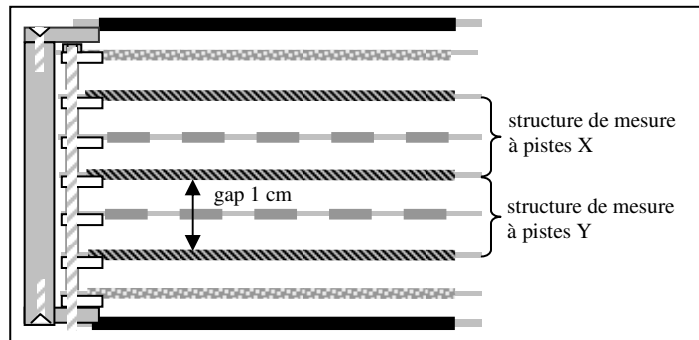


Fig. IV. 24. Second schéma proposé pour le Compass PT.

On pourrait minimiser encore le nombre d'électrodes en utilisant un seul film de Mylar pour les pistes X et les pistes Y. Nous déposerions d'un coté des pistes d'or verticales et de l'autre des pistes d'or horizontales. Cette dernière configuration, schématisée figure IV. 25, est difficile à réaliser technologiquement mais envisageable.

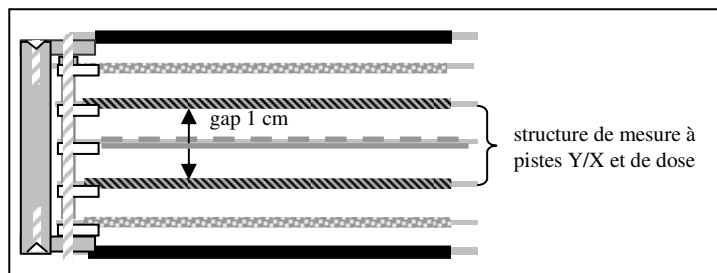


Fig. IV. 25. Troisième schéma proposé pour le Compass PT.

Une mesure de l'énergie devra être intégrée, après investigations. Cette mesure s'effectuera plus probablement via une mesure du temps de vol des protons. En effet nous avons vu qu'une mesure via la position du faisceau dans le plan transversal exige une résolution spatiale trop élevée.

Chapitre V

Les phénomènes électriques dans l'air

En radiothérapie les systèmes dosimétriques de référence sont habituellement des chambres d'ionisation remplies d'air à pression atmosphérique. L'air est choisi en raison de la faible dégradation qu'il provoque sur le faisceau et parce que la formation et la collection des charges semblent y être bien maîtrisées. Nous avons cependant rencontré des difficultés lors de ce travail de thèse comme l'impossibilité de reconstruire les courbes de saturation d'IC2/3 avec les formules de recombinaison de la littérature ou le phénomène des ailes. Tout ceci amène à penser qu'il reste encore des méconnaissances dans le domaine des phénomènes électriques dans l'air. Nous avons donc entrepris une étude spécifique des différents mécanismes régissant la densité des porteurs de charge dans l'air. Le mécanisme d'ionisation qui tend à l'augmenter et les mécanismes de recombinaison et d'attachement électronique qui tendent à la réduire.

L'attachement électronique correspond à la capture d'un électron par une molécule neutre transformant ainsi un électron de grande mobilité en un ion de faible mobilité. L'état de stabilité n'est pas toujours atteint car l'ion négatif formé peut rentrer dans un état intermédiaire avant de se dissocier. L'ajout d'un électron donne pour certains atomes, dont les couches extérieures sont quasiment pleines, des ions négatifs assez stables. Le gaz le plus courant de forte électroaffinité est le dioxygène présent dans l'air. En théorie très peu d'électrons restent libres dans l'enceinte d'une chambre d'ionisation remplie d'air, puisque la plupart sont capturés par des molécules de dioxygène pour former des ions O_2^- . Nous montrerons dans ce chapitre que la théorie surestime ce phénomène d'attachement électronégatif dans l'air.

La capture électronique ne conduit pas, en soi, à une perte de charge. L'ion négatif formé conserve la charge de l'électron capturé. Toutefois elle peut conduire indirectement à une perte de charge en rendant possible la recombinaison ion-ion. Le taux des recombinaisons ion-ion est généralement beaucoup plus élevé que celui des recombinaisons électron-ion. Ceci est dû à la faible mobilité des ions négatifs. Les constantes de temps des deux types de recombinaison sont similaires mais les électrons passent au voisinage des ions positifs bien plus rapidement que les ions négatifs.

À partir du moment où des ions négatifs apparaissent suite à des captures électroniques, ils peuvent se recombiner avec les ions positifs. Lors de cette recombinaison les charges de ces deux ions sont neutralisées. La recombinaison conduit donc directement à une perte de charge et à une sous-estimation de la charge d'ionisation. Il y a deux types de recombinaisons : la recombinaison initiale (dite en colonne) et celle en volume (dite générale). La recombinaison initiale a lieu entre un ion positif et un ion négatif issus d'une même trace (la trace étant le parcours d'une particule ionisante dans le détecteur). La recombinaison en volume concerne, quant à elle, des ions de traces différentes qui se recombinent lors de leur dérive vers les électrodes.

Le domaine de la formation du signal dans les chambres d'ionisation fonctionnant à l'air à pression atmosphérique ne semble pas totalement maîtrisé. Une compréhension des phénomènes tels que la recombinaison et l'attachement électronique permettrait de déterminer le champ électrique nécessaire à une bonne efficacité de collection de charges⁷⁹. Les vitesses de dérive des électrons et des ions dans l'air pourraient également être réévaluées.

Dans ce chapitre nous dresserons dans un premier temps un état de l'art des connaissances des phénomènes électriques dans l'air. Chaque phénomène sera détaillé d'une part sans transport de charge puis avec transport de charges. Ensuite nous présenterons le protocole expérimental développé au laboratoire. Enfin nous exposerons les premiers résultats auxquels nous sommes parvenus.

⁷⁹ Rapport du courant mesuré par le courant idéal de saturation

1 État de l'art

En 1896, J. J. Thomson et E. Rutherford⁸⁰ [1896-THO] réalisent de premières recherches sur les caractéristiques de saturation des chambres d'ionisation à électrodes parallèles. Puis en 1899, J. J. Thomson⁸¹ [1899-THO] établit les premières équations différentielles décrivant le mouvement et la recombinaison des ions dans un champ électrique entre deux électrodes parallèles. Il néglige alors la diffusion.

En 1950, la première expression de l'efficacité de collection est énoncée par J. W. Boag⁸² [1980-BOA]. Il part du principe que les électrons formés lors de l'ionisation de l'air sont immédiatement capturés par des molécules de dioxygène. Ainsi il n'y a qu'un type de recombinaison, celle qui se produit entre ions de signes opposés, seuls porteurs de charge dans le détecteur. L'expression f de l'efficacité de collection s'appliquant aux chambres d'ionisation à électrodes planes parallèles est la suivante :

$$f = \frac{1}{u} \ln(1 + u) \quad \text{Eq. V. 1}$$

$$u = \frac{\mu d^2 r}{V} \quad \text{et} \quad \mu = \frac{\alpha}{q(k_+ + k_-)}$$

- r est la densité de charge d'ions positifs libérés par impulsion.
- d est la distance inter-électrodes.
- V est la tension de polarisation.
- α est le coefficient de recombinaison des ions.
- k_+ et k_- sont les mobilités des ions positifs et négatifs respectivement.
- q est la charge électronique.

En 1969, R. E. Ellis et L. R. Read⁸³ [1969-ELL] établissent qu'il existe de grands écarts avec la théorie de J. W. Boag pour les faisceaux d'électrons de grande énergie. Ils expliquent ces écarts en admettant que la conduction de charge provient autant des ions que des électrons libres.

En 1980, J. W. Boag et J. Carrant⁸⁴ [1980-BOA] proposent des corrections concernant le courant à dose élevée. Ils calculent la fraction d'électrons non capturés par les molécules de gaz neutres et corrigent ainsi le coefficient d'attachement des électrons.

Malgré ces corrections, l'équation de J. W. Boag sous-estime encore le nombre d'électrons non capturés. Ainsi en 1984, E. Hochhäuser et O. A. Balk réalisent une expérience permettant une mesure directe de la fraction d'électrons libres collectés. Le volume d'ionisation est

⁸⁰ J. J. Thomson et E. Rutherford, *Phil. Mag.*, vol. 42, no 392, 1896.

⁸¹ J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, vol. 47, no 253, 1899.

⁸² J. W. Boag, *Ionization measurements at very high intensities. I- Pulsed radiation beams*, *Br. J. Radiol.*, vol. 23, p. 601-611, 1950.

⁸³ R. E. Ellis et L. R. Read, *Phys. Med. Biol.*, vol. 14, p. 293-304, 1969.

⁸⁴ J. W. Boag et J. Carrant, *Current collection and ionic recombination in small cylindrical ionization chambers exposed to pulsed radiation*, *Brit. J. Radiol.*, vol. 53, p. 471-478, 1980.

d'environ 6 cm³ et la distance entre les électrodes de 0.5 cm. En 1986, E. Hochhäuser et O. A. Balk⁸⁵ [1986-HOC] confirment l'existence d'une composante due aux électrons dans le signal. Ils font alors évoluer l'expression de l'efficacité de collection :

$$f = \left((1 - \delta) \frac{1}{u} \ln(1 + u) + \delta \right) \quad \text{Eq. V. 2}$$

δ est la fraction d'électrons libres collectés par l'électrode par charge libérée par impulsion. La valeur de μ prise pour l'air vaut 3.02.10¹⁰ m.V.C⁻¹.

Enfin en 1996, grâce aux nouveaux oscilloscopes, J. W. Boag, E. Hochhäuser et O. A. Balk⁸⁶ [1996-BOA] parviennent à séparer en sortie de leur chambre d'ionisation la partie du signal provenant de la collection des électrons de celle issue de la collection des ions. Ils établissent alors différents modèles décrivant le processus de collection de charges dans des chambres d'ionisation à électrodes planes parallèles avec des faisceaux pulsés. Ces modèles intègrent la présence d'électrons libres, mais ils tiennent également compte du déficit en ions négatifs résultant de cette part d'électrons qui échappe à l'attachement électronique par le dioxygène.

On distingue trois modèles équivalents :

$$f' = \frac{1}{u} \ln \left(1 + \frac{e^{\delta u} - 1}{\delta} \right) \quad \text{Eq. V. 3}$$

$$f'' = \delta + \frac{1}{u} \ln(1 + (1 - \delta)u) \quad \text{Eq. V. 4}$$

$$f''' = \lambda + \frac{1}{u} \ln \left(1 + \frac{e^{\lambda(1-\lambda)u} - 1}{\lambda} \right) \quad \text{Eq. V. 5}$$

avec $\lambda = 1 - \sqrt{1 - \delta}$

Le premier modèle suppose que la densité d'ions négatifs est uniforme dans la chambre. La recombinaison a donc lieu entre deux densités d'ions différant de δ . Le second modèle fait l'hypothèse que la zone proche de l'électrode polarisée négativement est dénuée d'ions négatifs. Dans le reste de la chambre les densités d'ions positifs et négatifs sont égales. Le dernier modèle est un ajustement des mesures obtenues en 1996.

L'étude concernant l'efficacité de collection des chambres d'ionisation n'est pas récente et demande à être poursuivie. De plus elle concerne à chaque fois des faisceaux pulsés rarement de protons. L'objectif est d'améliorer les calculs de coefficient d'attachement, de recombinaison et de vitesse de dérive dans l'air ionisé. Une fois ces paramètres calculés, on peut également espérer reconstruire les courbes de saturation obtenues lors de la phase de validation d'IC2/3. Dans un premier temps nous détaillerons les mécanismes qui régissent l'évolution des porteurs de charge sans transport d'une part, puis avec transport. Ensuite nous décrirons le protocole expérimental pour enfin exposer les résultats obtenus.

⁸⁵ E. Hochhäuser, O. A. Balk, *The influence of unattached electrons on the collection efficiency of ionisation chambers for the measurement of radiation pulses of high dose rate*, Phys. Med. Biol., vol. 31, no 3, p. 223-233, 1986.

⁸⁶ J. W. Boag, E. Hochhäuser, O. A. Balk, *The effect of free-electron collection on the recombination correction to ionization measurements of pulsed radiation*, Phys. Med. Biol., vol. 41, p. 885-897, 1996.

2 Évolution des porteurs de charge sans transport

2.1 Introduction

L'ionisation de l'air donne d'abord des électrons et les ions N_2^+ et O_2^+ . Le nombre d'ions N^+ et O^+ créés est négligeable. Il y a ensuite apparition d'ions négatifs, formés par attachement des électrons sur les molécules de dioxygène. Enfin un enchaînement de réactions d'échange de charges se produit pour atteindre très rapidement un équilibre (en quelques nanosecondes). Cet équilibre se compose de trois espèces ioniques O_2^- , O_4^- et O_4^+ , sans oublier la présence d'électrons libres. Le tableau V. 1 résume la composition des états initial et final.

état initial	N_2^+ , O_2^+ et électrons		
état final	ions positifs O_4^+	ions négatifs O_2^- , O_4^-	électrons libres

Tab. V. 1. Composition des états initial et final sans transport.

Pour connaître les espèces présentes dans le gaz, nous avons utilisé l'ensemble des constantes de réaction de la littérature rassemblées par I. A. Kossyi *et al*⁸⁷ [1992-KOS]. Nous avons négligé toutes les réactions ayant pour réactifs des oxydes d'azote, des réactifs monoatomiques ou des atomes excités.

2.2 Capture électronique

Le dioxygène a une affinité électronique⁸⁸ positive, c'est-à-dire une grande tendance à capturer des électrons pour former des ions négatifs. Bien que cette molécule soit électriquement neutre, de l'énergie est libérée lorsque les couches les plus extérieures sont remplies par l'adjonction de un ou même deux électrons supplémentaires. Cet attachement électronique décime rapidement la population d'électrons pour donner une population d'anions. L'attachement de l'électron se produit selon deux processus distincts :

- l'attachement à trois corps : $O_2 + O_2(ouN_2) + e \rightarrow O_2^- + O_2(ouN_2)$
- l'attachement dissociatif : $O_2 + e \rightarrow O^- + O$

⁸⁷ I.A. Kossyi *et al*, *Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures*, Plasma Sources Sci. Technol., vol. 1, p. 207-220, 1992.

⁸⁸ L'affinité électronique est égale à l'énergie libérée dans le processus de capture électronique : $O_2(gaz) + e^- \rightarrow O_2^-(gaz) + \Delta H$ avec $\Delta H = 42 \text{ kJ.mol}^{-1}$.

L'attachement à trois corps affecte les électrons de faible énergie (jusqu'à 1 eV environ) comme le montre la section efficace d'attachement reportée sur la figure V. 1. La courbe en trait plein a été obtenue par T. Taniguchit *et al*⁸⁹ [1982-TAN] et celle en pointillés par D. Spence et G. J. Schultz⁹⁰ [1972-SPE].

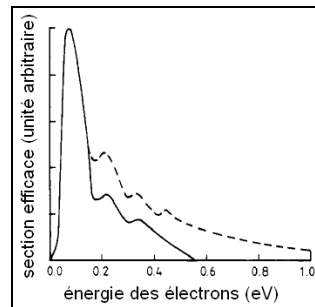


Fig. V. 1. Section efficace d'attachement à trois corps.

La section efficace d'attachement dissociatif concerne, quant à elle, les électrons de plus de 4 eV et présente un maximum pour une énergie des électrons de l'ordre de 7 eV. La figure V. 2 illustre les résultats expérimentaux obtenus par M. A. Biondi⁹¹ [1963-BIO] concernant la section efficace d'attachement dissociatif.

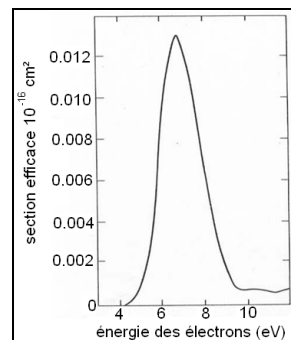


Fig. V. 2. Section efficace d'attachement dissociatif.

Les électrons, créés lors de l'ionisation du gaz par le faisceau incident, sont pratiquement au repos. Leur énergie est d'environ 0.04 eV. Les électrons ont donc une énergie trop faible pour donner lieu à de l'attachement dissociatif. Ainsi l'attachement électronique se limite à deux réactions d'attachement à trois corps, listées dans le tableau V. 2, menant à l'ion superoxyde O_2^- .

réaction	constante de temps (ns)
$O_2 + O_2 + e \rightarrow O_2^- + O_2$	13.6
$O_2 + N_2 + e \rightarrow O_2^- + N_2$	81.9

Tab. V. 2. Réactions d'attachement à trois corps dans l'air.

⁸⁹ T. Taniguchit, K. Kawamura, S. Sakamoto et H. Tagashirat, *Three-body attachment in oxygen and an air-like nitrogen and oxygen mixture*, J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 15, p. 1187-1193, 1982.

⁹⁰ D. Spence et G. J. Schultz, *Three-body attachment in O_2 using electron beam*, Phys. Rev., vol. 5A, no 2, p.728, 1972.

⁹¹ M. A. Biondi, *Atomic Collisions Involving Low Energy Electrons and Ions*, Advances in Electronics and Electron Physics, vol. 18, p. 67, 1963.

2.3 Échange de charges entre ions positifs

Les ions positifs réagissent avec les molécules de l'air pour donner de nouveaux ions. Le spectre des ions positifs se diversifie rapidement. Toutes ces réactions finissent cependant par converger vers une unique population d'ions positifs, seule restante après cet état transitoire. Le tableau V. 3 liste l'ensemble de ces réactions d'échange de charges entre ions positifs et la figure V. 3 schématise la convergence des ions positifs.

	réaction	constante de temps (ns)
formation à trois corps de N_4^+	$N_2^+ + N_2 + N_2 \rightarrow N_4^+ + N_2$	0.050
disparition de N_4^+ par dissociation	$N_4^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + N_2 + N_2$	$1.992 \cdot 10^4$
formation à trois corps de O_4^+	$O_2^+ + O_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + O_2$	11.65
disparition de O_4^+ par dissociation	$O_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O_2 + O_2$	$9.709 \cdot 10^2$
transfert de charge	$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	2.785
transfert de charge non résonant	$N_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$	0.667
formation à trois corps de $O_2^+N_2$	$O_2^+ + N_2 + N_2 \rightarrow O_2^+N_2 + N_2$	2.778
disparition de $O_2^+N_2$ par dissociation	$O_2^+N_2 + N_2 \rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$	0.117
formation de $O_2^+N_2$ par conversion	$O_4^+ + N_2 \rightarrow O_2^+N_2 + O_2$	$2.487 \cdot 10^5$
disparition de $O_2^+N_2$ par conversion	$O_2^+N_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	0.167

Tab. V. 3. Réactions d'échange de charge entre ions positifs.

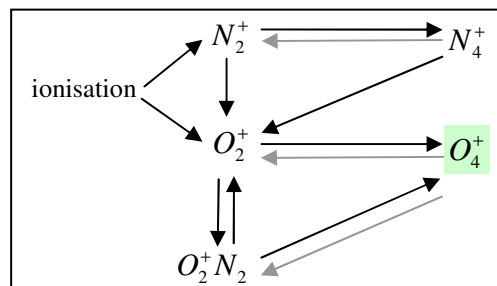


Fig. V. 3. Évolution des ions positifs dans l'air.

Les flèches en gris sur la figure V. 3 symbolisent les réactions dont les taux sont négligeables devant celles en noir. La charge de l'ion $O_2^+N_2$ est portée par la molécule de dioxygène. L'énergie requise pour qu'elle soit transférée sur la molécule de diazote est relativement élevée (3.51 eV). Ainsi la majorité des ions $O_2^+N_2$ se convertissent en ions O_4^+ ou O_2^+ et ce malgré la forte concentration d'azote dans l'air sec. Quel que soit le champ, l'ion $O_2^+N_2$ tend à disparaître soit par conversion soit par dissociation. Quant à l'ion N_2^+ , il se transforme très vite en N_4^+ qui à son tour disparaît au profit de O_2^+ . Enfin l'ion O_2^+ s'associe aux molécules de dioxygène pour donner O_4^+ . L'ion O_4^+ est donc la seule espèce à être plus fréquemment créée que consommée. Ainsi on tend vers un système composé essentiellement de cette espèce.

2.4 Échange de charges entre ions négatifs

L'ion O_2^- , formé lors de la capture électronique, réagit également avec les molécules de l'air pour donner un autre anion. Les deux réactions d'échange de charges entre ions négatifs sont listées dans le tableau V. 4.

réaction	constante de temps (ns)
$O_2^- + O_2 + O_2(ouN_2) \rightarrow O_4^- + O_2(ouN_2)$	23.8
$O_4^- + O_2(ouN_2) \rightarrow O_2^- + O_2(ouN_2)$	16.2

Tab. V. 4. Réactions d'échange de charge entre ions négatifs.

Les taux des deux réactions présentées dans le tableau V. 4 sont du même ordre de grandeur. À l'équilibre règne donc un mélange de O_4^- et O_2^- en constant échange de charge. Les proportions de ce mélange se déduisent des taux de réaction :

- proportion de O_4^- : $\frac{1}{\frac{23.8}{1} + \frac{1}{16.2}} \approx 40\%$
- proportion de O_2^- : $\frac{1}{\frac{16.2}{1} + \frac{1}{23.8}} \approx 60\%$

À l'équilibre l'air ionisé est constitué d'un mélange de 40 % de O_4^- et de 60 % de O_2^- .

2.5 Recombinaison

Il y a disparition d'ions positifs et négatifs par recombinaison principalement de type volumique. Ce type de recombinaison est intimement lié au débit de dose et dépend du nombre d'ions créés par unité de volume et par unité de temps. La recombinaison entre électrons et ions est négligée par rapport à celle entre ions. Les électrons, qui ont une vitesse de dérive beaucoup plus grande que celle des ions négatifs, ont peu de chance de se recombiner avec les ions positifs avant d'être collectés par l'électrode.

2.5.1 Recombinaison ion-ion

Les ions positifs et les ions négatifs se neutralisent mutuellement. Lors de cette neutralisation mutuelle, il peut y avoir dissociation de l'un des ions si celui-ci était polyatomique. Ainsi on va avoir deux types de recombinaison présentés dans le tableau V. 5.

réaction	constante de temps (cm ³ .s ⁻¹)
$A^- + B^+ \rightarrow A + B$ $A^- = O_2^-$ et $B^+ = O_2^+$ (ou N_2^+)	$2.10^{-7} \times (300/T)^{0.5}$
$A^- + BC^+ \rightarrow A + B + C$ $A^- = O_2^-$ et $BC^+ = O_2^+N_2$ (ou N_4^+ ou O_4^+)	10^{-7}

Tab. V. 5. Réactions de recombinaison ion-ion.

2.6 Conclusion

Nous avons modélisé l'évolution des porteurs de charge sans transport en utilisant l'ensemble des réactions présentées précédemment. Sans transport, un équilibre constitué d'ions positifs O_4^+ et d'ions négatifs O_4^- et O_2^- (en constant échange de charge) est atteint au bout d'une centaine de nanosecondes. La figure V. 4 résume l'évolution des différentes espèces jusqu'à l'établissement d'un régime permanent.

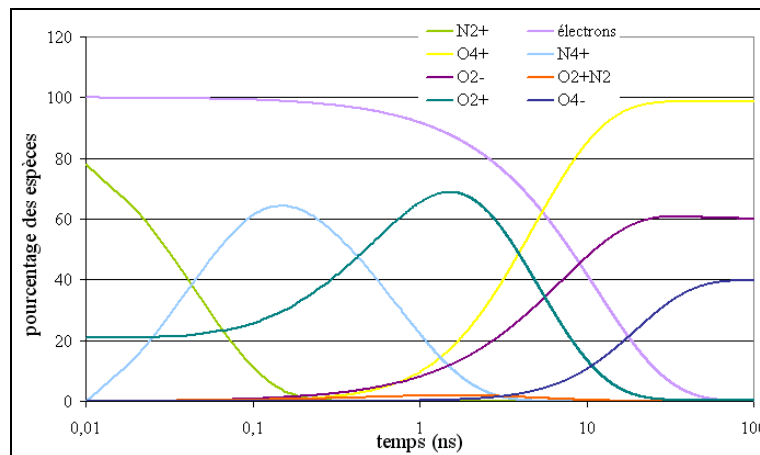


Fig. V. 4. Évolution des espèces ioniques et électrons dans l'air sans transport.

Dans une chambre d'ionisation les porteurs de charge ne sont pas statiques, ils sont soumis à un champ électrique qui les fait dériver. Dans la suite de ce document nous allons donc prendre en compte ces phénomènes de transport.

3 Évolution des porteurs de charge lors de leur transport

Si un champ électrique est ajouté, le comportement des porteurs de charge se complexifie. En plus de réagir entre elles, les espèces dérivent vers les électrodes de collection et au fur et à mesure que la collection s'opère la densité des porteurs de charge diminue.

La charge induite par chaque type de porteur dépend de leur nombre et de leur trajet respectif dans le détecteur (cf. paragraphe I 4.2). Le courant va donc avoir plusieurs composantes. Dans un premier temps le courant ne reflète que la dérive rapide des électrons. Même si tous les électrons disparaissent par capture, celle-ci n'est jamais instantanée. Il y a toujours un laps de temps pendant lequel les électrons ont le temps de dériver. Aussi minime que soit ce laps de temps de dérive, la vitesse de dérive des électrons, très grande devant celle des ions, permet pendant ce temps de dérive de contribuer de manière non négligeable au courant total. Après capture ou collection des électrons, c'est la dérive des espèces ioniques qui commande l'évolution du courant total. Plusieurs espèces ioniques avec des vitesses différentes dérivent, cela conduit à la mesure d'un courant non linéaire. L'existence d'une fraction d'électrons restant libres jusqu'à leur dérive complète ou non a plusieurs répercussions. Tout d'abord ces électrons participent au signal lors de leur dérive. Ensuite cette diminution du taux de capture électronique entraîne nécessairement une diminution de la densité d'ions négatifs, acteurs potentiels d'une recombinaison ion-ion. Ainsi on aboutit à un taux de recombinaison plus faible. La figure V. 5 présente une acquisition réalisée au laboratoire avec une chambre d'ionisation et une source d'américium 241.

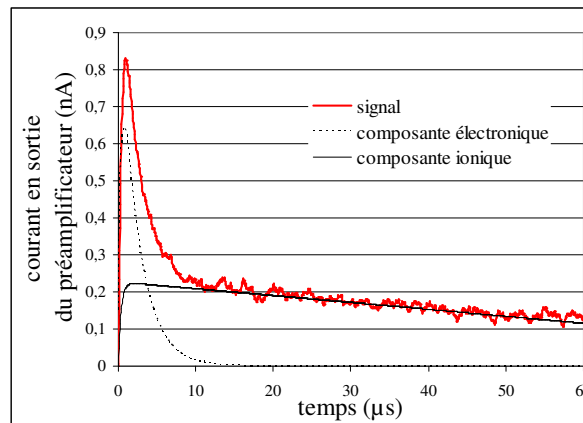


Fig. V. 5. Acquisition à 1.6 kV.cm^{-1} dans l'air à pression atmosphérique.

Sur la figure V. 5 on distingue nettement deux composantes :

- une très rapide ($\approx 2 \mu\text{s}$) et de plus forte amplitude ($\approx 0.7 \text{ nA}$) correspondant au déplacement des électrons libres,
- une autre plus lente ($\approx 100 \mu\text{s}$) et d'amplitude plus faible ($\approx 0.2 \text{ nA}$) correspondant au déplacement des ions.

Les mesures après traitement permettent de connaître la quantité de charges déposée par les électrons et celle par les ions. Sachant que lors de l'ionisation du gaz les électrons et les ions positifs sont en proportion égale, la fraction d'électrons capturés peut être déduite. Ce calcul conduit alors au coefficient d'attachement électronique. Cependant il faut faire attention car il

n'est pas facile de distinguer, parmi la population d'ions, les ions négatifs issus de la capture électronique. Cette population d'ions négatifs conduit à surestimer la proportion d'ions positifs.

Les expériences dans l'air sont délicates car les phénomènes y sont complexes. Afin de valider le protocole expérimental, les expériences ont été d'abord réalisées dans l'azote. Dans ce gaz la capture électronique est inexistante, il n'y a donc pas d'ions négatifs qui pourraient donner lieu à des phénomènes de recombinaison ion-ion. D'après les constantes de temps du tableau V. 3, dans l'azote ionisé à l'équilibre, il n'y a que des électrons et des ions N_4^+ . Le système est donc beaucoup plus simple à analyser.

4 Protocole expérimental

Un dispositif a été développé au laboratoire afin de mesurer :

- la mobilité des électrons,
- la mobilité des ions,
- le coefficient de capture électronique,
- le coefficient de recombinaison ion-ion.

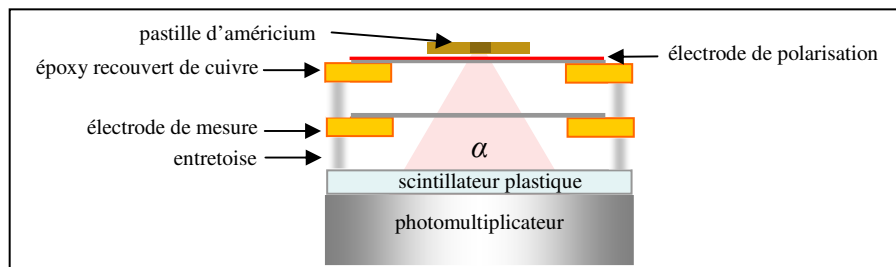


Fig. V. 6. Protocole de test, coupe verticale.

Ce dispositif, illustré figure V. 6, est constitué d'une source d'américium 241, d'une chambre d'ionisation et d'un ensemble scintillateur-photomultiplicateur. La source d'américium 241 émet des particules α de 5.485 MeV. Les particules α émises par la source ionisent l'air sur leur trajectoire. Lors de l'ionisation, des paires électrons-ions sont créées dans l'enceinte de la chambre d'ionisation. Les charges sont ensuite collectées sur les électrodes. Le courant généré sur l'électrode de mesure est envoyé vers un préamplificateur de courant. Sachant que les phénomènes que l'on cherche à mesurer correspondent à de brèves séquences temporelles, il est nécessaire de savoir quand déclencher l'acquisition. Il y a donc deux systèmes en parallèle : le système d'acquisition et de traitement de la charge produite par ionisation et le système de détection du passage des particules α .

Le premier système rassemble la chambre d'ionisation et le préamplificateur de courant. Sur la figure V. 6 l'enceinte de la chambre d'ionisation correspond à l'espace entre les deux électrodes. Cet espace est rempli d'air à pression atmosphérique (dans un premier temps). Les électrodes sont formées d'un film de Mylar, de 2.5 μm d'épaisseur, collé sur une plaque d'époxy recouverte de cuivre. Le film de Mylar est rendu conducteur par un dépôt

d'aluminium. Le contact électrique entre le film est le cuivre est assuré par de la colle d'argent.

Le second système est composé de l'ensemble scintillateur-photomultiplicateur et d'un amplificateur. Ce système sert de voie de synchronisation. Le scintillateur plastique, situé en sortie de la chambre d'ionisation, détecte les α . Il les convertit en photons qui vont à leur tour être convertis en électrons par la photocathode. Ces électrons vont être multipliés par les différentes dynodes du photomultiplicateur pour enfin donner un courant.

Les deux systèmes sont reliés chacun à une des voies d'un oscilloscope numérique. L'oscilloscope déclenche le tracé du signal de la chambre d'ionisation à partir du moment où le signal du photomultiplicateur atteint un seuil de tension défini au préalable. Ainsi l'oscilloscope déclenche l'enregistrement de la voie d'acquisition si et seulement si le passage d'un α est détecté par l'ensemble scintillateur-photomultiplicateur.

Le signal que l'on cherche à mesurer est très faible et noyé dans le bruit électronique. Ce bruit est toutefois de moyenne nulle. En configurant l'oscilloscope de manière à moyenniser un grand nombre de signaux, on parvient à extraire le signal du bruit. Le bruit tend vers zéro et le signal devient visible.

Remarque : Nous nous sommes aperçus que l'alimentation haute tension du photomultiplicateur perturbait les mesures. Pour s'affranchir de ces perturbations nous avons symétrisé la structure de mesure en rajoutant une électrode de polarisation entre l'électrode de mesure et le photomultiplicateur (figure V. 7).

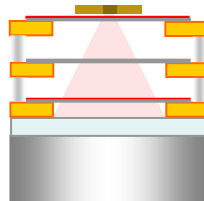


Fig. V. 7. Second dispositif de mesure.

4.1 Mesure de la composante électronique

La composante électronique du signal est très contraignante à mesurer car elle est rapide et noyée dans le bruit. La fréquence d'échantillonnage est un des paramètres essentiels de la performance d'un oscilloscope. Plus la fréquence d'échantillonnage d'un oscilloscope est élevée et plus celui-ci sera capable de mesurer des phénomènes rapides. Il est fondamental de pouvoir disposer d'une fréquence d'échantillonnage élevée par rapport à la durée du signal si l'on veut obtenir l'intégrité du signal mesuré. On a donc choisi une fréquence d'échantillonnage de 5 Géch.s^{-1} , ce qui revient à prélever un échantillon toutes les 200 ps. Un tel échantillonnage permet de numériser des phénomènes rapides de l'ordre de la dizaine de nanoseconde comme la dérive des électrons. Pour extraire le signal du bruit le mode « average » est utilisé. Ce mode permet d'effectuer la moyenne de plusieurs déclenchements afin de réduire le bruit et d'accroître la résolution. Un million de déclenchements ont été sommés par la suite.

Les figures V. 8 et 9 présentent l'évolution temporelle du courant en sortie du préamplificateur dans l'azote et dans l'air.

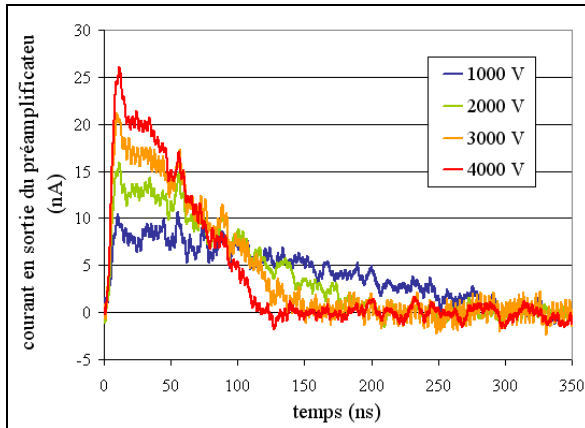


Fig. V. 8. Évolution temporelle de la composante électronique dans l'azote.

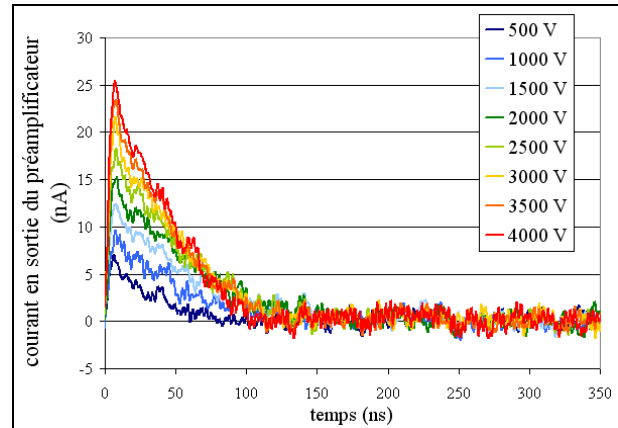


Fig. V. 9. Évolution temporelle de la composante électronique dans l'air.

Dans l'azote les signaux forment des triangles. Pour chaque valeur de tension de polarisation, le temps de dérive des électrons peut se lire aisément en abscisse. Connaissant la distance entre les deux électrodes, leur vitesse de dérive peut ensuite être déduite. Il n'y a pas d'attachement électronique puisqu'aucune molécule électronégative n'est présente dans l'azote. Sur la figure V. 9 les signaux ne forment plus des triangles. On voit très nettement la capture électronique. Pour avoir accès aux différents paramètres dictant l'évolution temporelle de la composante électronique dans l'air, la démarche n'est pas aussi directe que dans l'azote. Nous allons décrire la méthode employée pour analyser la composante électronique dans l'air.

Le théorème de Ramo-Shockley est à la base de l'étude réalisée (cf. paragraphe I. 4. 2). Ce théorème permet de donner une expression du courant généré sur l'électrode de mesure par une particule chargée en mouvement dans un champ électrique. Considérons dans un premier temps le déplacement d'un électron parcourant toute la chambre. Le générateur de courant équivalent à cet électron en mouvement est de la forme :

$$\text{Pour } 0 \leq t \leq t_{coll} \quad i(t) = -e v_e \frac{\vec{E}^*}{1V} \quad \text{Eq. V. 6}$$

- \vec{v}_e est la vitesse de dérive de l'électron. Elle dépend uniquement de la tension de polarisation HT . Nous la modéliserons par l'expression αHT^β avec α et β des paramètres libres.
- \vec{E}^* est le champ électrique virtuel correspondant au champ généré si l'électrode de mesure est portée à un potentiel de 1 V et toutes les autres à 0 V.
- t_{coll} est le temps mis par l'électron pour dériver vers l'électrode de collection correspondant à gap/v_e avec gap la distance séparant les deux électrodes.

Le champ électrique étant maintenu constant entre les deux électrodes de la chambre, l'expression V. 6 peut être simplifiée.

$$\text{Pour } 0 \leq t \leq t_{coll} \quad i(t) = -e \frac{v_e(HT)}{gap} \quad \text{Eq. V. 7}$$

La particule α créé de nombreuses paires électron-ion sur son parcours⁹². Il faut donc prendre en compte l'ensemble des électrons dans l'expression du courant. Chaque électron, en fonction de sa position dans la chambre, parcourt une longueur différente. L'expression V. 7 devient alors :

$$i(t) = -e \frac{v_e(HT)}{gap} n_{paires} \left(1 - \frac{v_e(HT)}{gap} t \right) \quad \text{Eq. V. 8}$$

Avec n_{paires} le nombre total d'électrons créés dans la chambre.

Il reste à prendre en compte l'attachement électronique. La densité d'électrons n_e en tout point de la chambre doit satisfaire l'équation différentielle :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{n_e}{\tau} \quad \text{Eq. V. 9}$$

Avec τ la constante de temps d'attachement.

L'expression finale que l'on obtient est donc :

$$i(t) = -e n_{paires} \frac{v_e(HT)}{gap} \left(1 - \frac{v_e(HT)}{gap} t \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad \text{Eq. V. 10}$$

On remplace ensuite toutes les constantes par k .

$$i(t) = k \alpha HT^\beta \left(1 - \frac{\alpha HT^\beta}{gap} t \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad \text{Eq. V. 11}$$

Une fois le générateur de courant complet modélisé, les quatre paramètres α , β , τ et k sont ajustés de façon à ce que l'expression V. 11 décrive l'ensemble des courbes de la figure V. 8. On trouve une constante de temps d'attachement d'environ 60 ns. Or selon la littérature il y a deux réactions d'attachement possibles. L'une a une constante de temps très faible, de l'ordre de 14 ns et l'autre beaucoup plus lente de 82 ns environ. La constante de temps globale doit s'approcher de la constante de temps la plus courte.

D'après nos expériences, la théorie surestime donc largement la fraction d'électrons capturés par les molécules de dioxygène et par conséquent elle surestime également le nombre d'ions négatifs formés. Un nombre d'ions négatifs plus faible va entraîner un taux de recombinaison plus faible. L'effet sur les courbes de saturation va être une efficacité de collection de charges plus élevée pour les basses tensions. Nous avons montré expérimentalement que les modèles de recombinaison théoriques surévaluaient le taux de recombinaison et qu'ainsi les courbes de saturation prédites étaient fausses.

⁹² La densité d'ionisation peut être supposée constante sur le parcours effectué par la particule entre les deux électrodes.

4.2 Mesure de la composante ionique

On remplace le préamplificateur large bande par un préamplificateur dont la bande passante est réduite afin de mesurer correctement le courant dû aux ions. La composante électronique se trouve déformée par l'électronique, cependant son intégrale reste fidèle à la quantité de charge portée par les électrons.

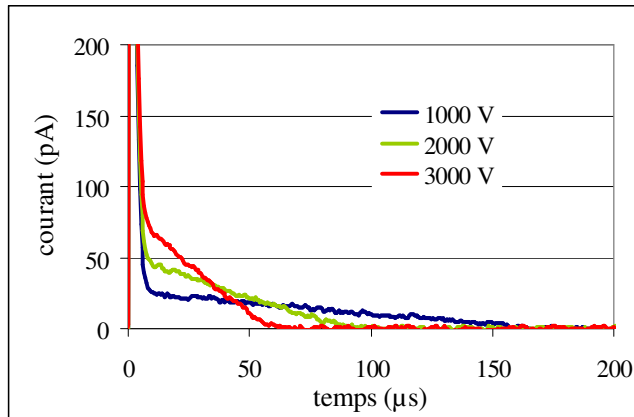


Fig. V. 10. Évolution temporelle de la composante ionique dans l'azote.

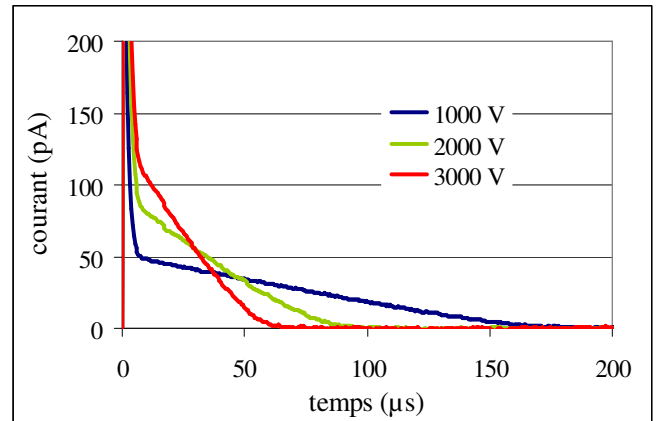


Fig. V. 11. Évolution temporelle de la composante ionique dans l'air.

Sur les figures V. 10 et 11, l'évolution temporelle de la composante ionique est présentée dans l'azote et dans l'air. Dans l'azote le courant varie linéairement avec le temps et une unique pente est visible contrairement à l'air où l'évolution temporelle semble plus complexe. Après analyse, on s'aperçoit que l'évolution temporelle de la composante ionique dans l'air présente deux pentes distinctes.

5 Exploitation des résultats pour le calcul de la vitesse des électrons et des ions

5.1 Vitesse des électrons

Nous avons confronté nos résultats avec les données tabulées. La vitesse théorique des électrons provient des tables de G. W. C. Kaye et T. H. Laby mises en ligne par le National Physical Laboratory⁹³ [1995-KAY]. Les figures V. 13 et 14 illustrent les vitesses de dérive théorique et expérimentale des électrons dans l'azote et l'azote en fonction de la haute tension.

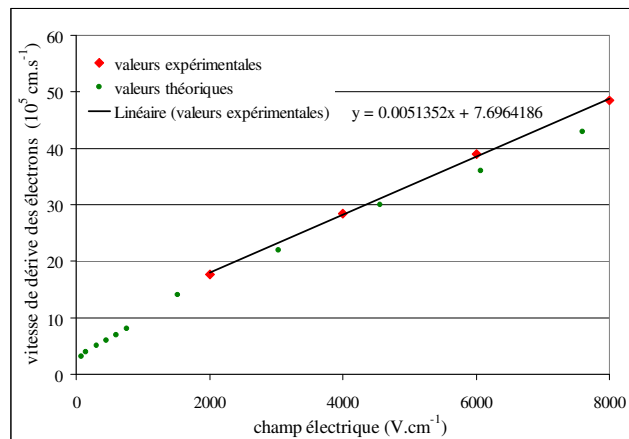


Fig. V. 12. Vitesse des électrons dans l'azote à pression atmosphérique.

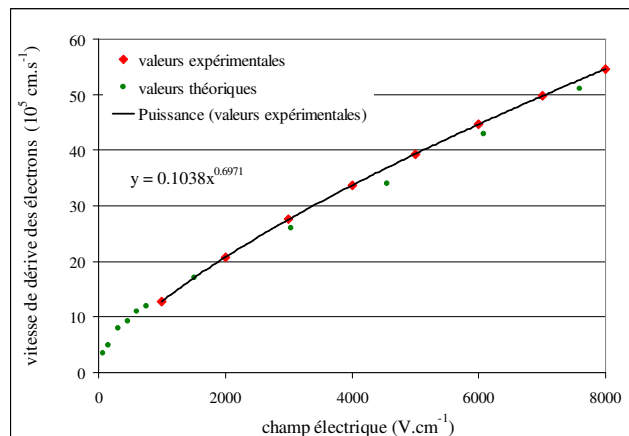


Fig. V. 13. Vitesse des électrons dans l'air à pression atmosphérique.

Les vitesses expérimentales sont légèrement supérieures aux données tabulées. Dans l'azote nous avons trouvé une dépendance linéaire entre la vitesse des électrons et la haute tension (figure V. 12). Cette linéarité n'a pas été observée dans l'air.

⁹³ G. W. C. Kaye et T. H. Laby, *Tables of physical and chemical constants*, Longman, 16^{ème} édition, 1995. <http://www.kayelaby.npl.co.uk>

5.2 Vitesse des ions

5.2.1 Vitesse théorique

La vitesse de dérive d'un ion dans un gaz, u , d'après le modèle de Langevin, pour de bas champs, s'exprime de la manière suivante :

$$u = \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{3kT} \right)^{1/2} \frac{eE}{N\sigma} \quad \text{Eq. V. 12}$$

- m est la masse de l'ion.
- M est la masse des molécules du gaz.
- k est la constante de Boltzmann.
- T est la température.
- e est la charge électronique de l'ion.
- E est le champ électrique.
- N est la densité du gaz.
- σ est la section efficace de collision.

La vitesse de dérive d'un ion et donc inversement proportionnelle à la racine carrée de sa masse.

Dans les mélanges gazeux, tels que l'air, le modèle de Langevin ne s'applique pas car chaque espèce du mélange a une masse M_i et une densité N_i . La vitesse de dérive des ions dans les mélanges gazeux sera alors notée \bar{u} ⁹⁴ [1994-BLU].

$$\bar{u} = \frac{e}{m} E \frac{\bar{\tau}}{\bar{\kappa}} \quad \text{Eq. V. 13}$$

$\bar{\tau}$ est le temps moyen entre les collisions et $\bar{\kappa}$ est la fraction moyenne de vitesse perdue à chaque collision.

La vitesse de dérive des ions dans l'air est donc inversement proportionnelle à leurs masses respectives.

⁹⁴ W. Blum, L. Rolandi, *Particle detection with drift chambers*, Springer study edition, 1994.

5.2.2 Vitesse expérimentale

Pour calculer la vitesse de dérive des espèces dans notre chambre d'ionisation, il suffit de relever le temps de dérive de chacune des espèces. Connaissant la distance parcourue et le temps mis pour la parcourir la vitesse se calcule directement.

En plus du signal électronique, dans l'air, le signal est constitué de deux pentes distinctes qui suggèrent deux populations ioniques différentes au minimum. D'après la bibliographie, il y a trois espèces ioniques dans l'air : O_2^- , O_4^- et O_4^+ . Les espèces O_2^- et O_4^- sont en constant échange de charge et constituent un mélange dont la vitesse est une somme pondérée de leurs vitesses respectives. Sachant que la masse molaire de l'ion O_4^+ (64 g.mol⁻¹) est identique à celle de l'ion O_4^- et à deux fois celle de l'ion O_2^- , l'expression de la masse du mélange O_4^-/O_2^- est :

$$m_{O_4^-/O_2^-} = (x \cdot m_{O_4^-} + (1-x) \cdot m_{O_2^-}) = \left(\frac{1+x}{2}\right) m_{O_4^+} \quad \text{Eq. V. 14}$$

x correspond à la proportion de O_4^- dans le mélange O_4^-/O_2^- . Selon la littérature cette proportion x vaut 40 % ce qui donne une masse de mélange de 44.8 g.mol⁻¹. Au paragraphe précédant nous avons vu que la vitesse de dérive des ions dans l'air était inversement proportionnelle à leurs masses respectives, la vitesse du mélange O_4^-/O_2^- et la vitesse de l'ion O_4^+ vérifient donc l'équation suivante :

$$m_{O_4^+} v_{O_4^+} = m_{O_4^-/O_2^-} v_{O_4^-/O_2^-} \quad \text{Eq. V. 15}$$

Après simplification la relation entre la vitesse du mélange O_4^-/O_2^- et celle de O_4^+ s'écrit :

$$v_{O_4^+} = \frac{1+x}{2} v_{O_4^-/O_2^-} \quad \text{Eq. V. 16}$$

Dans l'azote, le signal ionique ne doit présenter qu'une pente due au mélange d'ions N_4^+ , N_3^+ et (N_2^+, N^+) . La figure V. 14 présente les vitesses expérimentales des ions dans l'air, après analyse des deux pentes, et dans l'azote.

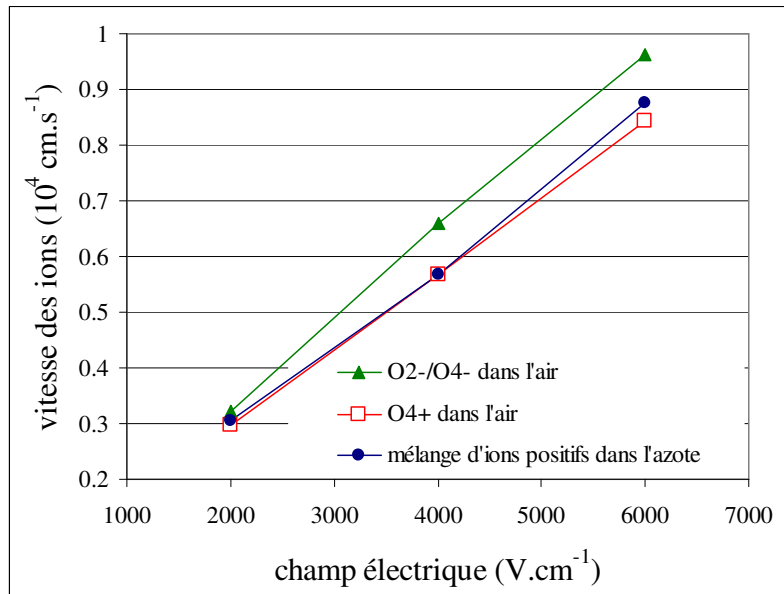


Fig. V. 14. Vitesse de dérive des ions dans l'air et l'azote à pression atmosphérique.

Les courbes de la figure V. 14 ont une tendance linéaire, ce qui suggère des mobilités ioniques constantes.

mobilité (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)		
O ₂ ⁻ /O ₄ ⁻ dans l'air	O ₄ ⁺ dans l'air	N ₄ ⁺ dans l'azote
1.597	1.366	1.428

Tab. V. 6. Mobilités des ions dans l'air et l'azote à pression atmosphérique.

Les proportions du mélange O₂⁻/O₄⁻ de la littérature (40 % de O₄⁻ et 60 % de O₂⁻) ne conviennent pas aux mobilités trouvées. D'après nos valeurs expérimentales, le mélange O₂⁻/O₄⁻ est composé de 71 % de O₄⁻ et de 29 % de O₂⁻.

6 Conclusion

Avant de quantifier le phénomène de recombinaison dans l'air, nous avons voulu vérifier que nous maîtrisions l'évolution temporelle des charges dans l'azote. Nous allons décrire la démarche suivie.

On modélise d'abord le signal électronique par une forme triangulaire conforme à la théorie (deux paramètres : Q la charge portée par les électrons et T le temps de dérive). Pour le signal ionique le modèle est identique (deux paramètres : Q_+ la charge portée par le mélange d'ions positifs et T_+ le temps de dérive). Ensuite on ajoute un fond qui est la convolution d'un niveau continu démarrant avec l'impulsion (mesuré en dehors du signal) convolué par la réponse impulsionnelle des deux signaux électronique et ionique (aucun paramètre libre), ceci afin de modéliser la nature aléatoire du taux de comptage après le trigger. On passe la résultante à travers la fonction de transfert du préamplificateur (deux paramètres : f_1 et f_2 les fréquences de coupure liées, pour l'une à la contre réaction du préamplificateur et pour l'autre à sa limitation de produit gain-bande). Puis on identifie la réponse impulsionnelle du préamplificateur sur un jeu de données et on fixe ces paramètres. On se contente alors d'ajuster les quatre paramètres du signal pour toutes les autres tensions de polarisation mesurées.

Suite à cette modélisation, nous nous sommes aperçus que les quantités respectives d'électrons et d'ions collectés ne paraissaient pas justes. Une modélisation erronée de la chaîne électronique dans les procédures d'ajustement ou un dispositif expérimental mal adapté peuvent expliquer ce problème. Pour améliorer nos mesures un dispositif a été développé au laboratoire début 2011, mais n'a pas encore été exploité. Ce dispositif, illustré figure V. 15, est constitué comme le premier dispositif : d'une source d'américium 241 , d'une chambre d'ionisation et d'un ensemble scintillateur-photomultiplicateur. La différence réside dans la structure de la chambre d'ionisation dont l'enceinte correspond à l'espace entre la source et l'unique film de Mylar. La première électrode, l'électrode de mesure, est constituée de la source scellée dans un support métallique. La seconde électrode, l'électrode de polarisation, est formée du film de Mylar collé sur une plaque d'époxy recouverte de cuivre, le tout étant porté à la haute tension. Les deux électrodes une fois placées en visu forment un ensemble étanche. Une entrée et une sortie de gaz sont prévues pour faire circuler le gaz dans l'enceinte.

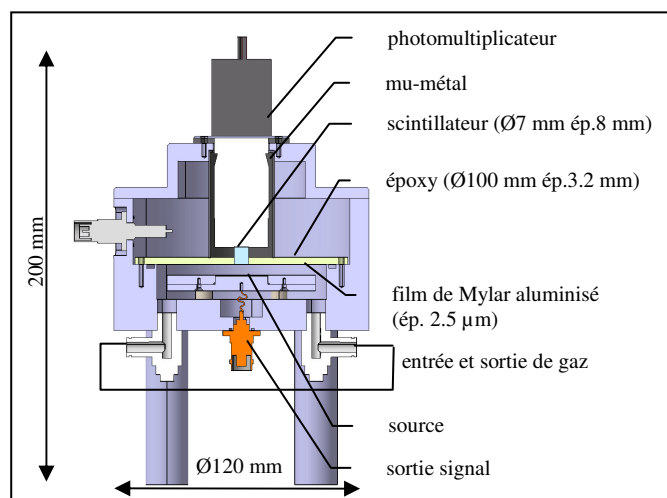


Fig. V. 15. Coupe verticale du nouveau dispositif conçu par Yvan Merrer.

Le dispositif réalisé début 2010 nous a permis de mesurer les vitesses de dérive des électrons et des ions dans l'air et le diazote. Le taux d'attachement électronique a également été évalué dans l'air, quatre fois plus faible que celui prédit par la littérature. Expérimentalement nous avons donc montré que les modèles théoriques sous-estimaient l'efficacité de collection de charges des chambres d'ionisation à air pour les faibles valeurs de haute tension. Nous n'avons cependant pas pu étudier le phénomène de recombinaison. L'objectif principal à l'heure actuelle est la maîtrise de l'évolution temporelle des charges dans l'azote ionisé. Ensuite nous pourrions faire des mesures de taux de recombinaison (en se plaçant à des débits de dose plus élevés qu'avec la source d'américium) comme il a été fait avec IC2/3 lors des tests concernant l'efficacité de collection de charges.

Pour que l'étude des phénomènes électriques dans l'air ionisé soit complète, il reste à exploiter le nouveau dispositif et combiner les résultats avec ceux d'IC2/3 en termes de taux de recombinaison.

Conclusion générale

Les besoins en recherche, développement et mise en œuvre de dispositifs de contrôle faisceau sont croissants. Une des premières causes de cette croissance est l'apparition de nouvelles techniques de traitement du cancer, telle la hadronthérapie, accompagnées de nouvelles techniques de délivrance faisceau. Dans cette thèse nous nous sommes attachés à répondre aux besoins de la protonthérapie avec Pencil Beam Scanning. Sachant qu'en protonthérapie le contrôle faisceau est majoritairement assuré par des chambres d'ionisation, notre recherche s'est focalisée sur l'adaptation de celles-ci non seulement aux faisceaux de protons mais également à la technique de balayage PBS.

Le travail de thèse est scindé en deux phases : une consacrée à l'unité moniteur IC2/3 et la seconde au Compass PT. Le travail effectué sur le Compass PT s'inscrit dans la suite logique de celui sur l'unité moniteur IC2/3.

Concernant la partie dédiée à l'unité moniteur IC2/3, nous avons d'abord fait quelques études de conception. L'étude principale fut celle de la déflexion électrostatique des films de Mylar. Sous l'effet de la pression électrostatique, les films de Mylar se déforment et la réponse des structures de mesure n'est plus uniforme. Suite à cette étude, il a été mis en évidence qu'une distribution de potentiel symétrique permettait de minimiser ces déformations. Ensuite nous avons procédé à la caractérisation d'IC2/3. Les tests ont montré que les performances atteintes par IC2/3 étaient conformes au cahier des charges établi par IBA. À l'heure actuelle IC2/3 équipe toutes les salles de traitement du centre de protonthérapie d'Essen. Il est industrialisé par IBA et un brevet a été déposé.

Ce moniteur validé, nous sommes ensuite passés à la conception d'une instrumentation capable de reconstruire, en temps réel, la distribution spatiale de dose délivrée dans le patient. Les exigences au niveau de ce dispositif, nommé Compass PT, sont différentes de celles d'une unité moniteur qui n'a de but que le contrôle de la fluence particulière. L'objectif d'IC2/3 est la détection d'un écart de position ou de taille du spot ou encore d'un écart d'intensité. Le Compass PT, quant à lui, doit mesurer précisément la fluence particulière et l'énergie puis associer ces mesures aux données densitométriques fournies par l'imagerie. Il ne dispose d'aucune connaissance préalable des paramètres faisceau.

Les performances d'IC2/3 en ce qui concerne la mesure de la fluence particulière étant jugées conformes au cahier des charges de la protonthérapie, nous sommes partis sur une structure générale similaire. Nous avons dans un premier temps établi le cahier des charges du Compass PT. Pour cela un traitement a été modélisé. Ce modèle nous a servi à déterminer les erreurs de délivrance faisceau conduisant à rejeter le traitement selon des critères d'acceptabilité clairs et précis. Ensuite nous avons conclu sur les spécifications nécessaires à la détection de ces erreurs. Nous avons pu constater que le traitement modélisé était assez tolérant sur les erreurs de délivrance faisceau hormis celles d'énergie concernant les plans situés en profondeur.

Une fois le cahier des charges établi, nous avons procédé à l'examen de divers points technologiques. Les phénomènes de déflexion électrostatique déjà étudiés pour IC2/3, nous nous sommes intéressés à la largeur de piste satisfaisant le cahier des charges en ce qui

concerne la résolution spatiale ainsi que les diverses options envisageables pour la mesure de l'énergie. Nous sommes parvenus à un certain nombre de recommandations pour la réalisation de ce dispositif. Nous conseillons ainsi :

- des structures de mesure doubles (électrodes de polarisation entourant l'électrode de mesure) de 1 cm de gap, constituées de films de Mylar les plus fins possibles,
- un nombre minimal d'électrodes réalisé par exemple avec une unique structure mesurant à la fois la dose et le profil faisceau sur les axes X et Y,
- des structures segmentées de période spatiale inférieure à 4.8 mm (voire 2.175 mm si une incertitude relative inférieure au pourcent est souhaitée sur la mesure des écarts-types faisceau),
- des films externes plus épais, rendant le détecteur plus robuste, accompagnés de films fins (pour amortir la pression électrostatique subie par les films externes).

La mesure de l'énergie reste cependant encore un point à l'étude que nous explorons actuellement. Deux pistes ont été envisagées : une mesure via une variation de temps de vol des protons et une mesure via la variation de la position des spots dans le plan transversal. La seconde option s'est avérée difficile à réaliser puisque nécessitant une résolution spatiale très élevée. En revanche la première option a été testée avec une photodiode à avalanches et les résultats se sont montrés prometteurs malgré un faible nombre de protons à basse énergie. L'objectif est maintenant de réaliser le même type de mesure mais cette fois avec une chambre d'ionisation. Le principal frein à l'adaptation de cette mesure au domaine des chambres d'ionisation est le temps de montée relativement long du signal dans celles-ci. Nous nous sommes cependant aperçus qu'une fraction non négligeable d'électrons parvenait à dériver sans être capturée par les molécules électronégatives du gaz. Ces électrons en phase avec l'arrivée des protons rendraient possible la mesure. Il reste à mener des calculs poussés d'électronique pour pouvoir extraire et mesurer proprement cette composante électronique.

Nous pensions que les phénomènes électriques dans l'air ionisé étaient bien maîtrisés. En effet les systèmes dosimétriques de référence sont toujours des chambres d'ionisation fonctionnant à l'air à pression atmosphérique. Nous nous sommes cependant aperçus que ce n'était pas le cas. Les théories de recombinaison généralement admises s'avèrent peu précises et le taux d'attachement électronique γ est surestimé. Ce sont d'une part la présence des ailes et d'autre part la possibilité d'une mesure de temps de vol qui nous ont incités à étudier la formation et la collection des charges dans l'air. Un dispositif spécifique à cette étude a été réalisé. Après une étude bibliographique approfondie, nous avons déterminé les différentes espèces présentes dans l'air ionisé des chambres d'ionisation. Nous avons pu évaluer les vitesses de dérive de ces espèces et le taux d'attachement électronique. Il reste toutefois encore du temps à consacrer à cette étude pour maîtriser parfaitement les phénomènes électriques dans l'air ionisé.

Au cours de ces trois ans, nous avons travaillé sur l'adaptation des chambres d'ionisation au contrôle de faisceaux de protons balayés. Les études ont montré la pertinence de l'utilisation des chambres d'ionisation pour le contrôle en ligne du faisceau. De part son épaisseur équivalent-eau faible, c'est l'outil qui permet de perturber le moins le faisceau. Pour preuve, l'unité moniteur IC2/3 répond à toutes les spécifications du cahier des charges de la protonthérapie. Les diverses études, menées lors de la conception du Compass PT, ont conduit à une structure générale très simple, mais également à des perspectives de recherche quant à la mesure d'une variation d'énergie et la maîtrise de la formation et de la collection des charges dans l'air.

Annexe 1 : notations statistiques

Dans ce manuscrit nous utilisons les indices statistiques rms de l'anglais Root Mean Square pour les valeurs efficaces et p-p de l'anglais Peak-to-Peak pour les valeurs crête à crête.

Annexe 2 : relations énergie-parcours

Lors de la modélisation des relations liant l'énergie et le parcours des protons dans l'eau se sont avérées nécessaires. Ces relations ont été déterminées à partir de mesures effectuées au centre d'Essen et d'ajustements effectués sous Excel. Les relations obtenues sont :

$$E(\text{MeV}) = \exp\left(a + b \cdot \ln(R(\text{mm})) + c \cdot \ln(R(\text{mm}))^2 + d \cdot \ln(R(\text{mm}))^3\right) \quad \text{Eq. A. 1}$$

- E est l'énergie des protons en entrée de la cible d'eau
- R est le parcours des protons dans l'eau
- $a = 2.87007$
- $b = 1.29903 \cdot 10^{-1}$
- $c = 8.69835 \cdot 10^{-2}$
- $d = -5.67746 \cdot 10^{-3}$

$$R(\text{mm}) = \exp\left(A + B \cdot \ln(E(\text{MeV})) + C \cdot \ln(E(\text{MeV}))^2 + D \cdot \ln(E(\text{MeV}))^3\right) \quad \text{Eq. A. 2}$$

- $A = -2.37746$
- $B = 6.53761 \cdot 10^{-1}$
- $C = 2.77171 \cdot 10^{-1}$
- $D = -2.23325 \cdot 10^{-2}$

Annexe 3 : neutralisation des ions à la cathode

La neutralisation des ions au niveau des électrodes est un processus très souvent négligé dans l'étude des chambres d'ionisation. Lorsqu'un ion positif arrive à proximité de l'anode un électron est éjecté de celle-ci afin de combler la lacune de l'ion. L'émission de cet électron peut se faire selon divers processus (figure A. 1). Nous allons d'abord présenter le processus le plus courant : la neutralisation résonante. Un électron de la bande de valence du métal est transféré à l'ion incident sans variation d'énergie. Ce processus n'a lieu que si le travail d'extraction de l'électrode W (ici en aluminium) est inférieur à l'énergie, PI (potentiel d'ionisation), qu'il a fallu fournir pour créer l'ion à partir de l'atome.

$$PI > W \quad \text{Eq. A. 3}$$

Un second processus peut avoir lieu : la neutralisation Auger⁹⁵. Un électron de la bande de valence, traverse la barrière de potentiel du métal pour venir combler la lacune de l'ion, tout comme le processus précédent. Par contre ce transfert est suivi d'une réorganisation du système électronique du métal. Le trou créé est comblé par un autre électron de la bande de valence. L'énergie de cette transition est cédée ensuite à un troisième électron de cette même bande qui est promu au-dessus du niveau de vide et peut sortir du solide. Cet électron va alors participer au courant en dérivant vers la cathode. Pour que cela puisse se produire il est nécessaire que l'énergie potentielle de l'ion incident soit supérieure à deux fois la valeur de l'énergie des électrons de la bande de valence de l'électrode.

$$PI > 2W \quad \text{Eq. A. 4}$$

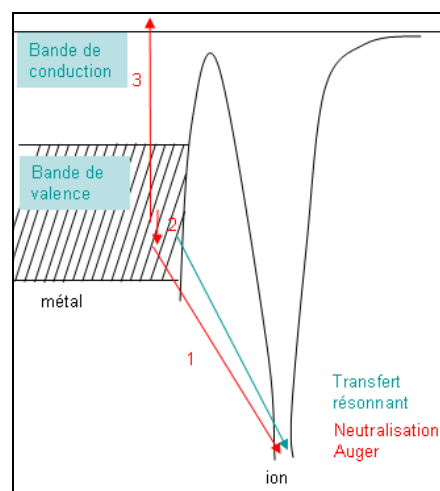


Fig. A. 1. Neutralisation Auger et transfert résonnant.

Le potentiel d'ionisation du diazote vaut 15.58 eV alors que celui du dioxygène vaut 12.07 eV. La cathode étant recouverte d'une couche d'aluminium de 200 nm environ dont le travail d'extraction est de 4.25 eV, *a priori*, les ions monochargés N_2^+ et O_2^+ peuvent se neutraliser par un processus Auger à la surface de la cathode. Les ions N_4^+ et O_4^+ nécessitent la même

⁹⁵ H. D. Hagstrum, *Theory of Auger Ejection of Electrons from metals by ions*, Physical Rev., vol. 96, no. 2, 1954.

énergie de neutralisation puisqu'ils sont formés de deux molécules diatomiques reliées par liaison Van Der Waals. Ainsi la charge n'est portée que par une des deux molécules diatomiques les constituant.

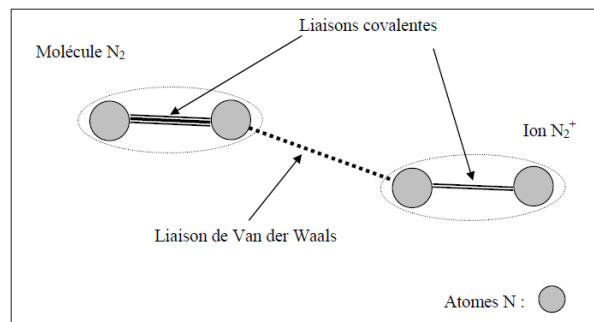


Fig. A. 2. Structure de l'ion N_4^+ .

La neutralisation Auger ne dépend pas de la polarisation de la chambre. La seule différence est l'endroit où sont créés les électrons Auger. Si l'on polarise la chambre positivement les électrons Auger sont émis au niveau de l'électrode de collection (de part et d'autre). Si l'on polarise la chambre négativement ils sont émis au niveau des électrodes de polarisation. Dans les deux cas leur participation au courant dans la chambre est identique.

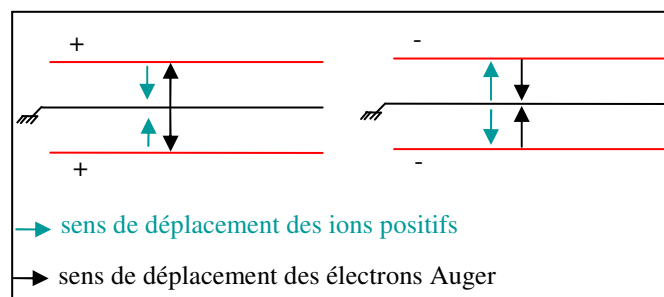


Fig. A. 3. Effet de la neutralisation Auger en fonction de la polarité.

Annexe 4 : fraction d'électrons libres dans la littérature

1 Fraction d'électrons libres mesurée par Hochhäuser *et al* en 1994

La figure A. 4 présente le temps de vie des électrons dans une chambre d'ionisation à électrodes parallèles remplie d'air en fonction du champ électrique. La courbe en trait plein est un ajustement des données expérimentales obtenues par Hochhäuser *et al* ⁹⁶. Lors de l'expérience, la pression a été évaluée à 1000 hPa, la température à 291 K et l'humidité relative à 60 %.

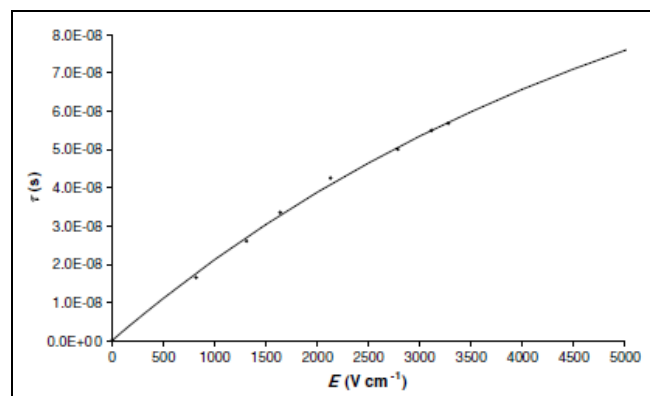


Fig. A. 4. Temps de vie des électrons τ en fonction du champ électrique E d'après Hochhäuser *et al*.

Le temps de vie des électrons dans l'air, mesuré par Hochhäuser en 1994 est compatible avec la constante de temps d'attachement que nous avons mesuré expérimentalement. On trouve 60 ns à 4000 $V\ cm^{-1}$ pour 65 ns sur la figure A. 4.

La figure A. 5 montre ensuite la fraction d'électrons en fonction de la tension de polarisation appliquée dans une chambre d'ionisation à électrodes parallèles avec un gap de 0.61 cm et exposée à de courts pulses de rayons X. La courbe 1 correspond à un « air sec synthétique » composé de 19.9 % de dioxygène et 80.1 % de diazote à 100.0 kPa (mesures effectuées par Hochhäuser en 1993). La courbe 2 correspond à un air dont l'humidité relative est de 60 % à 100.0 kPa (mesures effectuées par Hochhäuser *et al* en 1994).

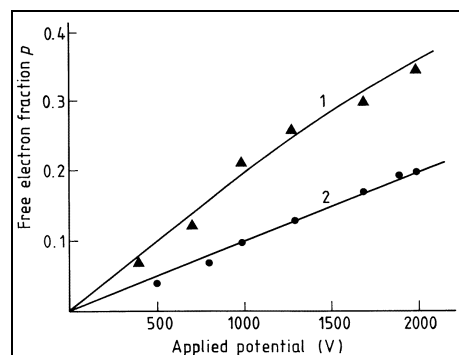


Fig. A. 5. Fraction d'électrons libres p en fonction de la tension de polarisation V .

⁹⁶ O. A. Balk, E. Hochhäuser, K. Hahn, K. Krimmel, W. Arnold et H. Schneider, *Time resolving ionization monitor for microsecond radiation impulses*, Phys. Med. Biol., vol. 43, p. 3129-3137, 1998.

2 Expression de la fraction d'électrons libres écrite par Boag en 1987

Une expression a été établie en 1987 par Boag permettant de calculer la fraction d'électrons libres à partir des temps de vie des électrons libres.

$$p = \frac{v_e \tau}{d} \left(1 - e^{-\frac{d}{v_e \tau}} \right) \quad \text{Eq. A. 5}$$

Avec d la distance entre les électrodes pour une chambre d'ionisation à électrodes planes parallèles, v_e la vitesse de dérive des électrons libres dans le gaz remplissant la chambre et enfin τ le temps de vie des électrons.

En prenant un gap de 0.5 cm comme dans le protocole expérimental du chapitre V, une vitesse de dérive des électrons dans l'air de $34.10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ (cf. figure V. 13 à 2000 V) et un temps de vie dans l'air de 60 ns (cf. figure A. 4), on obtient une fraction d'électrons libres de 0.37 environ. Cette fraction est compatible avec les données de la figure A. 5.

Références

- [1896-THO] J. J. Thomson et E. Rutherford, *Phil. Mag.*, vol. 42, no 392, 1896.
- [1899-THO] J. J. Thomson. *Phil. Mag.*, vol. 47, no 253, 1899.
- [1904-BRA] W. H. Bragg et R. Kleeman, *On the ionization curves of radium*, *Philosophical Magazine*, S6, p. 726-738, 1904.
- [1937-NIE] R. A. Nielsen, N. E. Bradbury, *Phys. Rev.*, vol. 51, no 69, 1937.
- [1939-RAM] S. Ramo, *Proceedings of the IRE*, vol. 27, p. 584-585, 1939.
- [1950-BOA] J. W. Boag, *Ionization measurements at very high intensities. I- Pulsed radiation beams*, *Br. J. Radiol.*, vol. 23, p. 601-611, 1950.
- [1950-WIL] D. H. Wilkinson, *Ionization chambers and counters*, University Press, 1950.
- [1953-BET] H. A. Bethe, *Moliere's theory of multiple scattering*, *Phys. Rev.*, vol. 89, no 6, p. 1256, 1953.
- [1963-BIO] M. A. Biondi, *Atomic Collisions Involving Low Energy Electrons and Ions*, *Advances in Electronics and Electron Physics*, vol. 18, p.67, 1963.
- [1964-FLE] R. Fletcher et C. M. Reeves, *Function minimization by conjugate gradient methods for optimization*, *SIAM J. Optim.*, vol. 7, p. 149-154, 1964.
- [1969-ELL] R. E. Ellis et L. R. Read, *Phys. Med. Biol.*, vol. 14, p. 293-304, 1969.
- [1972-SPE] D. Spence, G. J. Schultz, *Three-body attachment in O₂ using electron beam*, *Phys. Rev.*, vol. 5A, no 2, p.728, 1972.
- [1973-CAR] J. Carlsson et K. Rosander, *Effects of Multiple Scattering on Proton Beams in Radiotherapy*, *Phys. Med. Biol.*, vol. 18, no. 5, p. 633-640, 1973.
- [1975-HIG] V. L. Highland, *Some practical remarks on multiple scattering*, *Nucl. Instrum. Methods*, vol. 129, p. 497, 1975.
- [1978-ICR] ICRU 29, *Dose Specification for Reporting External Beam Therapy with Photons and Electrons*, 1978.
- [1979-SHI] W. U. Shipley, J. E. Tepper, G. R. Prout, L. J. Verhey, O. A. Mendiondo, M. Goitein, A. Koehler et H. D. Suit, *Proton radiation as boost therapy for localized prostatic carcinoma*, *J. Am. Med. Assoc.*, vol. 241, p. 1912-1915, 1979.
- [1980-BOA] J. W. Boag et J. Carrant, *Current collection and ionic recombination in small cylindrical ionization chambers exposed to pulsed radiation*, *Brit. J. Radiol.*, vol. 53, p. 471-478, 1980.
- [1982-TAN] T. Taniguchit, K. Kawamurai, S. Sakamotoi et H. Tagashirat, *Three-body attachment in oxygen and an air- like nitrogen and oxygen mixture*, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 15, p. 1187-1193, 1982.
- [1986-HOC] E. Hochhäuser et O. A. Balk, *The influence of unattached electrons on the collection efficiency of ionisation chambers for the measurement of radiation pulses of high dose rate*, *Phys. Med. Biol.*, vol. 31, no 3, p. 223-233, 1986.
- [1989-NOU] J. P. Nougier, *Méthodes de calcul numérique*, Masson S.A, 1989.
- [1991-PON] P. Pons, G. Blasquez et N. Ratier, *Harmonic response of silicon capacitive pressure sensor*, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 26, issues 1-3, p. 301-305, mars 1991.
- [1992-KOS] I.A. Kossyi *et al*, *Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures*, *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 1, p. 207-220, 1992.
- [1992-PRES] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling et B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing Second Edition*. Cambridge University Press, seconde edition, 1992.

- [1993-CHU] W. T. Chu, B. A. Ludewigt et T. R. Renner, *Instrumentation for treatment of cancer using proton and light-ion beams*, Rev. Sci. Instrum., vol. 64, no 8, p. 2080-2083, 1993.
- [1993-DYK] J. Van Dyk, R. B. Barnett, J. E. Cygler et P. C. Shragge, *Commissioning and quality assurance of treatment planning computers*, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., vol. 26, p. 261-273, 1993.
- [1993-ICR] ICRU 50, *Prescribing, Recording, and Reporting Photon Beam Therapy*, 1993.
- [1994-BLU] W. Blum et L. Rolandi, *Particle detection with drift chambers*, Springer study edition, 1994.
- [1994-ISO] Norme ISO 5725-1, *Application de la statistique, Exactitude (justesse et fidélité) des résultats et méthodes de mesure, Partie 1 : Principes généraux et définitions*, 1994.
- [1995-KAY] G. W. C. Kaye et T. H. Laby, *Tables of physical and chemical constants*, Longman, 16^{ème} édition, 1995. <http://www.kayelaby.npl.co.uk>.
- [1996-BAR] R. M. Barnett et al, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev., vol. 54, p. 132, 1996.
- [1996-BOA] J. W. Boag, E. Hochhäuser et O. A. Balk, *The effect of free-electron collection on the recombination correction to ionization measurements of pulsed radiation*, Phys. Med. Biol., vol. 41, p. 885-897, 1996.
- [1997-FRA] O. Français, I. Dufour et E. Sarraute, *Analytical static modelling and optimization of electrostatic micropumps*, J. Micromech. Microeng., vol. 7, p. 183-185, 1997.
- [1998-HAR] W. B. Harms, D. A. Low, J. W. Wong et J. A. Purdy, *A software tool for the quantitative evaluation of 3D dose calculation algorithms*, Med. Phys., vol. 25, p. 1830-1836, 1998.
- [1998-ICR] ICRU 59, *clinical proton dosimetry part I - Beam Production, Beam Delivery and Measurement of absorbed dose*, 1998.
- [1998-ICR] ICRU 60, *fundamental quantities and units for ionizing radiation*, 1998.
- [1998-LOW] D. A. Low, W. B. Harms, S. Mutic et J. A. Purdy, *A technique for the quantitative evaluation of dose distributions*. Med. Phys., vol. 25, p. 658, 1998.
- [2000-MAR] B. Marchand, D. Prieels, B. Bauvir, R. Sépulchre, M. Gérard, *IBA proton Pencil Beam Scanning: an innovative solution for cancer treatment*. Proceedings of EPAC 2000, Vienne.
- [2001-WIE] W. Wieszczycka et W. Scharf, *Proton radiotherapy accelerators*, world scientific, 2001.
- [2002-ARO] A. Arokiasamy, *Simulation of vibrations of rectangular and square membranes using computer graphics*, Simulation Modelling Practice and Theory, vol. 10, p. 3-12, 2002.
- [2002-DEP] T. Depuydt, A. Van Esch et D. P. Huyskens, *A quantitative evaluation of IMRT dose distributions: refinement and clinical assessment of the gamma evaluation*, Radiother. Oncol., vol. 62, p. 309-319, 2002.
- [2002-PAG] H. Paganetti, A. Niemierko, M. Ancukiewicz, L. E. Gerweck, J. S. Loeffler, M. Goitein et H. D. Siut, *Relative Biological Effectiveness (RBE) values for Proton beam therapy*, Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys., vol. 53, no 2, p. 407-421, 2002.
- [2003-BAK] A. Bakai, M. Albert et F. Nüsslin, *A revision of the γ -evaluation concept for the comparison of dose distributions*, Phys. Med. Biol., vol. 48, p. 3543-3553, 2003.

- [2003-DEC] Art. R. 43-57 du Décret n°2003-270 du 24 mars 2003 relatif à la protection des personnes exposées à des rayonnements ionisants à des fins médicales et médico-légales et modifiant le code de la santé publique.
- [2003-LOW] D. A. Low et J. F. Dempsey, *Evaluation of the gamma dose distribution comparison method*, Med. Phys., vol. 30, p. 2455-2464, 2003.
- [2003-MIN] Ministère de la santé, de la famille et des personnes handicapées, Art. R. 43-57 du Décret n°2003-270 du 24 mars 2003 relatif à la protection des personnes exposées à des rayonnements ionisants à des fins médicales et médico-légales et modifiant le code de la santé publique, journal officiel 72 du 26 mars 2003, p. 5361-5363.
- [2005-POC] T. Pochet, *Détecteurs nucléaires - différentes classes de détecteurs*, Techniques de l'ingénieur. Génie nucléaire, vol. BN3, n. BN3481, 2005.
- [2006-GOT] B. Gottschalk et H. Paganetti, *Neutron dose in scattered and scanned proton beams : in regard to Eric J. Hall (International Journal of Radiation Oncology Biology Physics, vol. 65, p.1-7, 2006)*, International Journal Radiation Oncology, vol. 66, no 5, 2006.
- [2006-HAL] E. J. Hall, *Intensity-modulated radiation therapy, protons, and the risk of second cancers*, International Journal of Radiation Oncology Biology Physics, vol. 65, p.1-7, 2006.
- [2006-LAI] R. F. Laitano, A. S. Guerra, M. Pimpinella, C. Caporali, A. Petrucci, *Charge collection efficiency in ionization chambers exposed to electron beams with high dose per pulse*, Phys. Med. Biol., vol. 51, p. 6426, 2006.
- [2007-ICR] ICRU 78, *Prescribing, Recording, and Reporting Proton Beam Therapy*, 2007.
- [2008-BAT] E. Batin, *Influence de la composition chimique des tissus humains sur les dépôts de dose en Hadronthérapie*, thèse de l'université de Caen Basse-Normandie, 2008.
- [2008-BEN] Y. Benhacene Boudam, *Utilisation des modèles NTCP et de carcinogenèse pour les choix balistiques et de particules en hadronthérapie de l'adulte et de l'enfant*, thèse de l'université Grenoble I - Joseph Fourier, 2008.
- [2008-ICR] ICRU et IAEA, *Relative Biological Effectiveness in Ion Beam Therapy*, no 461, Vienne, 2008.
- [2009-ASN] Guide de l'ASN n°11 de déclaration des événements significatifs en radioprotection hors installations nucléaires et transport de matières radioactives, version du 07.10.2009. *Critère de déclaration 2.1 : (Patients soumis à une exposition à visée thérapeutique)*.
- [2010-ELS] T. Elsässer, W. K. Weyrather, T. Friedrich, M. Durante, G. Iancu, M. Krämer, G. Kragl, S. Brons, M. Winter, K-J. Weber et M. Scholz, *Quantification of the relative biological effectiveness for ion beam radiotherapy: direct experimental comparison of proton and carbon ions beams and a novel approach for treatment planning*, Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys., vol. 78, no 4, p. 1177-1183, 2010.

Contrôle faisceau et dosimétrie en protonthérapie

Cette thèse porte sur les dispositifs de contrôle de faisceaux de protons balayés. La société IBA (Ion Beam Applications), ayant besoin d'une d'unité moniteur pour équiper ses centres de protonthérapie dotés de la technologie Pencil Beam Scanning, a fait appel au groupe applications médicales du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. En 2008, ce groupe a alors réalisé, en collaboration avec IBA, une chambre d'ionisation, nommée IC2/3, destinée à équiper la tête d'irradiation universelle IBA dédiée au PBS. Ce détecteur vérifie que la fluence particulaire reste conforme à celle planifiée. Une partie du travail de thèse a consisté à caractériser cette unité moniteur sur une gamme d'énergie faisceau, de position faisceau et de débit de dose applicables en protonthérapie. Après une introduction sur la protonthérapie, la phase de validation d'IC/3 est exposée dans ce mémoire. Les informations fournies par cette unité moniteur permettent le contrôle du faisceau en termes de fluence particulaire mais n'assurent pas le contrôle qualité du traitement en termes de distribution spatiale de dose. La seconde partie du travail de thèse a donc été de concevoir un dispositif, toujours pour les faisceaux de protons balayés, capable de reconstruire la distribution spatiale de dose délivrée dans le patient au cours du traitement. L'élaboration de son cahier des charges est présentée dans ce mémoire ainsi que les diverses études de conception. Ce travail a permis de parvenir à un certain nombre de recommandations pour sa réalisation mais également à diverses perspectives de recherche.

Mots-clés : Rayonnements – Applications médicales, Dosimétrie, Chambres d'ionisation, Détecteurs de rayonnements, Hadronthérapie, Faisceaux de protons balayés (Pencil Beam Scanning).

Beam control and Dosimetry in Proton Therapy

This thesis deals with beam control devices for scanned proton beams. The IBA society (Ion Beam Applications) has developed a new dynamic beam delivery system called Pencil Beam Scanning. IBA needed a monitor unit to equip its proton beam lines dedicated to the PBS system and called upon the medical applications group of the Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. In 2008, this group realized, in collaboration with IBA, an ionization chamber monitor IC2/3 for the IBA dedicated PBS nozzle. This device verifies the agreement between planned and delivered particular fluence. The first part of this thesis focused on the characterization of this monitor unit. Proton beams of different clinical energies, positions and dose rates were used to check the specifications requested by IBA. After the introduction about the Proton Therapy, the validation step of IC2/3 is exposed. Information provided by IC2/3 makes it possible beam control in terms of fluence but does not ensure quality control in terms of spatial dose distribution. The second part of the work was devoted to the conception of a beam control device for scanned proton beams. Called Compass PT, it will allow a reconstruction of the spatial dose distribution delivered to the patient. The specifications definition and the conception studies are presented in this thesis. All this work has led to recommendations for the realization of this device and new research prospects.

Key-Words : Radiation – Medical applications, Dosimetry, Ionization chambers, Radiation detectors, Hadrontherapy, Scanned Proton beams (Pencil Beam Scanning).

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

**Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen – UMR 6534
ENSICAEN – 6 Boulevard du Maréchal Juin – 14050 CAEN Cedex**