



**UNIVERSIDAD  
AUTÓNOMA  
METROPOLITANA**

**UNIDAD IZTAPALAPA**

**División de Ciencias Básicas e Ingeniería**  
Posgrado en Ciencias (Física)

**“Determinación experimental de factores de campo  
 $(\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}})$  en dosimetría de haces fuera del equilibrio  
electrónico lateral”**

**TESIS**

Que para obtener el grado de  
**DOCTOR EN CIENCIAS (FÍSICA)**

**PRESENTA**

**M. en C. José Manuel Lárraga Gutiérrez**

Matrícula: 209381879

ORCID: 0000-0002-8885-3563

Correo electrónico: jlarraga@innn.edu.mx

**DIRECTOR DE TESIS:**

Dr. Salvador Antonio Cruz Jiménez

**JURADO:**

Presidente

Dr. Héctor Octavio Murrieta Sánchez

Secretario

Dr. Gerardo Muñoz Hernández

Vocal

Dra. Mercedes Rodríguez Villafuerte

Vocal

Dr. Juan Azorín Nieto

Vocal

Dr. Salvador Antonio Cruz Jiménez

Iztapalapa, Ciudad de México a 26 de julio de 2016

# RESUMEN

---

La medición de la dosis absorbida en agua en campos de radiación ionizante fuera del equilibrio electrónico lateral es un reto debido a los siguientes factores: a) la falta de equilibrio de partícula cargada y b) la perturbación que introduce el detector en el campo de radiación. Estos factores no permiten el uso directo de la teoría de cavidades de Spencer-Attix para relacionar la dosis en el detector con la dosis en el medio. Actualmente, se propone una metodología que permite determinar la dosis absorbida en este tipo de campos de radiación que utiliza un factor de corrección detector-específico  $(k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}})$ . Este factor corrige la perturbación que provoca el detector en el medio, así como la falta de equilibrio de partícula cargada. El factor de corrección  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  se determina por medio de cálculos por simulación Monte Carlo del transporte de radiación ionizante, lo cual requiere del conocimiento preciso de las características de la fuente de radiación, así como de la geometría y composición del detector de radiación de interés. Estudios recientes muestran que utilizando esta metodología se puede determinar la dosis absorbida en condiciones fuera de equilibrio lateral de partícula cargada con una precisión mejor que 2%. Sin embargo, en estos estudios no se muestra el impacto que tienen las incertidumbres asociadas al cálculo por simulación Monte Carlo de los factores  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  sobre la dosis absorbida, debido a que se hacen supuestos sobre las características de la fuente y de las propiedades del detector. El presente trabajo tiene como meta proponer una metodología experimental para determinar la dosis absorbida en agua en campos fuera del equilibrio electrónico lateral, como una alternativa viable al uso de factores de corrección calculados con simulación Monte Carlo. Los resultados muestran que la diferencia entre la metodología experimental y el uso de factores de corrección detector-específico es menor que 0.5% para la determinación de la dosis absorbida en agua.

# AGRADECIMIENTOS

---

A mi asesor, Dr. Salvador Cruz Jiménez por su trabajo, tiempo y paciencia.

A la Dra. Olivia Amanda García Garduño, por su apoyo constante e incondicional, como colega, amiga y esposa.

Al Dr. Miguel Ángel Celis López por su apoyo y respaldo para la realización de mi Doctorado.

A la Universidad Autónoma Metropolitana por darme la oportunidad de realizar mis estudios de Doctorado

Al M. en C. José Alfredo Hernández Jiménez por ayudarme en la realización de las medidas de los factores de dispersión

Al Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía por estimularme a continuar con mi desarrollo profesional y académico

A los fondos sectoriales FOSISS-CONACYT por que a través del proyecto 2012-01-181822 financiaron los detectores y el equipo de cómputo que se utilizó para la realización de esta tesis

*Dedicado a mi hermosa familia  
Olivia, Emiliano y Amanda*

# ÍNDICE GENERAL

---

|  |            |
|--|------------|
| <b>Resumen</b>   | <b>I</b>   |
| <b>Agradecimientos</b>   | <b>II</b>  |
| <b>Dedicatoria</b>   | <b>III</b> |
| <b>Índice general</b>  | <b>IV</b>  |
| <b>Índice de figuras</b>   | <b>VI</b>  |
| <b>Índice de tablas</b>  | <b>IX</b>  |
| <b>1 Introducción</b>  | <b>1</b>   |
| <b>2 Elementos de Dosimetría</b>   | <b>11</b>  |
| 2.1 Conceptos básicos de dosimetría . . . . .  | 12         |
| 2.1.1 Dosis absorbida . . . . .  | 12         |
| 2.1.2 Kerma . . . . .  | 16         |
| 2.1.3 Relación entre kerma y dosis . . . . .   | 17         |
| 2.1.4 Equilibrio de partícula cargada (EPC) . . . . .                                | 17         |
| 2.1.5 Equilibrio transitorio de partícula cargada (ETPC) . . . . .                   | 18         |
| 2.2 Teoría de cavidades . . . . .  | 19         |
| 2.2.1 Teoría de cavidades de Bragg-Gray . . . . .                                    | 19         |
| 2.2.2 Teoría de cavidades de Burlin . . . . .  | 20         |
| 2.3 Dosimetría de fotones de alta energía en Radioterapia . . . . .                  | 21         |
| 2.3.1 Características de los haces convencionales . . . . .                          | 21         |
| 2.3.2 Medición de la dosis absorbida . . . . .                                       | 21         |
| 2.4 Dosimetría fuera del equilibrio electrónico . . . . .                            | 23         |
| 2.4.1 Propiedades físicas de los campos pequeños . . . . .                           | 24         |
| 2.4.2 Dosimetría relativa . . . . .  | 27         |
| 2.4.3 Propuesta del OIEA para la dosimetría de campos fuera del equilibrio . . . . . | 29         |
| 2.4.4 Sumario . . . . .  | 32         |
| <b>3 Propuesta para la dosimetría de haces no-convencionales</b>                     | <b>33</b>  |
| 3.1 Limitaciones del formalismo del OIEA . . . . .                                   | 34         |
| 3.2 Propuesta para la modificación del nuevo formalismo . . . . .                    | 36         |
| 3.2.1 Dosimetría en cadena . . . . .   | 36         |
| 3.2.2 Modificación al nuevo formalismo . . . . .                                     | 39         |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>4</b> | <b>Determinación experimental de factores de campo</b>  | <b>41</b> |
| 4.1      | Detectores y medidas experimentales . . . . .   | 42        |
| 4.1.1    | Descripción de los detectores . . . . .   | 43        |
| 4.1.2    | Factores de corrección detector-específico . . . . .  | 45        |
| 4.2      | Simulación Monte Carlo . . . . .  | 46        |
| 4.2.1    | Simulación Monte Carlo del acelerador lineal de uso médico . . . . .  | 48        |
| 4.2.2    | Validación de la simulación para campos de referencia . . . . .   | 51        |
| 4.2.3    | Validación de la simulación para campos pequeños . . . . .  | 54        |
| 4.2.4    | Calculo de factores de campo $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ . . . . .   | 56        |
| 4.3      | Determinación de factores de corrección $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ . . . . .   | 59        |
| 4.3.1    | Comparación con valores reportados en la literatura . . . . .   | 64        |
| 4.4      | Medición directa de los factores de campo $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ . . . . .  | 67        |
| 4.5      | Incertidumbres Asociadas . . . . .  | 77        |
| <b>5</b> | <b>Discusión y Conclusiones</b>   | <b>79</b> |
|          | <b>Bibliografía</b>   | <b>84</b> |
|          | <b>Anexos</b>   | <b>88</b> |
|          | Properties of a commercial PTW-60019 synthetic diamond detector for the dosimetry of small radiotherapy beams . . . . .   | 89        |
|          | Experimental determination of field factors ( $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ) for small radiotherapy beams using the daisy chain correction method . . . . . | 109       |

# ÍNDICE DE FIGURAS

---

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 1.1 | Dibujo esquemático que muestra los principales mecanismos de daño al ADN por la radiación ionizante en un tratamiento de radioterapia: daño físico (acción directa) y daño físico-químico (acción indirecta). . . . .   | 3  |
| 1.2 | Curvas típicas de probabilidad de control tumoral (PCT) y de complicación del tejido normal (PCTN). Debido a la forma sigmoidal de las curvas, tanto PCT y PCTN muestran una fuerte dependencia con la dosis absorbida. . . . .   | 4  |
| 1.3 | (a) Colimadores circulares utilizados en radiocirugía para administrar dosis de radiación tan altas como 100 Gy en una sola fracción. (b) La radioterapia de intensidad modulada utiliza la superposición de campos pequeños para crear distribuciones de dosis complejas cuyo objetivo es maximizar el daño al tejido tumoral y minizar la toxicidad al tejido normal que rodea al tumor. . . . .  | 5  |
| 1.4 | (a) Dosis absorbida normalizada a la dosis de un campo convencional o de referencia. Cada curva representa las medidas experimentales efectuadas por 7 diferentes detectores diseñados para campos no-convencionales. El inserto muestra el intervalo completo de medición. (b) Las mismas medidas después de aplicar el método de calibración cruzada. Solo se muestran los detectores de estado sólido. Figura tomada de la ref. [1]. . . . . | 9  |
| 2.1 | Gráficas esquemáticas que muestran la relación entre EPC (a) y ETCP (b) . . .   | 18 |
| 2.2 | Geometría sugerida por el OIEA para la calibración de los dosímetros, así como para campos convencionales de radioterapia. El acrónimo SCD significa distancia fuente detector. . . . .   | 22 |
| 2.3 | Cálculos con simulación Monte Carlo que muestra a $\beta$ vs. $r$ . Donde $r$ es el radio del tamaño de campo en la simulación para diferentes calidades de haz (columna derecha). Gráfica tomada de Li et al. (1995)[2]. . . . .   | 25 |
| 2.4 | Cálculos por simulación Monte Carlo de los factores de perturbación, así como de los poderes restringidos de frenado para una cámara de ionización en la región de penumbra [3]. . . . .  | 26 |
| 2.5 | Cálculos Monte Carlo y medidas experimentales que muestran el efecto del tamaño del detector en la dosimetría de campos pequeños fuera del equilibrio. Gráfica tomada de la referencia [4]. . . . .   | 27 |

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 3.1 | Gráfica que muestra el valor del cociente de las lecturas del detector ( $S_{cp}$ ) en función del ancho del haz de electrones para varios detectores. La línea vertical muestra el valor de la anchura del haz de electrones donde los cálculos Monte Carlo son iguales al valor medido de $S_{cp}$ . La línea horizontal sólida muestra el valor medido del cociente de las lecturas, mientras que las líneas puntuadas muestran su incertidumbre asociada. Figura tomada de la Ref. [5]. . . . . | 35 |
| 4.1 | (a) Diagrama esquemático que muestra las dimensiones y diseño de una cámara de ionización PTW-31014, las unidades están en milímetros. (b) Radiografía digital a 50 kVp de la misma cámara donde se muestra su estructura interna. . . . .  | 44 |
| 4.2 | (a) Diagrama esquemático que muestra las dimensiones y diseño dediodo para dosimetría en radioterapia PTW-60018, las unidades están en milímetros. (b) Radiografía digital a 50 kVp del mismo detector donde se muestra su estructura interna. . . . .  | 45 |
| 4.3 | Dibujo esquemático que muuestra las componentes de un acelerador lineal de uso médico: 1) magnetrón, 2) guía de onda, 3) cañón de electrones, 4) guía de aceleración, 5) blanco, 6) filtro de aplanado, 7) cámara de ionización y 8) quijadas. . . . .  | 48 |
| 4.4 | Diagrama que muestra las componentes que se tomaron encuesta para la simulación Monte Carlo del acelerador lineal Novalis <sup>®</sup> . Las siglas indican el material principal de cada componente: tungsteno (W), cobre (Cu), plomo (Pb), calcio (Ca), aluminio (Al), estaño (Sn) y Mylar. Se muestran las dimensiones y distancias relativas al origen de coordenadas que se encuentra en la parte superior de la figura. . . . .   | 49 |
| 4.5 | Fotografía que muestra el arreglo experimental para medir cantidades dosimétricas de interés. 1) Maniquí de barrido, 2) electrómetros de alta ganancia para coleccionar la carga de los detectores. . . . .   | 52 |
| 4.6 | (a) Perfiles fuera de eje a diferentes profundidades (1.5, 10 y 20 cm) para los tamaños de campo de 3 cm × 3 cm, 5 cm × 5 cm y 10 cm × 10 cm. La normalización fue arbitraria con fines de visualización. (b) Curvas de dosis en profundidad normalizadas a $Z = 10$ cm sobre el eje central del haz. En ambos casos la línea sólida representa las medidas experimentales y los símbolos los cálculos Monte Carlo. . . . .   | 53 |
| 4.7 | Comparación de perfiles de dosis fuera de eje entre medidas (círculos sólidos) y cálculos Monte Carlo con diferentes tamaños del perfil de intensidad del haz de electrones primario (líneas sólidas). La dosis está normalizada con respecto al valor sobre el eje central del haz $D(X = 0)$ . Se muestra los perfiles calculados y medidos correspondientes al campo de 0.5 cm × 0.5 cm. . . . .   | 55 |
| 4.8 | Comparación de perfiles de dosis fuera de eje entre medidas (línea sólida) y cálculos Monte Carlo (círculos). . . . .   | 56 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.9  | Diagrama esquemático que muestra la geometría de cálculo de los factores de campo $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ . La posición general del maniquí se ajustó para cada profundidad de cálculo $d$ de tal forma que la distancia entre el punto de cálculo $P$ y la posición del espacio $EF_B$ fuera constante e igual a 55.296 cm. . . . . | 57 |
| 4.10 | Comparación entre los factores totales de dispersión ( $S_{cp}$ ) específicos de cada detector (símbolos) y los factores de campo (línea sólida) calculados con simulación Monte Carlo a 10 cm de profundidad en agua. . . . .  | 58 |
| 4.11 | Cociente entre los factores de corrección específico y los factores de corrección para cámaras de ionización a 1.5 (a), 5.0 (b) y 10.0 cm (c) de profundidad en agua. La magnitud de la incertidumbre es menor que 0.7% para todos los casos. . . .   | 70 |
| 4.12 | Cociente entre los factores de corrección específico y los factores de corrección para detectores de estado sólido a 1.5 (a), 5.0 (b) y 10.0 cm (c) de profundidad en agua. La magnitud de la incertidumbre es menor que 0.7% para todos los casos. . . .   | 71 |
| 4.13 | Comparación entre factores de campo medidos y calculados por simulación Monte Carlo. La línea punteada indica el tamaño de campo de 1.5 cm de lado. . . .   | 72 |
| 5.1  | Flujograma comparativo entre ambas metodologías. . . . .  | 81 |

# ÍNDICE DE TABLAS

---

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.1  | Principales características de los detectores utilizados en el presente trabajo para el cálculo de factores de corrección detector-específicos y de corrección en cadena. Los detectores de estado sólido no cuentan con electrodo. . . .   | 42 |
| 4.2  | Parámetros de la simulación para generar $EF_A$ . . . . .   | 50 |
| 4.3  | Tamaños de campo y características principales de los espacios fase generados en la segunda etapa ( $EF_B$ ). La densidad que se muestra corresponde a la fluencia de partículas totales por centímetro cuadrado. . . . .   | 51 |
| 4.4  | Parámetros de la simulación Monte Carlo del cálculo de dosis absorbida en agua para la validación del modelo del acelerador lineal Novalis <sup>®</sup> . . . . .   | 52 |
| 4.5  | Factores de campo $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculados con simulación Monte Carlo a 1.5, 5.0 y 10 cm de profundidad en agua. En todo los casos la incertidumbre propagada asociada a cada factor de campo es $\leq 0.5\%$ . . . . .  | 58 |
| 4.6  | Factores de corrección $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ determinados a 1.5 cm de profundidad. En cualquiera de los casos la incertidumbre combinada de cada valor es $\leq 0.6\%$ . . . . .  | 61 |
| 4.7  | Factores de corrección $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ determinados a 5 cm de profundidad. En cualquiera de los casos la incertidumbre combinada de cada valor es $\leq 0.6\%$ . . . . .  | 62 |
| 4.8  | Factores de corrección $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ determinados a 10 cm de profundidad. En cualquiera de los casos la incertidumbre combinada de cada valor es $\leq 0.6\%$ . . . . .   | 63 |
| 4.9  | Diferencias porcentuales (%) entre los valores $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ reportados en este trabajo con aquellos disponibles en la literatura a 1.5 cm de profundidad en agua. <sup>a</sup> Bassinnet et al. 2013 [6] <sup>b</sup> Cranmer-Sargison et al. 2011 [7] . . . .   | 65 |
| 4.10 | Diferencias porcentuales entre los valores $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ reportados en este trabajo con aquellos disponibles en la literatura a 5 cm de profundidad en agua. <sup>a</sup> Azangwe et al. 2014 [8] <sup>b</sup> Bassinnet et al. 2013 [6] <sup>c</sup> Underwood et al. 2014 [9] <sup>d</sup> Cranmer-Sargison et al. 2011 [7] . . . . .         | 66 |
| 4.11 | Diferencias porcentuales entre los valores $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ reportados en este trabajo con aquellos disponibles en la literatura a 10 cm de profundidad en agua. <sup>a</sup> Francescon et al. 2011 [10] <sup>b</sup> Czarnecki et al. 2013 [5] <sup>c</sup> Benmakhlouf et al. 2014 [11] <sup>d</sup> Cranmer-Sargison et al. 2011 [7] . . . . . | 67 |
| 4.12 | Comparación entre los valores de $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ reportados por Benmakhlouf et al. (2014)[11] a 10 cm de profundidad en agua y los del presente trabajo normalizados por 1.021 para el detector IBA-CC01. . . . .   | 68 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.13 | Valores de corrección $CF$ (multiplicado por $[k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}]_{IC}$ ) y un comparativo con sus correspondientes factores de corrección específico $k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$ ( $inter = 3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ ). Las diferencias porcentuales (%) se encuentran entre paréntesis. La incertidumbre total combinada es menor o igual a 0.4% para todos los casos. . . . . | 69 |
| 4.14 | Diferencias porcentuales entre los factores de campo medidos y calculados por simulación Monte Carlo a una profundidad de 1.5 cm para cada uno de los detectores de campos pequeños utilizados en el presente trabajo. .  | 74 |
| 4.15 | Diferencias porcentuales entre los factores de campo medidos y calculados por simulación Monte Carlo a una profundidad de 5.0 cm para cada uno de los detectores de campos pequeños utilizados en el presente trabajo. .  | 75 |
| 4.16 | Diferencias porcentuales entre los factores de campo medidos y calculados por simulación Monte Carlo a una profundidad de 10.0 cm para cada uno de los detectores de campos pequeños utilizados en el presente trabajo. .   | 76 |
| 4.17 | Incertidumbres tipo B asociadas a las cantidades calculadas por simulación Monte Carlo. Las magnitudes de las incertidumbres se obtuvieron de las Refs. [14, 29, 42] . . . . .  | 78 |
| 5.1  | Fuentes de error y sus magnitudes (%), las cuales contribuyen a la incertidumbre total asociada a los factores de campo para ambas metodologías. En particular, para el caso de los factores calculados por simulación Monte Carlo existen algunas fuentes de incertidumbre por determinar (PD). . .  | 82 |

# 1

## INTRODUCCIÓN

---

*En este capítulo se describe brevemente la filosofía de la radioterapia, así como la necesidad de una metodología adecuada para medir correctamente la dosis absorbida en campos de radiación ionizante. Se presentarán los accidentes radiológicos que involucran una mala dosimetría en campos no convencionales de radiación ionizante, así como la propuesta del Organismo de Energía Atómica para determinar la dosis absorbida en dichos campos, y nuestra propuesta para el mismo fin. Se establecen los objetivos de la presente tesis.*

La Radioterapia, como una importante forma de tratamiento para combatir el cáncer, tiene como objetivo la erradicación de las células tumorales con el uso de radiación ionizante. Para lograr dicho objetivo, en radioterapia se utilizan fuentes de radiación de alta energía como fotones de 1 a 22 MV<sup>1</sup>, (rayos-X), electrones de 4 a 20 MeV y hadrones de 50 a 400 MeV. La energía depositada por la radiación ionizante destruye el ácido desoxirribonucleico (ADN) de las células cancerosas, interfiriendo así con su ciclo reproductivo (Fig. 1.1). El daño al ADN se produce por dos mecanismos: por acción directa e indirecta. El daño por acción directa se establece cuando la radiación ioniza directamente las moléculas que forman el ADN y por consiguiente la cadena se rompe en una o varias de sus bases. El daño por acción indirecta se establece cuando la radiación ioniza el agua que se encuentra en el interior de la célula y por consiguiente se producen radicales libres que reaccionan de forma química con el ADN.

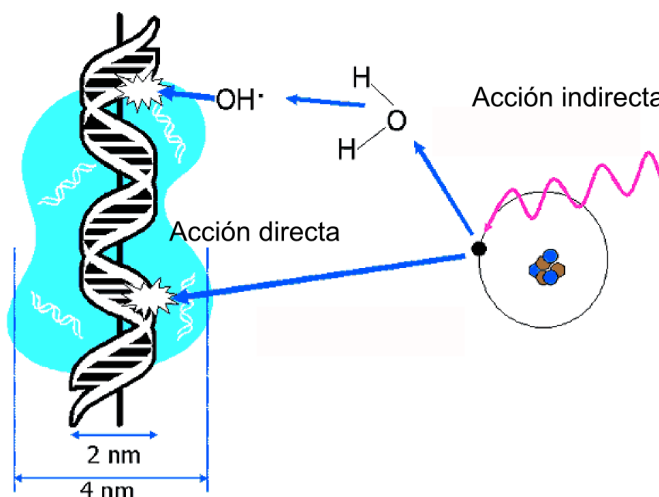
El principio fundamental de la radioterapia se basa en el hecho que las células normales (sanas) tienen una mayor capacidad de reparar el daño producido por la radiación ionizante. La reparación de las células sanas se favorece cuando el tratamiento de radioterapia se aplica en varias fracciones. En una fracción se administra una dosis lo suficientemente alta para controlar la tasa de crecimiento tumoral y lo suficientemente baja para permitir que las células sanas reparen el daño causado por la radiación ionizante. Comúnmente, un tratamiento convencional requiere de 30 fracciones de 2 Gy cada una. Lamentablemente, la respuesta a la radiación ionizante de los tejidos cancerosos y sanos depende del tipo de tejido normal y/o del tipo de cáncer. Dependiendo de las concentraciones de oxígeno y/o la tasa de división celular, existen tejidos sanos que no toleran un curso normal de tratamiento, así como ciertos tipos de cáncer que son muy resistentes. Por ejemplo, las células que forman las paredes del sistema digestivo o las células de la piel son muy sensibles a la radiación ionizante<sup>11</sup>, mientras que tumores como el melanoma (cáncer de piel) y sarcomas gástricos son radioresistentes. Lo ideal, sería que cánceres radiosensibles estén ubicados entre tejidos normales radioresistentes. La realidad es todo lo contrario, por lo general la probabilidad de cura y/o control del cáncer está limitada por la presencia de tejido normal más radiosensible que el tumor.

Actualmente, la respuesta de los tejidos normales y tumorales se describe mediante el uso de curvas de probabilidad. La curva de probabilidad que describe la respuesta biológica a la radiación ionizante del tejido normal se le conoce como curva de *probabilidad de complicación del tejido normal* (PCTN o NTCP por sus siglas en inglés), mientras que para el tejido tumoral se le conoce como curva de *probabilidad de control tumoral* (PCT o TCP por sus siglas en inglés). Ambas curvas de probabilidad tienen una forma sigmoidea

---

<sup>1</sup>En radioterapia se utiliza la unidad MegaVolt en vez de MeV para indicar que los fotones son producidos por radiación de frenado

<sup>11</sup>Se le conoce formalmente como radiosensibilidad



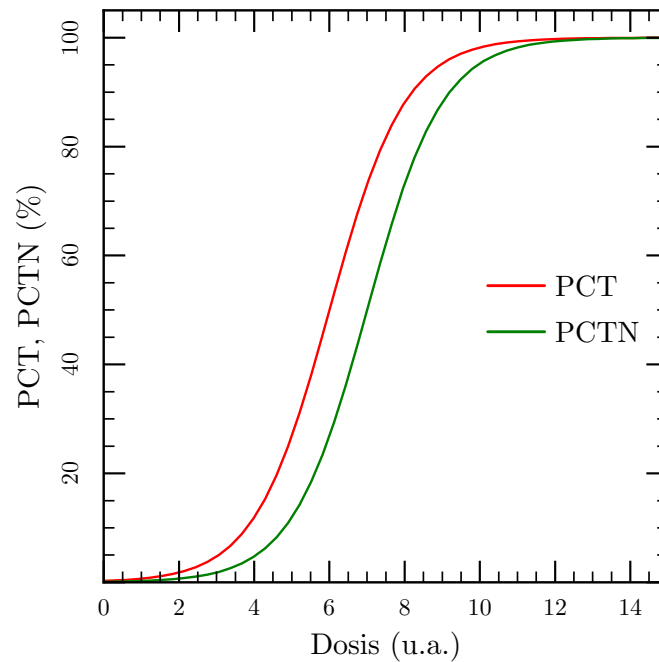
**Figura 1.1:** Dibujo esquemático que muestra los principales mecanismos de daño al ADN por la radiación ionizante en un tratamiento de radioterapia: daño físico (acción directa) y daño físico-químico (acción indirecta).

y dependen principalmente de dos parámetros: a) de la tasa de división celular y b) la tasa de muerte celular por unidad de dosis absorbida por radiación ionizante.

Como se puede observar en la Fig. 1.2, es crucial determinar la dosis exacta que se entrega al volumen tumoral con el fin de maximizar la eficiencia terapéutica y evitar cualquier daño innecesario al tejido normal que rodea al tumor o que está inmerso en él. Por lo anterior, un aspecto central en radioterapia es el más preciso conocimiento de la dosis de radiación administrada al paciente. Dada la forma sigmoidea de las curvas de probabilidad, cualquier error o baja precisión en el conocimiento de la dosis administrada a los tejidos puede o bien dar lugar a disminuir la probabilidad de control tumoral o a aumentar la probabilidad de complicación del tejido normal. En la práctica clínica, la incertidumbre total en la dosis administrada al paciente debe ser menor que 5% e incluye todas las fuentes de error que pueden contribuir a la incertidumbre en la dosis [12].

Desde los inicios de la radioterapia ca. 1905, existe la necesidad de conocer con la más alta precisión y exactitud la dosis impartida en los tratamientos con el fin de establecer esquemas exitosos para curar y controlar el cáncer mediante radiación ionizante. La dosimetría de rayos-X de alta energía como la conocemos actualmente tiene sus orígenes en la década de 1960, cuando se establece el primer código de práctica para la dosimetría de haces de rayos-X, fuentes de  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$  [13]. Después de ésta publicación, los códigos de práctica se han mejorado y actualizado hasta nuestros días, en lo que llamaremos dosimetría de campos convencionales de radiación.

Lamentablemente, a pesar de los esfuerzos de la comunidad científica y profesional para

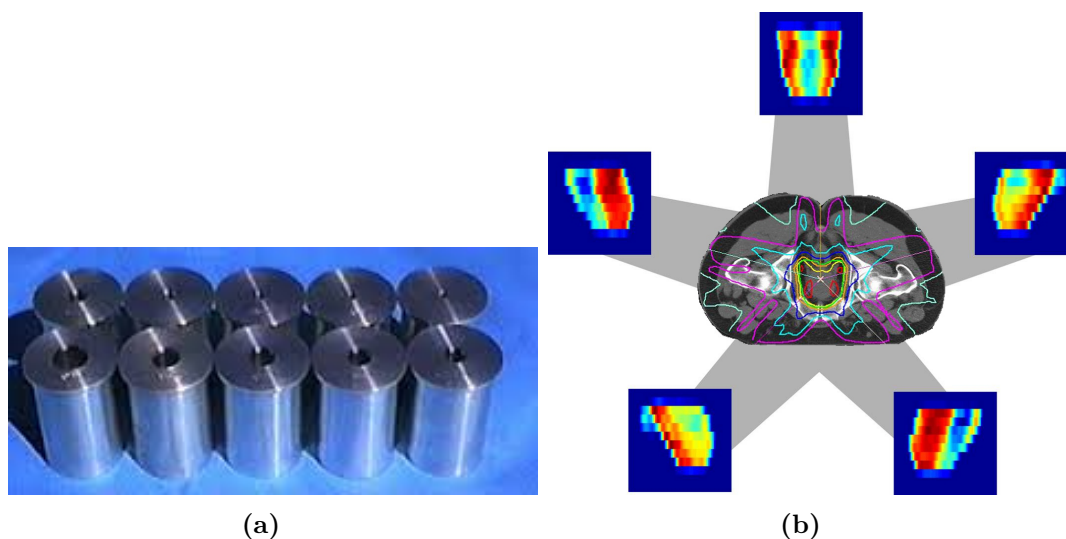


**Figura 1.2:** Curvas típicas de probabilidad de control tumoral (PCT) y de complicación del tejido normal (PCTN). Debido a la forma sigmoideal de las curvas, tanto PCT y PCTN muestran una fuerte dependencia con la dosis absorbida.

determinar con alta precisión la dosis impartida en los tratamientos de radioterapia, se han reportado serios accidentes relacionados con su inadecuada medición. Entre estos accidentes, el que más destaca es el que ocurrió en Costa Rica en 1996 [14], donde 115 pacientes fueron sobre-irradiados (principalmente niños), y 13 de ellos fallecieron. En este caso, se identificó que existía un pobre entendimiento del código de práctica para la medición de la dosis absorbida. El físico médico responsable de la calibración del haz cometió varios errores aritméticos que relacionaban el tiempo de exposición con la dosis absorbida.

El panorama en la dosimetría de haces de rayos-X de alta energía se complica en nuestros días: equipos robotizados y totalmente automatizados, así como el empleo de haces de rayos-X que desafían los protocolos actuales para su adecuada medición: altos gradientes de dosis, tamaños de campo milimétricos <sup>iii</sup>, falta de equilibrio electrónico lateral de partícula cargada, carencia de detectores adecuados, etc. Los haces de radiación que poseen éstas características son conocidos como campos de radiación no-convencionales. Tales equipos y haces de radiación se utilizan en técnicas modernas de radioterapia como la Radiocirugía Estereotáctica y la Radioterapia de Intensidad Modulada [15]. La

<sup>iii</sup>Un campo en radioterapia se entiende como el haz de radiación que incide sobre el paciente. Particularmente, a los campos milimétricos también se les llama campos pequeños



**Figura 1.3:** (a) Colimadores circulares utilizados en radiocirugía para administrar dosis de radiación tan altas como 100 Gy en una sola fracción. (b) La radioterapia de intensidad modulada utiliza la superposición de campos pequeños para crear distribuciones de dosis complejas cuyo objetivo es maximizar el daño al tejido tumoral y minimizar la toxicidad al tejido normal que rodea al tumor.

Radiocirugía Estereotáctica emplea campos de radiación menores que 2 cm, y pueden ser tan pequeños como 3 mm [16]. La Radioterapia de Intensidad Modulada utiliza una superposición de campos pequeños - entre 5 mm y 2 cm - para crear distribuciones complejas de dosis (ver Fig. 1.3).

Por lo general, en cuanto a estas técnicas de tratamiento, es cuestionable si la precisión de  $\approx 2\%$  se mantiene o es válida. Muestra de estos retos son los recientes accidentes ocurridos en el siglo XXI. Caben destacar los siguientes:

- Tampa, Florida, EUA (2006). 77 pacientes sobre-irradiados debido a una inadecuada calibración del equipo
- Toulouse, Francia (2007). 145 pacientes sobre-irradiados debido al uso de un detector con dimensiones inadecuadas para la dosimetría de campos pequeños
- Springfield, Missouri, EUA (2010). 76 pacientes sobre-irradiados debido a una inadecuada calibración del equipo

Los principales factores que influyeron en la ocurrencia de estos accidentes son: 1) la inexistencia de protocolos adecuados para la calibración precisa y exacta de los haces de radiación ionizante que producen estos equipos y 2) una inadecuada formación de recursos humanos para el empleo del equipo. En los últimos 6 años, la comunidad científica y

profesional ha encaminado sus esfuerzos para crear y/o modificar los códigos de práctica ya existentes para la adecuada medición de los haces de radiación utilizados en Radiocirugía Estereotáctica y Radioterapia de Intensidad Modulada.

Aunque actualmente existe una gran variación en las curvas de control tumoral reportadas en la literatura, existe evidencia que incluso un 1% de mejora en la precisión y exactitud en la dosis administrada puede dar lugar a un aumento del 2% en la tasa de curación de los tumores en etapa temprana [17]. Además de que cualquier intento de mejorar el conocimiento de las relaciones dosis-efecto, sobre la base de estudios epidemiológicos, requerirá de una menor incertidumbre en la dosis administrada durante el tratamiento. Para ello, existen actualmente protocolos bien establecidos para determinar la dosis absorbida en condiciones llamadas de referencia que garantizan una precisión y exactitud menor o igual que 2%.

Los protocolos que permiten medir la dosis absorbida por equipos generadores de radiación ionizante se les conoce como códigos de práctica. Estos códigos son guías para la correcta medición de la dosis administrada por lo equipos generadores de radiación ionizante. En ellos se establecen las condiciones de medición, el uso y elección adecuada del detector de radiación ionizante, y de ser necesario factores de corrección que garanticen una alta precisión y exactitud en la medición de la dosis absorbida. Existen varios códigos de práctica elaborados por organizaciones científicas y profesionales. Los códigos que se usan más ampliamente son los elaborados por el Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) [18] y por la Asociación Americana de Físicos en Medicina (AAPM, por sus siglas en inglés) de los EUA [19].

En nuestro país, el código que se utiliza para la calibración de los haces de radiación ionizante en Radioterapia es el TRS-398 del OIEA [18]. Este código establece que la dosis absorbida en agua por un campo de rayos-X de alta energía (entre 1 y 50 MV) es,

$$D_{w,Q} = M_Q N_{D,w,Q_0} k_{Q,Q_0} \quad (1.1)$$

donde  $M_Q$  es la señal del detector,  $N_{D,w,Q_0}$  es el factor de calibración que relaciona la dosis absorbida ( $D$ ) en agua ( $w$ ) por unidad de señal del detector, y  $k_{Q,Q_0}$  que es un factor que corrige por las diferencias en la respuesta del detector entre los campos de radiación de calibración ( $Q_0$ ) y del usuario ( $Q$ ). Típicamente la magnitud de los factores de corrección  $k_{Q,Q_0}$  es cercana a la unidad dentro de 1%, para campos convencionales utilizados en radioterapia (para los que fue diseñado éste código de práctica). Salvo algunas excepciones, los factores de corrección se calculan con simulación Monte Carlo del transporte de radiación ionizante. Las simulaciones utilizan modelos precisos de la fuente de radiación y del detector de interés [20]. Los códigos de práctica incorporan

valores pre-calculados para un gran conjunto de detectores y fuentes de radiación. Sin embargo, como ya mencionamos, los retos que imponen las nuevas técnicas de tratamiento en radioterapia representan un desafío para los actuales códigos de práctica.

Los principales factores que impiden la aplicación directa de los actuales códigos de práctica en la dosimetría de los campos no-convencionales son principalmente: la falta de equilibrio de partícula cargada y la perturbación que introduce el detector en el campo de radiación [4]. El factor de calibración  $N_{D,w,Q_0}$  y el factor de corrección  $k_{Q,Q_0}$  no se pueden usar directamente en la dosimetría de haces no-convencionales, ya que se ha demostrado que su uso directo puede producir errores mayores que 10% [21]. Lo anterior impone la necesidad de diseñar nuevos códigos de práctica para la adecuada medición de la dosis absorbida en tratamientos modernos de radioterapia que utilizan campos no-convencionales de radiación. El OIEA y la AAPM proponen un nuevo código de práctica trazable a la dosis en campos convencionales, el cual establece que la dosis en un campo no-convencional ( $f$ ) se puede determinar a partir de la dosis en un campo convencional ( $ref$ ) a través de la aplicación de un factor de campo ( $\Omega$ )<sup>IV</sup> [22],

$$D_f = D_{ref} \cdot \Omega \quad (1.2)$$

$D_{ref}$  se determina siguiendo los códigos de práctica existentes en un campo convencional de referencia (Eq. 1.1). Por otro lado  $\Omega$  se determina a partir de la siguiente expresión,

$$\Omega = k \cdot \frac{M_f}{M_{ref}} \quad (1.3)$$

donde  $k$  es un nuevo factor que corrige por las diferencias en la respuesta del detector en los campos convencional y no-convencional. Las cantidades  $M_f$  y  $M_{ref}$  son las señales del detector recolectadas en los campos no-convencionales ( $f$ ) y convencional ( $ref$ ), respectivamente. El factor de corrección  $k$  es clave para la medición exacta y precisa de la dosis administrada por campos no-convencionales de radiación en técnicas modernas de radioterapia. Éste factor se determina mediante simulación Monte Carlo, de igual forma que el factor  $k_{Q,Q_0}$ . Sin embargo, el factor de corrección  $k$ , a diferencia de  $k_{Q,Q_0}$ , es más sensible a pequeños cambios en los parámetros de la simulación, y en el modelo de la fuente de radiación y del detector. Se ha demostrado que los valores  $k$  pueden tener incertidumbres de hasta 6%<sup>V</sup> [23, 24]. Se han identificado las siguientes fuentes de incertidumbre asociadas al cálculo de  $k$  por simulación Monte Carlo:

<sup>IV</sup>La notación del nuevo código de práctica fue modificada para propósitos de la introducción. En el desarrollo del presente trabajo se respeta la notación original del autor.

<sup>V</sup>A diferencia de las incertidumbres asociadas al cálculo de  $k_{Q,Q_0}$ , las cuales no superan el 1% en el peor de los casos

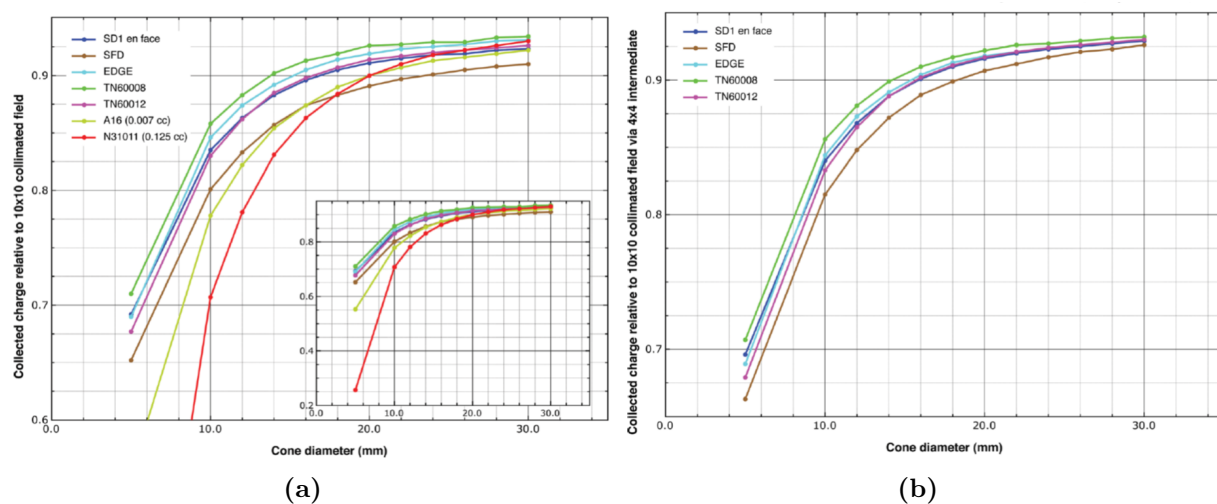
- Incertidumbres en las secciones eficaces que describen el transporte de electrones y fotones de los materiales que componen la fuente de radiación y el detector
- Incertidumbre en la geometría del dosímetro y de la fuente de radiación
- Incertidumbre en las propiedades de la fuente de radiación: energía, distribución espacial y en intensidad. Así como pequeños cambios en éstos parámetros entre fuentes supuestamente iguales

Más aún, toda simulación Monte Carlo del transporte de radiación ionizante se valida contra medidas experimentales en condiciones controladas. Sin embargo, la validación de la simulación Monte Carlo para campos no-convencionales de radiación incorpora implícitamente incertidumbres cuya magnitud no es posible determinar. Lo anterior se debe a que los detectores empleados en campos no-convencionales requieren de factores de corrección que su vez se calculan con simulación Monte Carlo, por lo que una validación experimental de la simulación con incertidumbres cuantificables no es del todo posible [11].

Aunque el uso de los métodos de simulación Monte Carlo no se puede evitar del todo para la medición correcta de la dosis absorbida en campos no-convencionales de radiación, una alternativa experimental equivalente a los códigos de práctica actuales sería de gran impacto en la práctica clínica pues se acotarían las incertidumbres asociadas al cálculo Monte Carlo de los factores de corrección, dado que no se harían suposiciones no comprobadas sobre las características de la fuente, ni sobre el diseño de los detectores. Se ha demostrado que aunque se cuente con la información nominal de la geometría, materiales y densidades de los detectores de radiación, pequeños cambios en su manufactura pueden conducir a inconsistencias en los valores calculados de  $k$  [24].

La incertidumbre asociada a la dosimetría de haces no-convencionales de radiación ionizante no ha sido obstáculo para su aplicación clínica. La Radiocirugía Estereotáctica y la Radioterapia de Intensidad Modulada se aplican desde la décadas de 1950 y 1990, respectivamente. Durante este tiempo una gran cantidad de detectores y metodologías se han desarrollado para garantizar la precisión y exactitud de la dosis absorbida con estas técnicas. Lo anterior ha dado como resultado una gran variabilidad en la medición de la dosis absorbida, no solo entre fuentes de campos no-convencionales similares (o iguales), sino también para un mismo equipo generador de radiación ionizante. En la Fig. 1.4a se muestran las medidas realizadas por diferentes detectores para la misma fuente de radiación. Como se puede observar las diferencias se incrementan cuando se disminuye el tamaño del campo de radiación.

Uno de los métodos que se aplica para tratar de medir con exactitud y precisión la dosis absorbida en campos no-convencionales - y que cuenta con mayor aceptación en la práctica



**Figura 1.4:** (a) Dosis absorbida normalizada a la dosis de un campo convencional o de referencia. Cada curva representa las medidas experimentales efectuadas por 7 diferentes detectores diseñados para campos no-convencionales. El inserto muestra el intervalo completo de medición. (b) Las mismas medidas después de aplicar el método de calibración cruzada. Solo se muestran los detectores de estado sólido. Figura tomada de la ref. [1].

clínica - es el método empírico de calibración cruzada o corrección en cadena (*DCC*, por sus siglas en inglés). Este método mide un factor (*CF*) que corrige por las diferencias en la respuesta de los detectores diseñados para campos no-convencionales en un campo convencional. Para ello, se utiliza un detector de referencia en campos convencionales (por ejemplo una cámara de ionización). Este método ha demostrado ser muy útil para corregir la sobre respuesta de detectores de estado sólido (basados en silicio). En la Fig. (1.4)b se muestran las mismas medidas de dosis absorbida después de ser corregidas por el método de calibración cruzada. Como se puede observar, existe una mayor consistencia en las mediciones para campos aproximadamente mayores que 1.5 cm. Sin embargo, aunque en menor magnitud, todavía persisten las diferencias para los tamaños de campo más pequeños [1]. Poco se ha hecho para entender los fundamentos de la corrección en cadena y su relación con el nuevo código de práctica, ni se ha ampliado su uso a otros detectores diferentes a los de estado sólido.

La propuesta que motiva el desarrollo de esta tesis se basa en el método de corrección en cadena y pretende determinar experimentalmente los factores de campo  $\Omega$  para campos no-convencionales de radiación en radioterapia sin el uso de factores de corrección  $k$  calculados con simulación Monte Carlo. La metodología que se propone tiene la intención de minimizar el impacto de las incertidumbres asociadas al cálculo Monte Carlo de factores de corrección ( $k$ ) en la medición de la dosis absorbida. La posible ventaja de ésta metodología sobre la propuesta del OIEA-AAPM, es que las incertidumbres que se

originan al no conocer con precisión las propiedades de la fuente de radiación y el detector quedan suprimidas por la medición directa del factor de corrección  $CF$ .

El presente trabajo tiene la intención de proponer una metodología experimental para la determinación de los factores de campo, como una alternativa viable del uso de factores de corrección calculados con simulación Monte Carlo. Específicamente, los objetivos son: determinar experimentalmente los factores de campo utilizando el método de corrección en cadena, formular el método de corrección en cadena en el contexto del nuevo código de práctica, desarrollar una simulación Monte Carlo de un generador de radiación ionizante para calcular cantidades físicas de interés en dosimetría en condiciones reales y determinar factores de corrección  $k$  para un conjunto de 7 detectores utilizados en la dosimetría de campos pequeños

La tesis está compuesta por cinco capítulos. En el Capítulo 2 se presentan los elementos básicos de la dosimetría en y fuera de la condición de equilibrio de partícula cargada, así como las propiedades que marcan la diferencia entre los campos de radiación no-convencionales de los convencionales. En el Capítulo 3 se muestra con mayor formalidad y detalle tanto la propuesta del OIEA-AAPM, como realizada en éste trabajo de tesis para determinar la dosis absorbida en campos no-convencionales de radiación. En el Capítulo 4 se muestra el modelo de simulación Monte Carlo de un acelerador lineal de uso médico, así como su validación en condiciones de referencia. Se describe la metodología que se siguió para su aplicación en campos no-convencionales de radiación [25], así como la metodología que se empleó para calcular los factores de corrección  $k$  para un conjunto de 7 detectores usados en la dosimetría de campos no-convencionales [25]. Estos valores  $k$  sirvieron como base de comparación entre la propuesta del OIEA-AAPM y nuestra propuesta. Finalmente, en el Capítulo 5 se muestran los resultados de la aplicación directa de nuestra propuesta para determinar los factores de campo [26]. El Capítulo 6 se presenta una breve discusión y las conclusiones de éste trabajo.

# 2

## ELEMENTOS DE DOSIMETRÍA

---

*En este capítulo se muestran elementos básicos de dosimetría, así como los fundamentos físicos de los actuales códigos de práctica en radioterapia para medir la dosis absorbida. Se define el concepto de equilibrio de partícula cargada, que es lo que distingue a los campos convencionales de los no-convencionales.*

## 2.1 Conceptos básicos de dosimetría

En la presente sección se abordan conceptos básicos de dosimetría de la radiación ionizante, los cuales son necesarios para entender el problema de la dosimetría de haces convencionales. Se define el concepto de dosis y kerma, posteriormente se describe brevemente las principales teorías de cavidades: Bragg-Gray y Burlin, y se describe la metodología experimental para la determinación de la dosis absorbida en un material irradiado por un campo de radiación ionizante [27].

### 2.1.1 Dosis absorbida

La dosis absorbida en un medio se define como la energía promedio ( $\bar{\epsilon}$ ) impartida por la radiación ionizante a un volumen ( $V$ ) de materia de masa  $m$ . Esto es,

$$D \equiv \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad (2.1)$$

cuya unidad de medición es el Gray ( $\text{Gy} \equiv \text{J/kg}$ ). Esta definición es válida sin importar la composición del material, ni el tipo de campo de radiación ionizante (fotones, neutrones, electrones, etc.).

En este trabajo, nos interesa solamente la interacción de los rayos-X y electrones con la materia. A continuación se describen brevemente los principales mecanismos de interacción para ambas partículas que dan origen a la transferencia de energía entre el campo de radiación ionizante y el material irradiado.

En radioterapia generalmente se emplean fuentes de radiación ionizante por fotones de alta energía (en el intervalo de 1 a 22 MV). La interacción de este tipo de radiación con la materia se da primordialmente a través de mecanismos de absorción de energía por los electrones. En este caso, los mecanismos de absorción de energía relevantes son::

- *Efecto Fotoeléctrico.* En este proceso un fotón con energía  $E = h\nu$  se absorbe por un electrón ligado a un átomo, este último pasa por una transición a un estado excitado. Para que ocurra la absorción, la energía del fotón tiene que ser mayor que la energía de amarre del electrón ( $E > E_b$ ). Lo anterior da como resultado un electrón libre con una energía cinética  $E_k = h\nu - E_b$ . El átomo sufre transiciones electrónicas

para llenar la vacante y por lo tanto existe emisión de fotones característicos, así como de electrones *Auger*. Para el rango de energías de interés en radioterapia, solo se considera a los electrones de la capa *K*, aunque existe la probabilidad de que ocurra el efecto fotoeléctrico con electrones de las capas *L* y *M*. El coeficiente másico de atenuación del efecto fotoeléctrico para los electrones de la capa *K* [28] está en función del número atómico  $Z$  y de la energía del fotón incidente  $h\nu$ .

$$\frac{\tau_K}{\rho} = \frac{N_A \alpha^4}{A} (e\sigma_{Th}) Z^n \sqrt{\frac{32}{\varepsilon^7}} \quad (2.2)$$

donde  $\alpha$  es la constante de estructura fina,  $\varepsilon$  es la energía normalizada del fotón relativa a la masa en reposo del electrón  $\varepsilon = h\nu/(m_e c^2)$  y  $e\sigma_{Th}$  es el coeficiente de atenuación electrónico del efecto Thompson. El exponente  $n$  depende la energía del fotón incidente, puede tomar los valores de 4 y 4.6 para energías bajas y relativistas ( $\varepsilon \gg 1$ ), respectivamente. Como se puede observar en la Eq. (2.2), el efecto fotoeléctrico es más probable para números atómicos del blanco altos y/o energías bajas. Particularmente en radioterapia y otras aplicaciones médicas, este es el efecto dominante para energías por debajo de 100 keV en agua ( $Z_{eff} = 7.4$ ) y por debajo de 200 keV en hueso ( $Z_{eff} = 13.8$ ) [28].

- *Dispersión Compton*. En este proceso, un fotón con energía  $E = h\nu$  interacciona con un electrón atómico débilmente ligado (capas exteriores del átomo). Por lo anterior, en primera aproximación se considera que la interacción ocurre con un electrón *libre*. Después de la interacción, se produce un fotón con energía  $E = h\nu'$  que recibe el nombre de fotón *dispersado*. También se produce un electrón que recibe el nombre de electrón Compton, cuya energía cinética es  $E_K = h(\nu - \nu')$  [28]. El coeficiente másico de atenuación del efecto Compton es,

$$\frac{\sigma_C^{KN}}{\rho} = \frac{ZN_A}{A} 2\pi r_e^2 \left[ \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left( \frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{\ln(1 + 2\varepsilon)}{\varepsilon} \right) + \frac{\ln(1 + 2\varepsilon)}{\varepsilon} - \frac{\ln(1 + 3\varepsilon)}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right] \quad (2.3)$$

donde  $r_e$  es el radio clásico del electrón,  $N_A$  es el número de Avogadro y  $A$  es la masa atómica. Como se puede observar, la probabilidad de ocurrencia del efecto Compton depende poco del número atómico ya que  $Z/A \approx 0.5$  para la gran mayoría de los elementos de interés en radioterapia. Principalmente, depende de la energía y la mayor probabilidad de ocurrencia en agua se encuentra dentro del intervalo de 1 a 10 MeV.

- *Producción de pares.* En este proceso, un fotón con energía  $E = h\nu > 2m_e c^2$  interacciona con el campo Coulombiano del núcleo atómico. Como resultado, toda la energía del fotón se absorbe y se produce un par electrón-positrón. La energía cinética total del par es entonces  $E_K = h\nu - 2m_e^2$ . El coeficiente másico de atenuación para la producción de pares es,

$$\frac{\kappa}{\rho} = \frac{N_A}{A} \alpha r_e^2 Z^2 P(\varepsilon, Z) \quad (2.4)$$

donde  $P(\varepsilon, Z)$  es una función que adquiere diferentes formas en función de la energía normalizada del fotón  $\varepsilon$  y del número atómico del material  $Z$ . Para el rango de energías en radioterapia donde  $\varepsilon > 4$ , tenemos que [28],

$$P(\varepsilon, Z) = \frac{28}{9} \ln(2\varepsilon) - \frac{218}{27} - 1.027 \quad (2.5)$$

como se puede observar, para  $\varepsilon > 4$ , la probabilidad de ocurrencia de la producción de pares solo es función de la energía normalizada ( $\varepsilon$ ).

Como puede apreciarse, los mecanismos de absorción de energía a partir de la irradiación con fotones energéticos corresponden a la generación de electrones primarios con energía cinética suficiente para, a su vez, seguir interaccionando con el medio circundante. De los procesos mencionados anteriormente, los de mayor importancia en radioterapia son el efecto fotoeléctrico y efecto Compton, siendo la producción de pares electrón-positrón menos relevantes en este contexto. Por tanto, en lo sucesivo nos referiremos a la generación de electrones, más que a positrones, como precursores de transferencia de energía secundaria al medio.

De acuerdo con lo anterior, los electrones producidos por la radiación primaria podrán interaccionar con los átomos del material circundante a través de colisiones lejanas y cercanas, definidas por un parámetro de impacto  $b$  relativo al radio atómico  $a$ , como se describe a continuación:

- *Interacciones suaves* ( $b \gg a$ ). En este tipo de interacciones, la transferencia de energía es mínima dada la distancia entre el átomo y el electrón. Sin embargo, es la interacción más frecuente entre las partículas cargadas y los átomos del medio. Aproximadamente el 50 % de la pérdida de energía del electrón secundario se debe a colisiones suaves. Por lo general, en las interacciones suaves la energía de interacción Coulombiana es menor que la energía media de ionización/excitación ( $I$ ) del átomo. El valor de  $I$  depende del medio ( $Z$ ), y no depende del tipo de partícula ni de su

energía cinética. Valores de  $I$  de interés son: agua líquida (75 eV), músculo (75.3 eV), hueso (91.9 eV), aire (85.7 eV). El poder másico de frenado por las interacciones suaves fue descrito por Bethe y tiene la forma [29],

$$\frac{S_{suaves}}{\rho} = \frac{2Cm_0c^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_0c^2\beta^2 H}{I^2(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.6)$$

donde  $C = \pi r_e^2 N_A Z/A$  y  $H$  es el umbral de transferencia de energía entre colisiones suaves y duras. Como se puede observar, las colisiones suaves solo dependen de la energía cinética del electrón y de la energía media de ionización/excitación del medio.

- *Interacciones duras* ( $b \approx a$ ). En esta condición, la cantidad de energía que el electrón, pierde no es despreciable. La interacción ocurre con un electrón orbital del átomo. Sin embargo, el número de interacciones o colisiones duras comparado con las interacciones suaves es pequeño; pero pierde una gran cantidad de energía en cada una de ellas. El resultado de un colisión dura es un electrón dispersado, un electrón eyectado (también conocidos como rayos  $\delta$ ) de alguna de las capas del átomo y un átomo ionizado. Como consecuencia de la ionización, dependiendo de la capa atómica, existe la emisión de rayos-X característicos y por consiguiente la posibilidad de emisión de electrones Auger. El poder másico de frenado para las interacciones duras fue descrito por Møller [29], en función de la energía cinética de los electrones incidentes ( $\tau = T/m_e c^2$ ) de la siguiente forma,

$$\frac{S_{duras}}{\rho} = \frac{2Cm_0c^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_0c^2)^2} \right) + F^-(\tau) - \delta - \frac{2C}{Z} \right] \quad (2.7)$$

en donde  $\delta$  es el efecto de densidad y  $C$  es el factor de corrección por capas [28]. La función  $F^-(\tau)$  tiene la siguiente forma para electrones,

$$F^-(\tau) \equiv 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \quad (2.8)$$

Como se puede observar, las colisiones duras dependen ligeramente del medio como  $1/Z$ .

- *Perdidas radiativas* ( $b \ll a$ ). En este proceso los electrones interactúan con el campo Coulombiano del núcleo atómico. Como resultado, el electrón pierde energía

en forma de radiación de frenado o *brehmsstrahlung*. No se produce ionización, ni excitación del átomo. El poder másico de frenado para las interacciones radiativas está dado por,

$$\frac{S_{rad}}{\rho} = \alpha r_e^2 Z^2 \frac{N_A}{A} (T + m_0 c^2) B_{rad} \quad (2.9)$$

donde  $T$  es la energía cinética del electrón incidente y  $B_{rad}$  es una función que puede depender de la energía cinética del electrón, así como del número atómico del medio  $Z$ . Para las energías de interés en radioterapia,  $B_{rad}$  toma la siguiente forma [28, 29],

$$B_{rad} = 8 \left[ \ln \left( \frac{T + m_0 c^2}{m_0 c^2} \right) - \frac{1}{6} \right] \quad (2.10)$$

Como se puede observar, la probabilidad de producción de radiación de frenado depende directamente del  $Z^2$  y de la energía cinética del electrón incidente. En radioterapia, ésta interacción es de gran importancia para la producción de rayos-X en aceleradores lineales de electrones para uso médico. Se utilizan blanco con  $Z$  alto, como tungsteno y electrones con energías cinéticas entre 1 a 22 MeV.

Las secciones eficaces totales tanto para electrones y fotones son fundamentales para describir los procesos de transferencia de energía entre la radiación ionizante y la materia. En radioterapia se utilizan en los códigos de práctica para la medición de la dosis absoluta en agua, y para el cálculo de dosis mediante el uso de algoritmos de transporte de radiación en materia ya sea por métodos determinísticos o por simulación Monte Carlo.

### 2.1.2 Kerma

Se define kerma (*kinetic energy released per unit mass*, por sus siglas en inglés) como la energía transferida al medio por unidad de masa. La energía transferida al medio ( $dE_{tr}$ ) es la suma de todas las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas ionizantes, liberadas por partículas ionizantes no cargadas en un material de masa  $dm$ , esto es,

$$K \equiv \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2.11)$$

El kerma es una cantidad característica de los campos de radiación ionizante de partículas no cargadas (fotones y neutrones). Como ya mencionamos en la sección anterior la energía

cinética de los electrones se imparte en el medio por colisiones y/o pérdidas radiativas. Por lo que el kerma se divide en dos componentes: 1) kerma de colisión ( $K_{col}$ ) y kerma de radiación ( $K_{rad}$ ). De tal forma que el kerma total es,

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (2.12)$$

### 2.1.3 Relación entre kerma y dosis

---

Por lo general, el kerma no se absorbe en la misma región donde se genera. Esto se debe a que los electrones secundarios tienen suficiente energía cinética para abandonar la región hasta un alcance definido por

$$R_{CSDA} = \int_{E_{max}}^0 \left( \frac{S}{\rho} \right)_E^{-1} dE \quad (2.13)$$

donde  $(S/\rho)_E$  es el poder másico de frenado del medio. Dado que los fotones, generalmente tienen suficiente energía para escapar de la región donde se genera el kerma, se dice que la dosis es directamente proporcional a  $K_{col}$ . Esto es,

$$D = \beta \times K_{col} \quad (2.14)$$

La constante de proporcionalidad  $\beta$  permite definir una condición de equilibrio que da lugar a la determinación experimental de la dosis, y permite definir el concepto de equilibrio de partícula cargada.

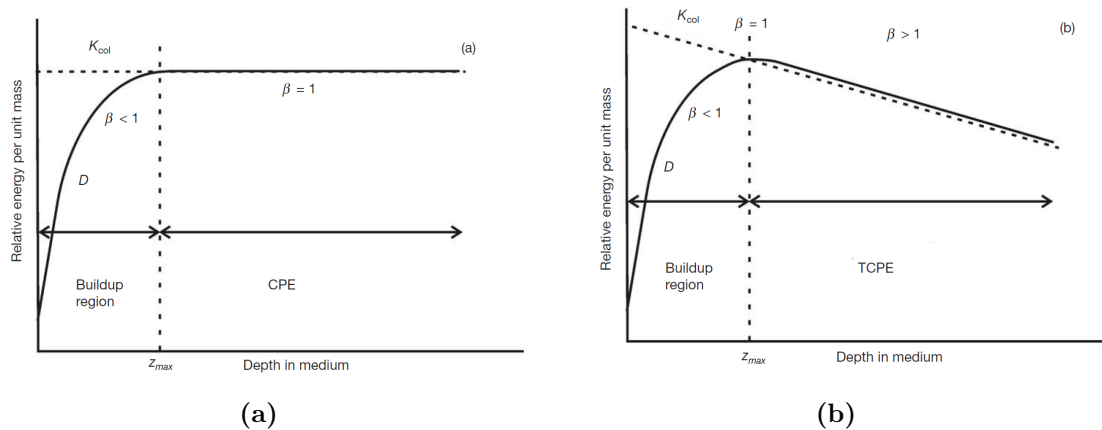
### 2.1.4 Equilibrio de partícula cargada (EPC)

---

Dada una región en el medio, decimos que existe equilibrio de partícula cargada (EPC) en esa región cuando  $\beta = 1$ , esto es, la dosis en la región se debe enteramente a la energía impartida por los electrones secundarios. Es importante aclarar que, como mencionamos anteriormente, los electrones generados en la región de interés escapan de ella, transportando consigo su energía cinética e impartiendo la en otra región del medio. Lo que implica  $\beta = 1$  es que en la región de interés existe un balance entre las partículas que entran y las que salen, esto es,

$$(K_{col})_{out} = (K_{col})_{in} \quad (2.15)$$

Sin embargo, existen efectos de borde (frontera) que son importantes en la dosimetría de los campos de radiación ionizante y que están relacionados con el concepto de EPC. En la Figura 2.1 se observa una gráfica de dosis ( $D$ ) contra la profundidad de absorción ( $z$ ) en el medio y corresponde a un haz de radiación ionizante de partículas no cargadas que incide de manera normal sobre un medio semi-infinito. La condición de EPC requiere que exista un balance en el flujo de partículas cargadas que entran y salen en un región de interés, pero en la superficie no existen partículas cargadas que entran. Por lo anterior, es de esperarse que no exista EPC. El equilibrio se alcanza cuando la producción de partículas cargadas alcanza un máximo, esto sucede en  $z_{m\acute{a}x}$ . La región definida por  $z < z_{m\acute{a}x}$  se conoce como región de incremento (*build-up*, por sus siglas en inglés), y es una región donde no existe EPC. En la región de build-up, el flujo de partículas que sale es mayor que el flujo de partículas que entran en cualquier punto de interés; por lo que  $\beta < 1$  (ver Figura 2.1a).



**Figura 2.1:** Gráficas esquemáticas que muestran la relación entre EPC (a) y ETCP (b)

### 2.1.5 Equilibrio transitorio de partícula cargada (ETPC)

Idealmente, después de que se alcanza EPC ( $\beta = 1$ ) la relación entre dosis y kerma debería de permanecer constante. Sin embargo, debido a que el flujo de partículas no cargadas disminuye a causa de los procesos de absorción y dispersión; también disminuye el flujo de partículas cargadas secundarias en la misma proporción. En la región definida por  $z > z_{m\acute{a}x}$ ,

el flujo de partículas que entra es mayor que el flujo de partículas que salen de cualquier punto de interés. En estas condiciones se espera que  $\beta \geq 1$ . Sin embargo, a diferencia que en la región de build-up,  $\beta$  permanece constante como función de la profundidad en el medio. A esta condición se le conoce como equilibrio transitorio de partícula cargada (ETCP) [29]. La condición de ETCP es la que se encuentra en cualquier campo convencional de fotones en radioterapia. Dicha condición se exige en los códigos de práctica internacionales para medir la dosis absorbida en agua [19, 30].

## 2.2 Teoría de cavidades

La determinación experimental de la dosis absorbida en el medio requiere de la introducción de un dosímetro en él. Por lo general, la radiosensibilidad del medio que rodea al detector difiere de la del medio radiosensible del detector, por lo que la dosis en el detector no es igual a la dosis absorbida en el medio. La teoría de cavidades aborda este problema al relacionar la dosis en el detector con la dosis en el medio.

### 2.2.1 Teoría de cavidades de Bragg-Gray

Esta teoría de cavidades relaciona la dosis en el medio sensible del detector con la dosis en el medio que contiene al dosímetro bajo las siguientes condiciones [29]:

1. El tamaño de la cavidad ( $a$ ) debe ser mucho menor que el alcance (eq. 2.13) de los electrones en el medio ( $R_{CSDA} \geq a$ ), de tal forma que su presencia no perturbe la fluencia de partículas cargadas en el medio
2. La dosis absorbida en la cavidad se deposita enteramente por el flujo de partículas cargadas que la cruzan, i.e., las interacciones con los fotones directamente en la cavidad se consideran nulas o despreciables

Los dos condiciones son solamente válidas bajo EPC o ETCP. Bajo estas condiciones, la dosis en el medio en términos de la dosis en la cavidad es,

$$D_{med} = D_{cav} \left( \frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{cav}^{med} \quad (2.16)$$

donde  $(\bar{S}/\rho)_{cav}^{med}$  es el cociente de los poderes de frenado que caracterizan al medio y a la cavidad.

En condiciones realistas, los electrones secundarios producidos en la cavidad generan más electrones secundarios en la misma cavidad en forma de rayos  $\delta$ . La teoría de cavidades de Spencer-Attix [29] es una extensión de la teoría de Bragg-Gray para corregir los efectos de las partículas  $\delta$  en la cavidad. Esencialmente, la teoría de Spencer-Attix es equivalente a la de Bragg-Gray salvo que,

$$D_{med} = D_{cav} \left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right) \quad (2.17)$$

donde  $(\bar{L}/\rho)$  es el cociente de los poderes de frenado restringidos entre el medio y la cavidad. La diferencia sustancial entre los poderes máxicos de frenado y los poderes restringidos de frenado se basa en la definición del parámetro umbral  $\Delta$ . El umbral  $\Delta$  se define para excluir del cálculo de los poderes de frenados a aquellos electrones (o rayos- $\delta$ ), producidos por el campo principal de electrones secundarios, que tienen la suficiente energía para escapar de la región de interés. Típicamente, se eligen valores para  $\Delta$  entre 10 y 100 keV [29].

### 2.2.2 Teoría de cavidades de Burlin

La teoría de cavidades de Burlin [29] considera que la dosis en la cavidad no solo se debe a la energía impartida por los electrones secundarios que la cruzan, sino también se debe a las interacciones de los fotones que con la cavidad. Una condición para que se presente este fenómeno es cuando el alcance de los electrones secundarios es comparado con el tamaño de la cavidad, de tal forma que una fracción de los electrones generados en la cavidad no escapa de ella. Por lo anterior, la dosis en el medio está relacionada con la dosis en la cavidad de la siguiente forma,

$$D_{med} = D_{cav} \left[ d \times \left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{cav}^{med} + (1 - d) \times \left( \frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{cav}^{med} \right] \quad (2.18)$$

donde  $d$  es la fracción que pondera la contribución de la dosis depositada por los electrones secundarios generados fuera de la cavidad (primer término) y los electrones secundarios generados en la cavidad (segundo término). El parámetro  $d$  está relacionado con el tamaño de la cavidad en función del alcance de los electrones secundarios. Cuando la cavidad es muy pequeña, i.e.,  $d \approx 1$  recuperamos Spencer-Attix.

## 2.3 Dosimetría de fotones de alta energía en Radioterapia

En esta sección revisaremos las características físicas de los haces convencionales de rayos-X usados en radioterapia externa. Posteriormente, se describirá brevemente el formalismo del Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) para determinar la dosis absorbida en agua por un campo de fotones de alta energía. Finalmente, revisaremos las limitaciones del formalismo para determinar la dosis cuando las condiciones de Bragg-Gray no se cumplen.

### 2.3.1 Características de los haces convencionales

Los campos de rayos-X usados en radioterapia externa son generados por aceleradores lineales de uso médico. Generalmente, las componentes de estos aceleradores son: 1) cañón de electrones, 2) guía de aceleración, 3) blanco, 4) colimador primario, 5) filtro de aplanado, 6) cámara de ionización, 7) colimadores secundarios y 8) modificadores del haz. Las componentes 3)-8), así como la energía de los electrones son las que imponen las características físicas al haz de fotones.

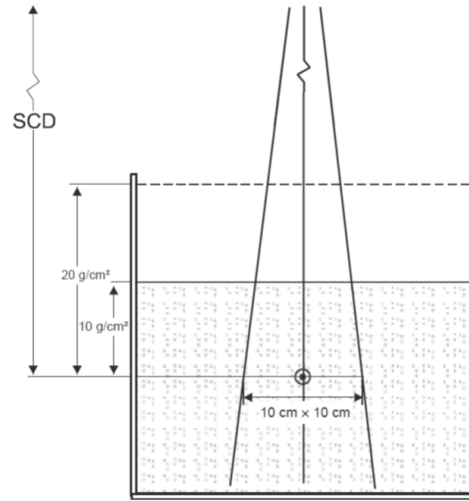
Frecuentemente, las aplicaciones médicas de estos haces de radiación comprenden el uso de campos de radiación con tamaños de campo cuyas dimensiones varían entre  $40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$  hasta  $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ , y energías nominales entre 25 a 6 MV. La forma en que estos haces se caracterizan experimentalmente son a través de medidas de dosis en agua.

### 2.3.2 Medición de la dosis absorbida

La determinación de la dosis absorbida de los campos de radiación de aceleradores de uso médico está en función de la teoría de cavidades de Spencer-Attix. Actualmente, existen protocolos para medir la dosis absorbida en agua usando cámaras de ionización, de lo cuales el más destacado es el del OIEA en su reporte 398 [30]. La dosis absorbida en agua está relacionada con la dosis en la cámara a través de un factor de calibración ( $N_{D_w, Q_0}$ ) obtenido al irradiar la cámara en un campo de referencia ( $Q_0$ ) [31].

Esto es,

$$N_{D_w, Q_0} = \frac{D_{D_w, Q_0}}{M_{Q_0}} \quad (2.19)$$



**Figura 2.2:** Geometría sugerida por el OIEA para la calibración de los dosímetros, así como para campos convencionales de radioterapia. El acrónimo SCD significa distancia fuente detector.

donde  $D_{D_w, Q_0}$  es la dosis absorbida (se supone conocida) en agua en un campo de referencia  $Q_0$ . Dicha dosis se determina experimentalmente con otros métodos, e.g. calorímetros, solución Fricke, etc. La cantidad  $M_{Q_0}$  es la señal del detector, que en este caso es carga eléctrica, la cual es generada por el campo de radiación en la cavidad de la cámara en condiciones de referencia. Estas condiciones de referencia son: tamaño de campo, posición de la cámara en agua, distancia del detector a la fuente, presión atmosférica, temperatura y humedad relativa.

La aplicación directa de la teoría de cavidades de Spencer-Attix establece que

$$N_{D_w, Q_0} = p \times \bar{s}_{aire}^{agua} \times \frac{1}{\rho_{aire} V_{aire}} \times \frac{W_{aire}}{e} \quad (2.20)$$

donde  $\rho_{aire}$  y  $V_{aire}$  son la densidad y volumen de la masa de aire en la cavidad de la cámara y  $W_{aire}/e$  es la función de trabajo de ionización del aire en las condiciones ambientales de calibración. El parámetro  $p$  es muy importante ya que corrige las perturbaciones al campo de radiación causadas por la presencia del detector en el agua. El parámetro  $p$  contiene el producto director de los siguientes factores de influencia:  $p_{wall}$ ,  $p_{elec}$ ,  $p_{repl}$  y  $p_{ion}$ , los cuales corrigen las perturbaciones causadas por la presencia de la pared de la cámara, del electrodo, del punto efectivo de medición y de la recombinación iónica, respectivamente. Dichos factores están incorporados experimentalmente bajo las condiciones de calibración en la determinación de  $N_{D_w, Q_0}$ . En la Figura 2.2 se muestra la geometría de calibración tanto en el laboratorio secundario estándar como en las condiciones del usuario.

Sin embargo, dado que  $p$  y  $\bar{s}_{aire}^{agua}$  dependen de la energía del campo de radiación es de

esperarse que  $N_{D_w, Q_0}$  sea válido solamente bajo las condiciones de calibración. El formalismo propuesto por el protocolo TRS-398 del OIEA aborda el problema al introducir un factor de corrección  $k_{Q, Q_0}$  que corrige la respuesta del detector en un campo de radiación ( $Q$ ) diferente al campo usado en la calibración de la cámara ( $Q_0$ ). Por lo anterior, la dosis absorbida en un campo de radiación de un acelerador lineal médico medida con una cámara de ionización calibrada en un campo  $Q_0$  es,

$$D_{w, Q} = k_{Q, Q_0} \cdot N_{D_w, Q_0} \cdot M_Q \quad (2.21)$$

A partir de la ecuación anterior, podemos definir  $k_{Q, Q_0}$  de la siguiente forma

$$k_{Q, Q_0} = \frac{N_{D_w, Q}}{N_{D_w, Q_0}} \quad (2.22)$$

o a partir de la eq. 2.20,

$$k_{Q, Q_0} = \frac{p_Q \times \bar{s}_{aire, Q}^{agua} \times \left(\frac{W_{aire}}{e}\right)_Q}{p_{Q_0} \times \bar{s}_{aire, Q_0}^{agua} \times \left(\frac{W_{aire}}{e}\right)_{Q_0}} \quad (2.23)$$

Actualmente, se cuenta con valores muy precisos de  $k_{Q, Q_0}$  para una gran cantidad de cámaras de ionización. Estos factores fueron medidos directamente y/o calculados analíticamente o mediante simulación Monte Carlo tomando en cuenta el diseño y materiales que componen a cada detector.

El formalismo descrito anteriormente permite medir la dosis absorbida en agua con una precisión y exactitud mejor al 2%.

## 2.4 Dosimetría fuera del equilibrio electrónico

La dosimetría de haces convencionales de rayos-X se basa en la teoría de cavidades de Spencer-Attix (Bragg-Gray), que aunque no se cumple cabalmente, la perturbación que causa la presencia de las cámaras de ionización es  $\leq 3\%$  para los campos de radiación empleados en radioterapia externa. La teoría de Spencer-Attix requiere que exista EPC alrededor de la cavidad y que esta condición no sea alterada por la presencia del dosímetro. Las cámaras de ionización que se emplean en la dosimetría de haces de radioterapia externa cumplen con esta condición, por lo que  $p_Q$  solo corrige las pequeñas perturbaciones al

campo de electrones secundarios producidas por las componentes de la cámara de ionización que encierran a la cavidad. Por lo anterior, en general la dosimetría de campos de radiación ionizante basada en la teoría de cavidades es una dosimetría en condiciones de equilibrio de partícula cargada o simplemente *dosimetría en equilibrio*.

Sin embargo, actualmente se ha ampliado el uso de campos de radiación cuyas características no permiten la aplicación directa de la teoría de cavidades, y por lo tanto la aplicación de los protocolos existentes. Estos campos de radiación están caracterizados principalmente por la falta de EPC en el medio donde interaccionan. Generalmente, las dimensiones de estos campos no son mayores que  $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ , y están principalmente caracterizados por: a) falta de equilibrio lateral de partícula cargada, b) la presencia del detector perturba el espectro de electrones en el medio, y c) cambios en los cocientes de poderes de frenado. La determinación de la dosis en estos campos recibe el nombre de *dosimetría fuera del equilibrio* o *dosimetría de campos pequeños*. Bajo estas condiciones la exactitud y precisión del 2% no está garantizada [4].

A continuación ampliaremos la descripción de las características de estos campos de radiación, describiremos cómo se ha abordado el problema en los últimos 40 años y describiremos la propuesta del OIEA para determinar la dosis de campos fuera del equilibrio.

### 2.4.1 Propiedades físicas de los campos pequeños

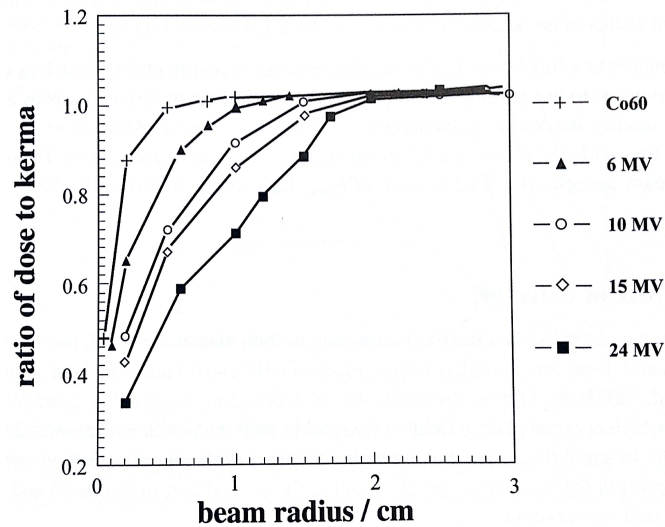
En los aceleradores lineales de uso médico, los campos pequeños de radiación se obtienen con el uso de colimadores con aperturas y geometría variadas pero cuyos campos no superan los  $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ . Se pueden usar colimadores cónicos o circulares, bloques, y colimadores multiláminas, los cuales se sitúan posterior a los colimadores secundarios. Se ha reportado el uso de campos tan pequeños como 3 mm. Las características físicas de estos campos se presentan a continuación.

La falta de ELPC se presenta en campos de radiación de muy alta energía y/o en campos muy pequeños. En particular, en los campos pequeños de radiación ionizante la falta de ELPC ocurre cuando el tamaño del campo es comparable con el alcance ( $R_{CSDA}$ ) de los electrones secundarios generados en el medio en la dirección transversal al campo.

Existe una relación lineal entre calidad del haz, parametrizada por el cociente de los valores de dosis sobre el eje central del campo de radiación a 20 y 10 cm de profundidad, también conocido como  $\text{TPR}_{10}^{20} \equiv D(20\text{ cm})/D(10\text{ cm})$  [32, 33]; y la distancia mínima al eje central ( $r_{ELPC}$ ) en donde existe ELPC [2], la cual establece que,

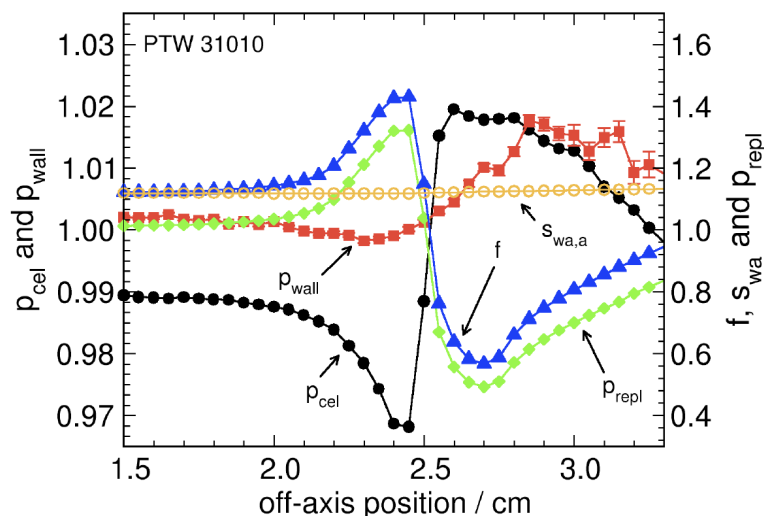
$$r_{ELPC} = 5.973 \times TPR_{10}^{20} - 2.688 \quad (2.24)$$

En la Figura 2.3 se muestra  $\beta$  ( $D/K_{col}$ ) como función del radio del tamaño de campo  $r$ . Cuando  $\beta = 1$  se alcanza ELPC, se puede observar que para campo de radiación de Co-60 el ELPC se alcanza aproximadamente a 1.0 cm, en contraste de 2.0 cm de un campo de radiación de 25 MV. De lo anterior podemos concluir que, salvo la determinación de  $k_{Q,Q_0}$ , es posible medir la dosis absorbida aplicando teoría de cavidades, siempre y cuando el tamaño del campo sea mayor que  $r_{ELPC}$ .



**Figura 2.3:** Cálculos con simulación Monte Carlo que muestra a  $\beta$  vs.  $r$ . Donde  $r$  es el radio del tamaño de campo en la simulación para diferentes calidades de haz (columna derecha). Gráfica tomada de Li et al. (1995)[2].

Las cámaras de ionización que se usan en la dosimetría de campos de radiación en EPC no se pueden usar en la dosimetría de haces fuera del equilibrio. Lo anterior debido a que el tamaño del detector compite con el tamaño del campo, y con frecuencia estos detectores obstruyen en su totalidad el campo de radiación. Para resolver este problema los fabricantes de dosímetros han diseñado cámaras cuyos volúmenes y tamaños están alrededor de los  $0.01 \text{ cm}^3$  y 2-5 mm, respectivamente. Usualmente, a estos detectores se les conoce como mini o micro-cámaras. Sin embargo, dadas las dimensiones de los campos y de los detectores, no es posible medir directamente los factores de perturbación  $p_Q$  y  $p_{Q_0}$ , y por lo tanto tampoco es posible medir  $k_{Q,Q_0}$ . Una alternativa para su determinación es empleando métodos de simulación Monte Carlo. Los cálculos de  $k_{Q,Q_0}$  con simulación Monte Carlo han demostrado su utilidad ya que en la actualidad, no solamente se emplean micro-cámaras de ionización para la dosimetría de haces fuera del equilibrio, también se emplean dosímetros: semi-conductores, radiocrómicos y líquidos orgánicos,

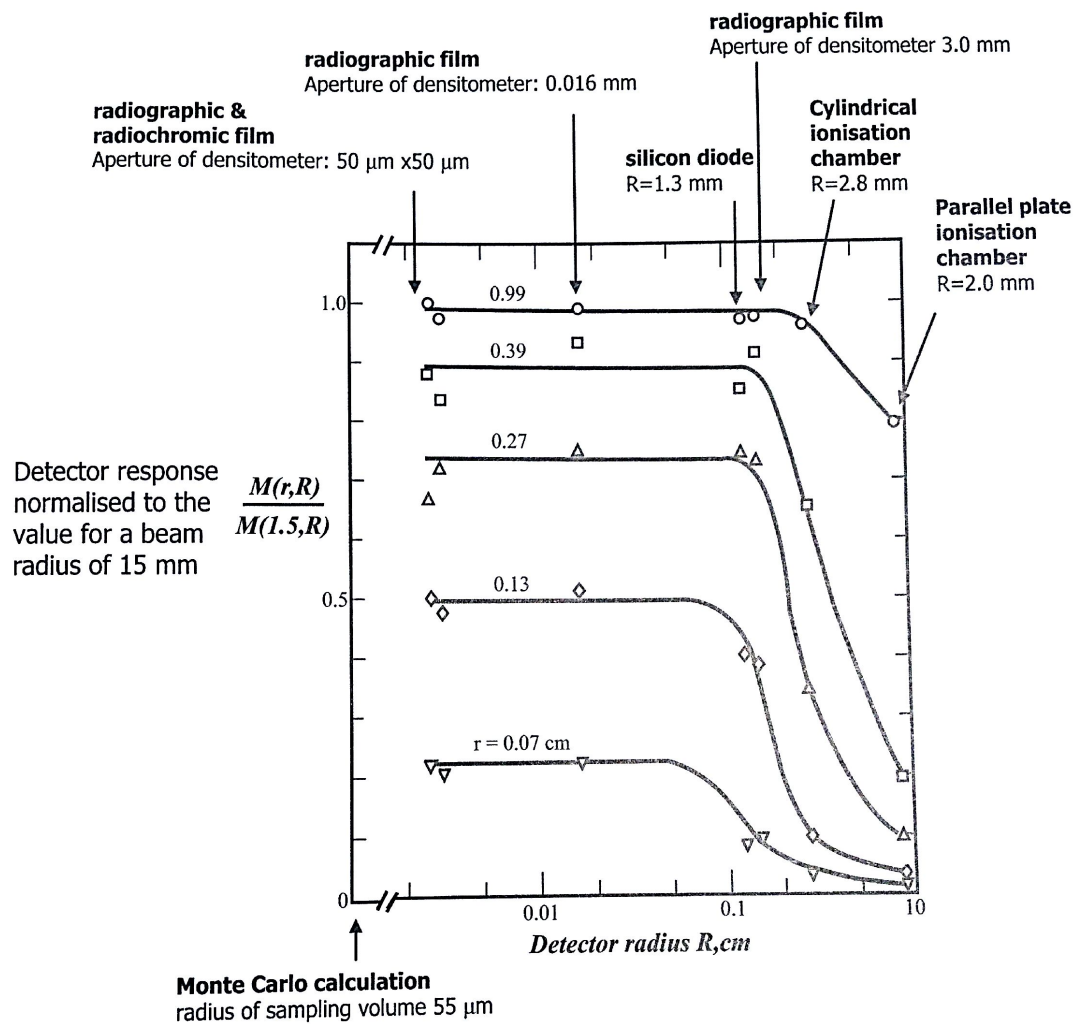


**Figura 2.4:** Cálculos por simulación Monte Carlo de los factores de perturbación, así como de los poderes restringidos de frenado para una cámara de ionización en la región de penumbra [3].

entre otros.

Otra consecuencia de las limitaciones experimentales es la medición o cálculo de los poderes restringidos de frenado ( $\bar{s}_{aire,Q}^{agua}$ ). Para lo anterior, por lo menos se requiere del conocimiento del espectro de electrones que entra a la región delimitada por el dosímetro. Dicho espectro no se puede determinar por medios experimentales por lo que el uso de simulación Monte Carlo es obligatorio. Por otro lado, otro efecto presente en la dosimetría de campos pequeños es el efecto del volumen del detector en la medición (Figura 2.5). Conforme el tamaño de campo compete con el tamaño del detector, la lectura del detector es el promedio de la región central y parte de la penumbra. Lo anterior tiene como consecuencia una caída de la lectura del dosímetro y por lo tanto de la dosis medida.

Conforme se reducen las dimensiones del tamaño del campo de radiación, lo es también la porción de la fuente que contribuye a la dosis total en un punto sobre el eje central de radiación. Por lo que la dosis cae de forma abrupta como función del tamaño de campo. Debido a esto, no solo es necesario determinar de forma exacta y precisa la dosis impartida por estos campos, sino también se requiere determinar con la misma precisión su tamaño. Sin embargo, la determinación del tamaño real de un campo pequeño de radiación no es posible mediante métodos convencionales ya que el tamaño del campo compete con el alcance de los electrones secundarios y existe una superposición de penumbras.



**Figura 2.5:** Cálculos Monte Carlo y medidas experimentales que muestran el efecto del tamaño del detector en la dosimetría de campos pequeños fuera del equilibrio. Gráfica tomada de la referencia [4].

### 2.4.2 Dosimetría relativa

Los retos y características físicas que presentan los campos pequeños de radiación para determinar la dosis absorbida en el medio no han sido obstáculo para su aplicaciones médicas. Los campos pequeños en Radioterapia se vienen empleando desde la década de 1960's, en técnicas como la radiocirugía estereotáctica por fuentes de Co-60 o acelerador lineal, y desde la década de los 90's en la modalidad de radioterapia de intensidad modulada (IMRT, por sus siglas en inglés).

La dosimetría de estos campos se ha solucionado parcialmente, de la misma forma en que se realiza dosimetría de campos convencionales en los que no se cuenta con un factor de calibración. Dada la imposibilidad que se tiene para obtener un factor de calibración  $y/o$   $k_{Q,Q_0}$  para diferentes calidades de radiación, es posible determinar la dosis absorbida en agua en un campo desconocido de tamaño  $F$  y calidad  $Q$  de la siguiente forma,

$$D_{w,Q}^F = S_{cp}(F) \cdot D_{w,Q_{ref}}^{ref} \quad (2.25)$$

el término  $S_{cp}(F)$  se le llama factor de dispersión total,

$$S_{cp}(F) = \frac{M_Q^F}{M_{Q_{ref}}^{ref}} \quad (2.26)$$

donde  $M_Q^F$  y  $M_{Q_{ref}}^{ref}$  son las señales de las cámara de ionización irradiada bajo el campo de interés  $F$  y de referencia  $ref$ , respectivamente. El factor de dispersión total supone que el factor que convierte la señal del detector a dosis en agua no depende del tamaño de campo ( $F$ ). Por lo que, en principio el  $S_{cp}$  es la fracción de dosis absorbida en agua en el campo  $F$  relativa al campo de referencia ( $ref$ ). Por lo general, el tamaño de campo de referencia  $ref$  tiene dimensiones  $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ . Ambas señales se toman con la misma geometría experimental (ver Figura 2.2), salvo por el tamaño de campo, en la que se determinó la dosis absorbida de referencia  $D_{w,Q_{ref}}^{ref}$ .

Durante muchos años, los factores totales de dispersión se han usado para determinar la dosis absoluta en tamaños de campos diferentes al campo de referencia. El uso de estos factores, es la metodología estándar que se sigue en radioterapia para caracterizar haces de radiación de rayos-X de alta energía tanto convencionales como no-convencionales. A partir de la ec. 2.21, el factor de dispersión total se puede escribir como,

$$S_{cp}(F) = \left[ \frac{k_{Q,Q_0}}{k_{Q_{ref},Q_0}} \right] \times \frac{M_Q^F}{M_{Q_{ref}}^{ref}} \quad (2.27)$$

El factor entre corchetes se considera  $\approx 1$  para tamaños de campo hasta  $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$ . Sin embargo, mediante el uso de métodos de simulación Monte Carlo se ha desmostado que este factor puede variar hasta un 20% para tamaños de campo  $\leq 3 \text{ cm}$ . Por lo que, dada la magnitud de las aplicaciones médicas, se requiere de una metodología que determine la dosis absorbida en agua en campos pequeños de radiación cuya precisión sea comparable con la establecida por los formalismos para campos convencionales ( $\leq 2\%$ ) [5].

### 2.4.3 Propuesta del OIEA para la dosimetría de campos fuera del equilibrio

En la actualidad, la detección temprana de algunos tipos de cáncer a empujado el uso más frecuente de campos de rayos-X de alta energía no-convencionales o pequeños. Paralelamente, los fabricantes de aceleradores lineal han diseñando equipos para aplicar técnicas de tratamiento especializadas que solo utilizan este tipo de campos, y que no están diseñados para formar campos de referencia (10 cm × 10 cm). Esta tendencia ha abierto la necesidad de establecer nuevos códigos de práctica para la dosimetría de este tipo de campos. Como se mostró en la secciones anteriores, la falta de equilibrio lateral de partícula cargada y la imposibilidad de determinar de forma precisa los factores de perturbación en esas condiciones, son las principales razones por las cuales no es posible desarrollar un código de práctica de campos pequeños de la misma forma que en campos convencionales. A continuación se describe brevemente el nuevo formalismo propuesto por el OIEA para la dosimetría de campos pequeños.

Alfonso et al. (2008)[22] abordan el problema de la dosimetría de campos pequeños de la siguiente forma. Dado que algunos equipos recientes no pueden formar una campo de referencia estándar de 10 cm × 10 cm, se introduce el concepto de campo de específico de máquina ( $f_{msr}$ , por sus siglas en inglés). A partir del formalismo TRS-398 [31], la dosis absorbida en agua en un campo de referencia específico de tamaño  $f_{msr}$ <sup>1</sup> es,

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = k_{Q,Q_0} \cdot k_{Q_{msr},Q} \cdot N_{D_w,Q_0} \cdot M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} \quad (2.28)$$

donde  $Q$ ,  $Q_{msr}$  y  $Q_0$  son las calidades de los campos de referencia estándar (ej., 10 cm × 10 cm), específico y del campo de calibración del detector (<sup>60</sup>Co), respectivamente.  $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$  es la lectura del dosímetro irradiado en el campo específico  $f_{msr}$  y se supone corregida por todos los factores de influencia ambientales (presión, temperatura, humedad, etc.).  $N_{D_w,Q_0}$  es el factor de calibración del dosímetro trazable a un laboratorio estándar en condiciones de referencia<sup>11</sup>, irradiado por un campo de fotones de <sup>60</sup>Co. Finalmente,  $k_{Q,Q_0}$  es el factor de corrección por calidad del haz entre el campo de calibración y un campo estándar de (10 cm × 10 cm), y  $k_{Q_{msr},Q}$  es el factor de corrección por calidad del haz entre un campo estándar y un campo específico de referencia.

La Ec. (2.28) toma en cuenta que muchos equipos modernos generadores de radiación ionizante no pueden formar un tamaño de campo estándar por limitaciones específicas a su diseño. Sin embargo, esta limitación obliga al laboratorio de calibración proporcionar al

<sup>1</sup>Este tamaño de campo no es arbitrario y está definido por el equipo generador de radiación ionizante, e.g., GammaKnife@ $f_{msr}$  = 18 mm, CyberKnife@ $f_{msr}$  = 60 mm

<sup>11</sup>En agua líquida a una temperatura de 21°C y una presión atmosférica de 1023 hPa

usuario del dosímetro un factor  $k_{Q_{msr},Q}$  calculado con simulación Monte Carlo o medido directamente. Es importante señalar que  $f_{msr}$  es un campo que se encuentra en ELPC, más no es estándar, i.e., no se conocen los correspondientes factores de corrección por calidad del haz. Actualmente, existen valores calculados por simulación Monte Carlo para una gran variedad de cámaras de ionización [20] para campos no estándares pero en ELPC. Cabe notar que al existir ELPC, el problema de dosis absorbida se resuelve con los códigos de práctica actuales y no presenta ningún problema en la práctica clínica.

En cuanto a la dosimetría fuera del equilibrio, el nuevo formalismo introduce un factor de campo ( $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ ) de manera que la dosis absorbida en agua  $D_{w,Q_f}^f$  a una profundidad  $d$  sobre el eje central del haz para un campo fuera ELPC de tamaño  $f_{clin}$  ( $\leq 3$  cm para un campo de fotones de 6 MV) relativo a la dosis en condiciones de equilibrio  $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$  es,

$$D_{w,Q_f}^{f_{clin}} = D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} \cdot \Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (2.29)$$

donde,

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (2.30)$$

El factor  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  corrige el cociente de las señales del detector ( $M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}/M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ ) por las posibles diferencias en la respuesta del detector entre un campo con calidad  $Q_{msr}$  y  $Q_{clin}$ . Para el caso ideal en que  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = 1$ , y además el campo máquina específico  $msr$  sea un campo de referencia estándar de 10 cm  $\times$  10 cm con  $F = f_{clin}$  entonces,

$$\Omega_{Q_{msr},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = S_{cp}(f_{clin}) \quad (2.31)$$

La Ec.2.31 muestra que en el caso de un detector cuya respuesta no dependa de la calidad del haz,  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = 1$ , medir el factor total de dispersión ( $S_{cp}$ ) es equivalente a medir el factor de campo ( $\Omega_{Q_{msr},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ ). Sin embargo, como veremos más adelante la condición  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = 1$  generalmente no es válida para varios detectores. Los factores  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  reciben el nombre de *factores de corrección detector-específico*, y su valor depende del detector, el tamaño de campo y la profundidad de interés sobre el eje central del haz. Los factores de corrección detector-específico solo se calculan por simulación Monte Carlo, ya que hasta ahora no existe ninguna metodología experimental para su medición directa. Dado que en la simulación Monte Carlo no se modela la generación de carga eléctrica, ni su proceso de medición, el nuevo formalismo presupone que la carga eléctrica medida en el

detector ( $M$ ) es directamente proporcional a la dosis depositada en el detector ( $D_{det}$ ), por lo que de la Ecs.(2.30) y (2.29) tenemos que,

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \bigg/ \frac{D_{det, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{det, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (2.32)$$

Tanto las dosis en agua ( $D_w$ ), como las dosis en el detector ( $D_{det}$ ) se calculan por simulación Monte Carlo para cada tamaño de campo ( $f_{clin}$  y  $f_{msr}$ ) en la profundidad de interés en agua. Para que los factores de corrección detector-específico cuenten con la precisión adecuada para aplicarse en la práctica clínica ( $leq 2\%$ ), se debe conocer:

- Acelerador lineal
  - Geometría y dimensiones de las componentes del acelerador: blanco, filtro de aplanado, colimadores, y todo aquello que está involucrado con la generación del haz de rayos-X
  - Materiales y densidades de las componentes del acelerador lineal
  - Propiedades del haz de electrones: energía cinética inicial, distribución de intensidad, tamaño o sección transversal del haz
- Detector de radiación
  - Geometría y dimensiones de las partes del detector
  - Materiales y densidades de las componentes del detector

Lamentablemente, no se cuenta con la información completa o precisa de las características de la fuente y/o del detector. Como veremos más adelante, lo anterior introduce errores sistemáticos en el cálculo de  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  cuya magnitud se desconoce [11]. Estos errores se deben a posibles variaciones en el diseño del acelerador lineal, materiales y densidades, y

principalmente en las propiedades del haz de electrones entre equipos de diferentes fabricantes, o inclusive entre mismos modelos de acelerador lineal. Por otro lado, inconsistencias en la manufactura de los detectores o cambios en su diseño también introduce errores que no se pueden cuantificar en el cálculo de los factores de corrección detector-específico. Por lo anterior, la posibilidad de contar con una metodología experimental que pueda absorber las incertidumbres introducidas por estas variaciones tiene el potencial ofrecer una mejor precisión.

#### 2.4.4 Sumario

---

En resumen, el nuevo formalismo propuesto por el OIEA sugiere que:

- a. Si el equipo generador de radiación ionizante no puede formar un tamaño de campo de al menos  $10\text{ cm}\times 10\text{ cm}$ . Se debe medir experimentalmente la dosis absorbida en agua (ec. 2.28). El laboratorio secundario estándar proporcionará los factores de corrección por calidad del haz ( $k_{Q_{msr},Q}$  y  $k_{Q,Q_0}$ )
- b. Si el equipo generador de radiación ionizante puede formar un tamaño de campo de  $10\text{ cm}\times 10\text{ cm}$  se deben seguir los formalismos actuales (e.g. OIEA TRS-398) para determinar la dosis absorbida con cámaras de ionización calibradas en agua
- c. La dosis absorbida en un campo fuera del equilibrio de tamaño  $f$  se determina a partir de la dosis del campo  $msr$  y un factor de dispersión total calculado con simulación Monte Carlo (Ec. 2.29 )
- d. Los factores de campo se determinan como el cociente de las señales del dosímetro entre el campo  $f$  y el campo  $msr$  multiplicado por un factor de corrección de calidad del haz calculado por simulación Monte Carlo. Dicho factor de corrección toma en cuenta las diferencias en la respuesta del dosímetro irradiado en las diferentes calidades  $Q_f$  y  $Q_{msr}$  (2.30)

Lo que propone el OIEA es corregir las antiguas prácticas representadas por las ecs. 2.25 y 2.26 aplicando factores de corrección calculados con simulación Monte Carlo. En el siguiente capítulo se señalan las limitaciones de este formalismo y se discuten los elementos de una nueva propuesta, motivo del presente trabajo.

# 3

## PROPUESTA PARA LA DOSIMETRÍA DE HACES NO-CONVENCIONALES

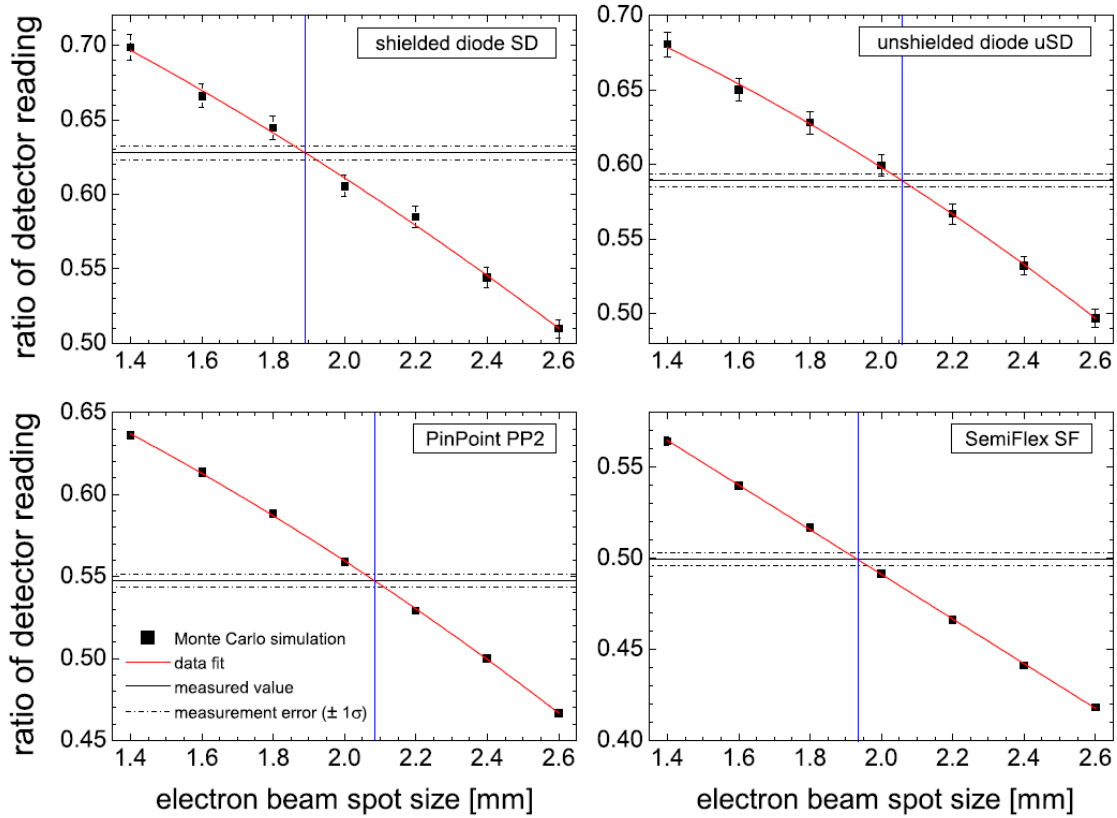
---

*En este capítulo se muestra la propuesta para la dosimetría de haces no-convencionales, la cual pretende superar las limitaciones de la propuesta del OIEA para la dosimetría de campos pequeños de radiación ionizante. Esta propuesta es una metodología con bases experimentales que solamente utiliza la simulación Monte Carlo para validar y verificar su precisión.*

### 3.1 Limitaciones del formalismo del OIEA

A raíz de la publicación del formalismo propuesto por el OIEA [22], a la fecha se han publicado diversos trabajos que reportan valores de factores de corrección detector-específicos  $k_{Q_{msr},Q}$  calculados con simulación Monte Carlo para una gran variedad de combinaciones de dosímetros (diodos, radiocrómicos, cámaras de ionización, etc.) y generadores de radiación ionizante (CyberKnife®, Varian iX®, Novalis®, etc.)[5, 8, 10, 11, 23, 34, 35]. Sin embargo, los resultados reportados muestran las siguientes limitaciones del nuevo formalismo propuesto con respecto a estos factores de corrección:

1. La confiabilidad de los factores de corrección detector-específico dependen fuertemente de la exactitud del modelo del equipo generador de radiación ionizante en la simulación Monte Carlo [23, 35]. Sobre este punto, los cálculos de  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  reportados por Francescon et al. (2011)[10] requirieron la modificación de un componente del modelo del acelerador lineal que se utilizó en los cálculos, con el fin de que existiera consistencia entre los valores calculados por simulación Monte Carlo y las medidas experimentales. Particularmente, se modificó la posición de la ventana de berilio que se encontraba a la salida del blanco para un acelerador Primus (Siemens, Alemania).
2. El valor de  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  depende de la parametrización del haz de electrones primarios. Czarnecki et al. (2013)[5] observaron que para que existiera consistencia entre los cálculos y medidas de los factores total de dispersión ( $S_{cp}$ ) se requirió modificar el ancho del haz de electrones. Más aún, como se puede observar en al Fig.3.1, el valor del ancho del haz de electrones no es único y depende del detector que se esté modelando en la simulación Monte Carlo. Czarnecki et al. (2013)[5] calcularon los valores de  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  tomando un valor promedio de  $2 \text{ mm} \pm 4.6 \%$ . Sin embargo, en su trabajo no se discute el impacto de la incertidumbre en la determinación del ancho del haz de electrones en el cálculo de  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ .
3. De acuerdo con los puntos 1 y 2, se necesita conocer la geometría y composición exacta de los dosímetros para calcular los factores de corrección[5, 20, 23, 35, 36]. Francescon et al. (2014)[24] mostró que para que existiera consistencia entre las medidas experimentales y los cálculos por simulación Monte Carlo de los factores totales de dispersión, se requirió modificar la densidad del recubrimiento Epoxy de un detector de estado sólido. Específicamente, se cambio el valor de  $1.2$  a  $1.78 \text{ g/cm}^3$  [24]. En esté caso tampoco se discute el impacto de este cambio en el valor calculado de  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ .



**Figura 3.1:** Gráfica que muestra el valor del cociente de las lecturas del detector ( $S_{cp}$ ) en función del ancho del haz de electrones para varios detectores. La línea vertical muestra el valor de la anchura del haz de electrones donde los cálculos Monte Carlo son iguales al valor medido de  $S_{cp}$ . La línea horizontal sólida muestra el valor medido del cociente de las lecturas, mientras que las líneas puntuadas muestran su incertidumbre asociada. Figura tomada de la Ref. [5].

Consideramos que los puntos 2 y 3 constituyen las más importantes limitaciones ya que en la realidad, aunque se cuente con la geometría exacta del acelerador no existe garantía que el mismo equipo cuente exactamente con la misma parametrización de la fuente de radiación. Como ya mencionamos en el capítulo anterior, una alternativa experimental que permita minimizar o eliminar el impacto de estas incertidumbres inherentes al método de simulación Monte Carlo sería de gran valor para determinar la dosis absorbida en campos pequeños. A continuación describiremos una propuesta experimental que es la base del presente proyecto, que utiliza los cálculos por simulación Monte Carlo solo para entender el comportamiento de  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  en función del tamaño de campo, y no para su uso directo en la práctica clínica.

## 3.2 Propuesta para la modificación del nuevo formalismo

Hasta ahora se ha mostrado el nuevo formalismo propuesto por el OIEA[22] y sus limitaciones. Claramente, la precisión de la magnitud de los factores de corrección dependen fuertemente de la parametrización de la fuente y del modelo de los dosímetros en la simulación Monte Carlo. Incluso diversos autores señalan que los valores reportados  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  se pueden aplicar en la práctica clínica, sí y solo sí, las condiciones del usuario coinciden con las condiciones de la simulación Monte Carlo reportada en dichos trabajos [23]. Lo anterior ha sido comúnmente aceptado, sin proponer mecanismos para verificar y cuantificar si se cumplen dichas condiciones.

Con el fin de aportar mayor información sobre esta coyuntura, a continuación describiremos nuestra propuesta de modificación al nuevo formalismo. El razonamiento que sustenta a la propuesta, ya fue planteado en el código de práctica para la dosimetría de haces convencionales [31], cuando se dio el salto de dosimetría basada en kerma en aire a dosimetría en agua. Dicho documento reporta que existen variaciones en la fabricación de los dosímetros que pueden impactar la magnitud de los poderes restringidos de frenado, así como de los factores de perturbación (paredes del detector, efecto del electrodo) por lo que se requiere de un factor de calibración  $N_{D_w, Q_0}$  que absorba dichas variaciones. Esto ha permitido alcanzar una precisión mejor que 2% para determinar la dosis absorbida en agua para haces convencionales en ELPC. De forma análoga, proponemos una metodología experimental que absorba las potenciales variaciones en el diseño de la fuente de radiación y del dosímetro que puedan impactar la magnitud de los factores de corrección detector específico, y que de lo contrario no se pueden detectar a partir de una metodología basada en cálculos que presuponen que el diseño de la fuente y del detector son invariantes.

### 3.2.1 Dosimetría en cadena

Como ya se describió en la sección 2.4.2 la dosimetría de campos pequeños se aborda experimentalmente en la práctica clínica midiendo directamente el cociente de las señales del dosímetro entre el campo de interés  $f_{clin}$  y el de referencia  $f_{msr}$ , esto es, midiendo los factores totales de dispersión  $S_{cp}(f_{clin})$  (Ec. 2.26). Por otra parte, sabemos que la Ec. 2.26 es una aproximación a la Ec. 2.27, la cual no corrige por las diferencias en la respuesta del detector cuando se irradia con calidades de haz diferentes ( $Q_{clin}$  y  $Q_{msr}$ ). A principios de la década de 2000's se usó un factor de corrección determinado experimentalmente con el

objetivo de compensar la variación de la respuesta del detector entre el campo de referencia y el campo de interés. Dicho factor introduce el concepto de campo intermedio  $f_{inter}$  cuyas características radiológicas son *más* semejantes a las del campo de interés  $f_{clin}$ , que las presentados por el campo de referencia  $f_{msr}$ . El campo intermedio se determina como el campo más pequeño que puede formar el acelerador lineal donde todavía existe ELPC. De tal forma que, el factor de dispersión total *corregido* que relaciona la dosis en  $f_{clin}$  con la dosis en  $f_{msr}$  es,

$$S_{det,cp}^c(f_{clin}) = \frac{M_{det,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{det,Q_{inter}}^{f_{inter}}} \cdot \frac{M_{CI,Q_{inter}}^{f_{inter}}}{M_{CI,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (3.1)$$

donde  $c$  se utiliza para diferenciar este factor total de dispersión del factor  $S_{cp}$  descrito por la Ec.2.26,  $det$  denota el dosímetro para campos pequeños usado para la medición de la señal ( $M_{det,Q_{clin}}^{f_{clin}}$ ) en el campo de interés  $f_{clin}$  y en el campo intermedio  $f_{inter}$ . Este dosímetro puede ser micro cámara de ionización, diodo de silicio, etc. Particularmente, este método fue diseñado para corregir la respuesta de los detectores semiconductores (silicio)[1]. El símbolo  $CI$  denota cámara de ionización, por lo que se requiere de la señal ( $M_{CI,Q_{inter}}^{f_{inter}}$  y  $M_{CI,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ ) colectada con una cámara de ionización tanto en el campo de referencia ( $f_{msr}$ ) como el intermedio ( $f_{inter}$ ) [1].

Para fines de nuestra propuesta, es conveniente describir la Ec. 3.1 de la siguiente forma,

$$S_{det,cp}^c(f_{clin}) = \frac{M_{det,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot \left[ \frac{M_{CI,Q_{inter}}^{f_{inter}}}{M_{CI,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \bigg/ \frac{M_{det,Q_{inter}}^{f_{inter}}}{M_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (3.2)$$

Como se puede observar, usando la definición de factor total de dispersión (Ec. 2.26), la Ec.(3.2) se puede escribir como,

$$S_{det,cp}^c(f_{clin}) = S_{det,cp}(f_{clin}) \cdot CF \quad (3.3)$$

donde  $CF$  es un factor de corrección definido como,

$$CF = \frac{S_{CI,cp}(f_{inter})}{S_{det,cp}(f_{inter})} = \frac{M_{CI,Q_{inter}}^{f_{inter}}}{M_{CI,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \bigg/ \frac{M_{det,Q_{inter}}^{f_{inter}}}{M_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (3.4)$$

El método de corrección en cadena corrige el factor de dispersión total  $S_{det,cp}(f_{clin})$  aplicando un factor de corrección  $CF$ , que no es más que el cociente de los factores de dispersión total del campo intermedio  $f_{inter}$  entre la cámara de ionización ( $CI$ ) y el detector para campos pequeños ( $det$ ). Bajo la hipótesis de que el factor de dispersión total del campo intermedio

( $f_{inter}$ ) medido con la cámara de ionización no requiere de ninguna corrección, ya que en el campo intermedio existe ELPC. La Ec. 3.4 se puede relacionar con el formalismo propuesto por el OIEA para la dosimetría de campos pequeños utilizando las Ecs. (2.26) y (2.31),

$$CF = \frac{\Omega_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}}{k_{CI, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}} \bigg/ \frac{\Omega_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}}{k_{det, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}} \quad (3.5)$$

donde  $\Omega_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$  es el factor de campo correspondiente al tamaño de campo intermedio ( $f_{inter}$ ) y,  $k_{det, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$  y  $k_{CI, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$  son los factores de corrección detector-específico para el detector de campos pequeños y la cámara de ionización, respectivamente. Dado que los factores de campo no dependen del detector ni de su factor de corrección detector-específico, sino solo del campo de radiación y del medio absorbente que en este caso es agua, la ecuación anterior se puede escribir como,

$$CF = \frac{k_{det, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}}{k_{CI, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}} \quad (3.6)$$

Si para el método de corrección en cadena se utiliza una cámara de ionización de referencia, se espera que su factor de corrección detector-específico sea cercano a la unidad, esto es,  $k_{CI, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \approx 1$ , finalmente,

$$CF \approx k_{det, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \quad (3.7)$$

La Ec. (3.7) establece, dentro del contexto del nuevo formalismo [22], que el factor de corrección  $CF$  utilizado en el método de corrección en cadena es el factor de corrección detector-específico  $k_{det, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$  bajo la aproximación  $k_{CI, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \approx 1$ . Más aún, mediante la Ec. (3.6) es posible determinar el factor de corrección detector-específico  $k_{det, Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  para cualquier tamaño de campo ( $f_{clin}$ ), siempre y cuando se cuente con un detector de referencia ( $REF$ ) cuyos factores de corrección detector-específico ( $k_{REF, Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ) sean cercanos a la unidad o conocidos,

$$k_{det, Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = CF(f_{clin}) \cdot k_{REF, Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \quad (3.8)$$

donde

$$CF(f_{clin}) = \frac{M_{REF, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{REF, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \bigg/ \frac{M_{det, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{det, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (3.9)$$

El factor de corrección  $CF$  forma la base de nuestra propuesta para la dosimetría de campos pequeños de radiación ionizante. Es un factor determinado experimentalmente, y no por simulación Monte Carlo. A continuación describimos la metodología que proponemos como una alternativa experimental al uso de  $k_{det,Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ .

### 3.2.2 Modificación al nuevo formalismo

Dadas las limitaciones que describimos en la sección 3.1 y en el contexto del código de práctica TRS-398, se necesita una metodología experimental que absorba las posibles variaciones en la fabricación de los equipos generadores de radiación ionizante y dosímetros que pueden impactar en la precisión de los factores de corrección detector-específico.

Proponemos modificar el nuevo formalismo de la OIEA de la siguiente forma:

1. Para un equipo generador de radiación ionizante cuyo campo de referencia es  $msr$  se introduce el concepto de un campo intermedio  $inter$ , como el más pequeño que se puede formar donde existe ELPC. El tamaño del campo intermedio se puede determinar directamente por simulación Monte Carlo o utilizando la siguiente fórmula [2],

$$r_{ELPC}(g/cm^2) = 5.973 \cdot TPR_{10}^{20} - 2.688 \quad (3.10)$$

2. Se debe elegir un detector de referencia. Se recomienda una cámara de ionización con un factor de calidad del haz cercano a la unidad para un rango amplio de tamaños de campo. Se pueden consultar tanto los detectores, como sus valores de corrección por calidad del haz en las Refs. [20] y [37].
3. Se determina el factor de corrección  $CF$  en el campo intermedio  $f_{inter}$ . Se miden las señales  $M$  utilizando la cámara de referencia  $CI$  y el detector para campos pequeños  $det$ . El factor de corrección  $CF$  de acuerdo con el método de corrección en cadena es,

$$CF = \frac{S_{CI,cp}(f_{inter})}{S_{det,cp}(f_{inter})} = \frac{M_{CI,Q_{inter}}^{f_{inter}}}{M_{CI,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \bigg/ \frac{M_{det,Q_{inter}}^{f_{inter}}}{M_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}}$$

4. El método de corrección en cadena establece que el factor de corrección  $CF$  se puede aplicar a tamaños de campo  $f_{clin} \leq f_{inter}$ . Usando las Ecs. (2.30) y (3.6), los factores de campo para el cualquier tamaño  $f_{clin}$  se pueden determinar directamente de medidas experimentales a partir de la siguiente fórmula,

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = CF \cdot k_{CI, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \cdot \frac{M_{det, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{det, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (3.11)$$

5. A partir de la Ec. (3.11), entonces la dosis absorbida en agua a una profundidad  $d$  para un tamaño de campo  $f_{clin}$  es,

$$D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}} = \Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \cdot D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}} \quad (3.12)$$

donde  $D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}$  es la dosis absorbida en agua a una profundidad  $d$  para un tamaño de campo  $f_{msr}$ . La dosis para  $f_{msr}$  se determina con un código de práctica para campos convencionales [19, 31].

La metodología propuesta en el presente trabajo se basa en cantidades experimentales ( $CF$ ,  $M_{det, Q_{clin}}^{f_{clin}}$  y  $M_{det, Q_{msr}}^{f_{msr}}$ ), con excepción del factor de corrección detector-específico de la cámara de ionización  $k_{CI, Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$  el cual para cámaras de ionización de referencia es cercano a la unidad [37]. Los alcances de esta metodología están determinados por la validez de la Ec. (3.11)

# 4

## DETERMINACIÓN EXPERIMENTAL DE FACTORES DE CAMPO

---

*En este capítulo se muestra la aplicación de la nueva propuesta para la medición directa de factores de campo. Se muestran los resultados del cálculo de los factores de corrección  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}$  y su comparación con los datos publicados en la literatura. Se comparan los factores de campo medidos contra los valores calculados mediante simulación Monte Carlo.*

## 4.1 Detectores y medidas experimentales

En el presente trabajo se utilizaron tres microcámaras de ionización y cuatro detectores de estado sólido: uno basado en carbón y los demás en silicio. En la Tabla 4.1 se presentan las principales características de cada detector. Como se puede observar, los detectores de estado sólido presentan el menor tamaño de la región sensible. También son detectores más sensibles que los basados en aire [29]. El tamaño y la sensibilidad son las principales razones por las que se recomienda ampliamente el uso de los detectores de estado sólido para la dosimetría de campos pequeños.

**Tabla 4.1:** Principales características de los detectores utilizados en el presente trabajo para el cálculo de factores de corrección detector-específicos y de corrección en cadena. Los detectores de estado sólido no cuentan con electrodo.

| Detector               | Tipo                 | Fabricante    | Material sensible / Electrodo | Dimensiones <sup>a</sup>  | Material de encapsulamiento <sup>b</sup> |
|------------------------|----------------------|---------------|-------------------------------|---------------------------|--|
| PTW-31006              | Cámara de ionización | PTW-Freiburg  | Aire/Acero                    | 2 mm, 5.5 mm              | PMMA <sup>c</sup> + Gráfito              |
| PTW-31014              | Cámara de ionización | PTW-Freiburg  | Aire/Al                       | 2 mm, 5.5 mm              | PMMA + Gráfito                           |
| IBA-CC01               | Cámara de ionización | IBA-Dosimetry | Aire/Al                       | 2 mm, 3.7 mm              | Shonka <sup>d</sup>                      |
| PTW-60018              | Estado sólido        | PTW-Freiburg  | Silicio                       | 1.1 mm, 250 $\mu\text{m}$ | RW3 <sup>e</sup> + Epoxy <sup>f</sup>    |
| PTW-60019              | Estado sólido        | PTW-Freiburg  | Carbón                        | 2.2 mm, 1 $\mu\text{m}$   | RW3 + Epoxy                              |
| IBA-SFD                | Estado sólido        | IBA-Dosimetry | Silicio                       | 0.6 mm, 60 $\mu\text{m}$  | 3G <sup>g</sup> + Epoxy                  |
| IBA-PFD                | Estado sólido        | IBA-Dosimetry | Silicio                       | 2 mm, 60 $\mu\text{m}$    | 3G + Tungsteno <sup>h</sup> + Epoxy      |
| PTW-31010 <sup>i</sup> | Cámara de ionización | PTW-Freiburg  | Aire/Al                       | 5.5 mm, 6.5 mm            | PMMA + Gráfito                           |

<sup>a</sup>Diámetro y largo del volumen sensible

<sup>b</sup>En el caso de las cámaras de ionización es el material de las paredes

<sup>c</sup>Polimetilmetaacrilato

<sup>d</sup>Material plástico patentado con propiedades radiológicas equivalentes al aire

<sup>e</sup>Material plástico patentado con propiedades radiológicas equivalentes al agua líquida

<sup>f</sup>Resina plástica que se utiliza como aislante eléctrico

<sup>g</sup>Material plástico patentado

<sup>h</sup>Mezcla de material 3G y polvo de tungsteno con el fin de blindar el silicio contra fotones de baja energía

<sup>i</sup>Se utilizó en el presente trabajo como cámara de referencia para el campo intermedio. Este detector no se usa en dosimetría de campos pequeños debido a que sus dimensiones son muy grandes.

A continuación, describimos brevemente los mecanismos de detección de cada tipo de dosímetro de radiación ionizante, así como estas características determinan los factores de corrección detector-específicos.

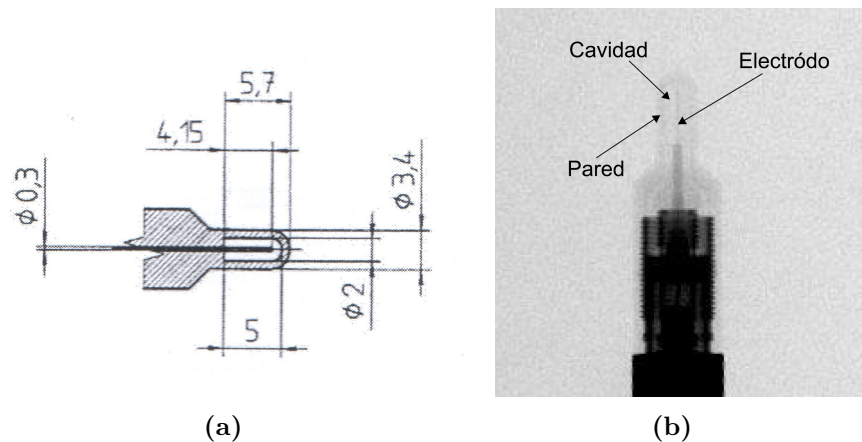
### 4.1.1 Descripción de los detectores

Básicamente, los dosímetros que se utilizan en la dosimetría de campos de radiación en radioterapia emplean las cargas eléctricas generadas por la radiación ionizante para determinar la dosis absorbida en el medio sensible del detector. Entonces, aplicando la teoría de cavidades (Spencer-Attix o Burlin) se puede determinar la dosis absorbida en el medio de interés en ausencia del dosímetro. En la dosimetría de haces externos de radioterapia, comúnmente se utilizan detectores basados en aire llamados cámaras de ionización, así como detectores de estado sólido basados en silicio. A continuación, se describen brevemente sus propiedades y sus mecanismos de detección.

Las cámaras de ionización son cavidades llenas de gas (comúnmente aire). La cavidad está encerrada por paredes conductoras y contienen un electrodo central que se utiliza para coleccionar la carga eléctrica que produce el campo de radiación ionizante en el volumen de aire. Para tal fin, las cámaras se polarizan con voltajes entre 100 y 400 V, y se utilizan electrómetros para establecer la magnitud de la señal en unidades de carga eléctrica. En la Figura 4.1 se muestra un diagrama esquemático del diseño de una cámara de ionización tipo dedal; como se observa, el electrodo se encuentra en la parte central de la cavidad de aire. El voltaje de polarización produce un intenso campo eléctrico entre el electrodo central y las paredes de la cámara, el cual se utiliza para generar una corriente eléctrica con las cargas eléctricas producidas por la radiación ionizante. Típicamente, los volúmenes de aire que contienen las cámaras de ionización que se usan en radioterapia están dentro del intervalo de 0.1 a 0.6 cc. Salvo algunas excepciones, las paredes de las cámaras de ionización están compuestas por una capa interior de grafito y una capa exterior de acrílico (PMMA, polimetilmetacrilato). La pared de acrílico protege la cámara al sumergirla en agua.

Las cámaras de ionización que se utilizan en la dosimetría de campos pequeños son iguales en diseño y materiales que las utilizadas en radioterapia con campos convencionales. La diferencia es el diámetro de la sección transversal que presentan al campo de radiación, y por lo tanto el volumen de aire contenido en la cavidad. Dependiendo del fabricante, las cámaras de ionización para campos pequeños tienen diámetros entre 2 y 3 mm, mientras que las cámaras de ionización para campos convencionales tienen diámetros  $\geq 5$  mm. Esta reducción del diámetro se refleja en la cantidad de aire que contienen ( $\leq 0.015$  cc) y por lo tanto en la sensibilidad del detector. La magnitud de la señal en campos convencionales está entre 2 y 6 nC/Gy, mientras que en campos pequeños es de apenas cientos de pC/Gy.

A continuación se enlistan sus propiedades más importantes:

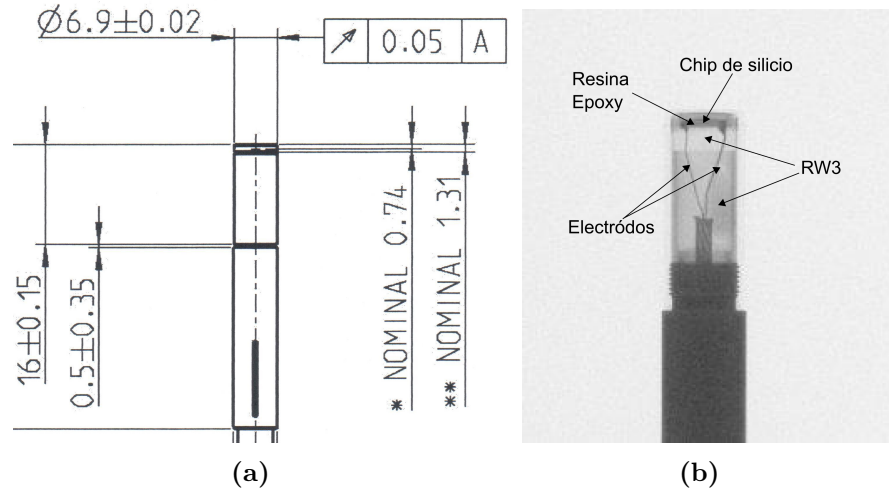


**Figura 4.1:** (a) Diagrama esquemático que muestra las dimensiones y diseño de una cámara de ionización PTW-31014, las unidades están en milímetros. (b) Radiografía digital a 50 kVp de la misma cámara donde se muestra su estructura interna.

- Son altamente reproducibles ( $\leq 0.2\%$ )
- Su respuesta es lineal en función de la dosis
- Su respuesta es independiente de la tasa de dosis ( $\dot{D}$ )
- Requieren de factores de corrección ambientales (presión y temperatura)
- Son resistentes al daño por radiación
- Baja dependencia de su respuesta con el ángulo de irradiación

En los últimos 15 años, los detectores de estado sólido basados en materiales semiconductores han ganado popularidad para la dosimetría de campos pequeños, debido a que, en general, el tamaño de la región sensible de estos detectores es mucho menor (ver Tabla 4.1) y poseen una mayor sensibilidad que las cámaras de ionización. Generalmente, se utilizan diodos semiconductores basados en silicio con uniones tipo  $p-n$ . Los tipos de diodos que más se utilizan en radioterapia, por su estabilidad y resistencia al daño por radiación, son los detectores tipo  $p-Si$ . El mecanismo de detección se basa en que la radiación ionizante produce pares tipo electrón-hueco en el silicio, que se difunden hacia la región de unión del diodo. Lo anterior produce una corriente detectable debido al potencial intrínseco de la región de unión.

En la Figura 4.2 se muestra un diagrama esquemático con el diseño de un detector diodo semiconductor, así como una radiografía digital del mismo detector. Como se puede apreciar, en comparación con las cámaras de ionización, el volumen sensible de un detector de silicio es mucho menor que el volumen sensible de una cámara de ionización.



**Figura 4.2:** (a) Diagrama esquemático que muestra las dimensiones y diseño dedido para dosimetría en radioterapia PTW-60018, las unidades están en milímetros. (b) Radiografía digital a 50 kVp del mismo detector donde se muestra su estructura interna.

#### 4.1.2 Factores de corrección detector-específico

Como ya se explicó en las sección 2.2, en forma general, el funcionamiento de los dosímetros se puede describir por la teoría de cavidades de Bragg-Gray/Spencer-Attix o por la teoría de cavidades de Burlin. Particularmente, las cámaras de ionización se describen por la teoría de cavidades de Spencer-Attix, la cual establece que la dosis en el medio (agua) se relaciona con la dosis en la cavidad (aire) de la siguiente forma:

$$D_{agua} = \left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{aire}^{agua} D_{aire} \quad (4.1)$$

dado que las paredes del detector -así como otras de sus componentes- generan perturbaciones en la fluencia de electrones secundarios que inciden sobre la cavidad, se debe introducir un factor  $p$  que corrige por las desviaciones en la condiciones de Bragg-Gray/Spencer-Attix, por lo que,

$$D_{agua} = p_Q \left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{aire}^{agua} D_{aire} \quad (4.2)$$

donde el subíndice  $Q$  indica que el factor de corrección  $p$  puede depender de la calidad del haz de radiación incidente. El factor de perturbación total  $p_Q$  tiene la forma general,

$$p_Q = \prod_{i=1}^n p_i \quad (4.3)$$

donde  $p_i$  son los factores de perturbación que, en el caso de las cámaras de ionización, son por: 1) las paredes, 2) el electrodo central, 3) el efecto parcial de volumen y 4) el efecto de densidad. Más adelante veremos que el factor de perturbación predominante es el efector parcial de volumen.

En el contexto del formalismo propuesto por Alfonso et al. (2008)[22], de las Eqs. (2.32) y (4.2) tenemos que el factor de corrección detector específico ( $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ) tiene la siguiente forma,

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{p_{Q_{clin}}(\bar{L}/\rho)}{p_{Q_{msr}}(\bar{L}/\rho)} \quad (4.4)$$

para detectores descritos por la teoría de cavidades Bragg-Gray/Spencer-Attix.

El caso de los detectores de estado sólido es distinto. De acuerdo con la teoría de Burlin, la dosis en agua se determina a partir de la dosis en el medio de la forma siguiente,

$$D_{agua} = \left( d \left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{aire}^{agua} + (1-d) \left( \frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{aire}^{agua} \right) D_{aire} \quad (4.5)$$

de las Eqs. (4.2) y (4.4), tenemos que  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  tienen la siguiente forma,

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{p_{Q_{clin}} \left( d \left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{aire}^{agua} + (1-d) \left( \frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{aire}^{agua} \right)_{Q_{clin}}}{p_{Q_{msr}} \left( d \left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{aire}^{agua} + (1-d) \left( \frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{aire}^{agua} \right)_{Q_{msr}}} \quad (4.6)$$

## 4.2 Simulación Monte Carlo

Los métodos de simulación Monte Carlo describen el comportamiento de sistemas macroscópicos mediante la simulación de las interacciones microscópicas de sus componentes. En la naturaleza existen fenómenos e/o interacciones que no pueden ser descritos mediante ecuaciones deterministas sino más bien a través de distribuciones de probabilidad. Si se conoce la función de distribución de probabilidad, es posible realizar una simulación numérica de

sistemas que estén descritos por este tipo de interacciones al simular los diferentes procesos individuales (que ocurren de manera estocástica), y que contribuyen estadísticamente con una medida macroscópica. Tal es el caso del transporte de radiación ionizante en materia, donde las interacciones más relevantes son los procesos de transferencia de energía asociados con una probabilidad de ocurrencia determinados por la sección eficaz. En particular, para aplicaciones de radioterapia, es de sumo interés simular el transporte de fotones y electrones en materia mediante estos métodos de simulación.

Las interacciones más relevantes en radioterapia y que se discutieron con detalle en el Capítulo 2 son:

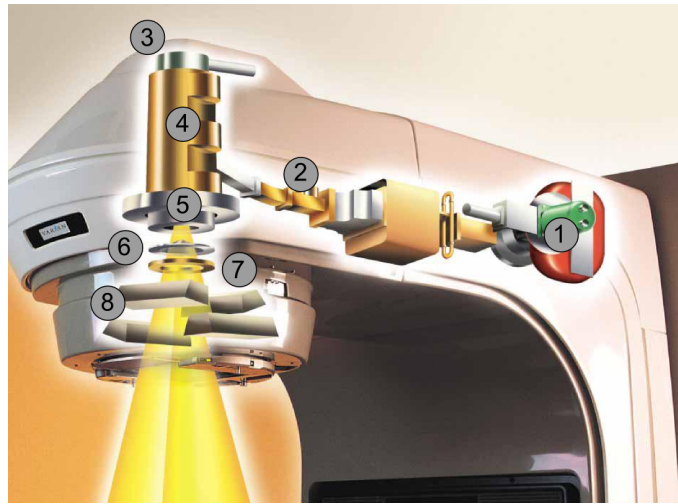
- Absorción fotoeléctrica
- Dispersión Compton
- Producción de pares

Para fotones, mientras que para electrones, las interacciones de interés son:

- Duras
- Perdidas radiativas

Actualmente, existen códigos y bibliotecas -la mayoría de libre acceso- que incorporan la física que describe los procesos de interacción del tipo de radiación de interés con la materia, así como los métodos numéricos para llevar a cabo la simulación. En el presente trabajo se utilizó el código de simulación Monte Carlo `EGSnrc`[38] y `BEAMnrc`[39] desarrollados por el Consejo de Investigación de Canadá. El código `EGSnrc` es un conjunto de programas de simulación Monte Carlo para el transporte, en general, de fotones, electrones y positrones. El código `BEAMnrc` es un conjunto de programas para la simulación específica de problemas de transporte fotones, electrones y positrones en Radioterapia. `BEAMnrc` permite la simulación, mediante rutinas pre-programadas, de aceleradores lineales de uso médico.

Por lo general, las simulaciones Monte Carlo son prolongadas dado el número de partículas que se requieren para que el cálculo de las cantidades físicas de interés tengan una incertidumbre estadística pequeña (típicamente  $< 0.5\%$ ). Por lo anterior, se han desarrollado métodos para reducir los tiempos de simulación sin comprometer demasiado la precisión de los cálculos. A estas técnicas se les conoce como métodos de reducción de varianza. Por ejemplo, el código `BEAMnrc` incorpora varios métodos de reducción de varianza para maximizar la eficiencia de la producción de radiación de frenado o forzar la interacción de fotones en regiones particulares del acelerador lineal (blanco, colimadores secundarios, filtro de aplando, etc.) o del medio de interés.



**Figura 4.3:** Dibujo esquemático que muestra las componentes de un acelerador lineal de uso médico: 1) magnetrón, 2) guía de onda, 3) cañón de electrones, 4) guía de aceleración, 5) blanco, 6) filtro de aplanado, 7) cámara de ionización y 8) quijadas.

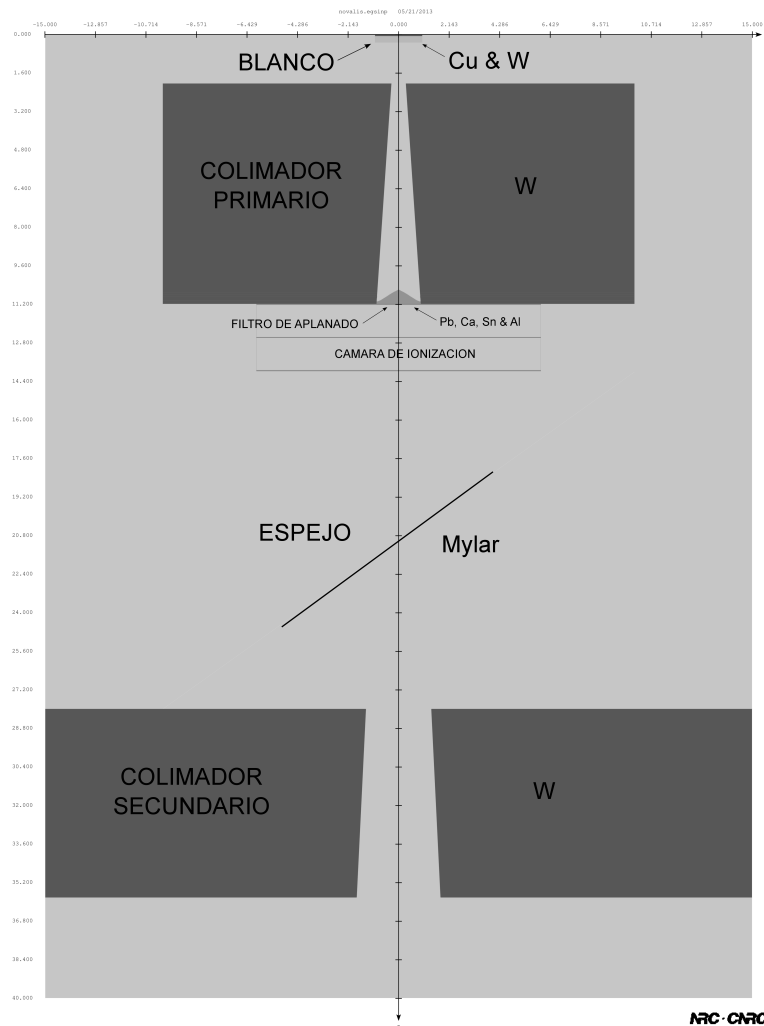
A continuación se describe la metodología para la simulación de un acelerador lineal de uso médico, de la marca Novalis<sup>®</sup> (BrainLAB, Alemania), destinado a aplicar tratamientos de radiocirugía.

#### 4.2.1 Simulación Monte Carlo del acelerador lineal de uso médico

El acelerador lineal Novalis<sup>®</sup> es un equipo de uso médico, que solo trabaja en la modalidad de fotones con una energía nominal de 6 MV. Los campos no-convencionales que puede utilizar se producen por colimación circular o por colimación multilámina. Estos campos se utilizan para aplicar tratamientos de radiocirugía, por campos pequeños colimados o por campos de intensidad modulada [17]. El acelerador lineal usado en este estudio es propiedad del Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía <sup>1</sup>.

La simulación del acelerador se llevó a cabo tomando en cuenta solo las componentes que están directamente involucradas en la producción del haz de fotones: blanco, colimador primario, filtro de aplanado, cámara de ionización y colimadores secundarios (quijadas). En la Fig. 4.3 se muestran de forma esquemática las componentes de un acelerador lineal de uso médico. Por lo general, el cañón de electrones, el generador de pulso y la guía de onda no forman parte de la simulación pues el problema del transporte de radiación ionizante se considera estacionario. La geometría específica, dimensiones y materiales de

<sup>1</sup><http://www.innn.salud.gob.mx>



**Figura 4.4:** Diagrama que muestra las componentes que se tomaron en cuenta para la simulación Monte Carlo del acelerador lineal Novalis<sup>®</sup>. Las siglas indican el material principal de cada componente: tungsteno (W), cobre (Cu), plomo (Pb), calcio (Ca), aluminio (Al), estaño (Sn) y Mylar. Se muestran las dimensiones y distancias relativas al origen de coordenadas que se encuentra en la parte superior de la figura.

cada componente del acelerador lineal Novalis<sup>®</sup> se obtuvo mediante una comunicación privada con el fabricante. El código `BEAMnrc` se utilizó para generar un modelo del acelerador lineal para su posterior aplicación en la determinación de factores de campo ( $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ) y corrección ( $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ). En la Fig. 4.4 se muestra un diagrama esquemático que muestra las dimensiones y posiciones relativas de las componentes del acelerador que se tomaron en cuenta en la simulación Monte Carlo del acelerador lineal Novalis<sup>®</sup>.

Con el fin de mejorar los tiempos de cálculo, sin utilizar ningún método de reducción

**Tabla 4.2:** Parámetros de la simulación para generar  $EF_A$ 

|                                  |                 |
|----------------------------------|-----------------|
| Partícula                        | $e^-$           |
| Energía                          | 6.1 MeV         |
| Distribución de intensidad       | Normal          |
| Tamaño (FWHM=semianchura)        | 1.8 mm          |
| Energía de Corte $e^-$ (ECUT)    | 0.7 MeV         |
| Energía de Corte $\gamma$ (PCUT) | 0.1 MeV         |
| Número de historias              | $1 \times 10^9$ |

de varianza, siguiendo las recomendaciones de Pospescu et al. (2005) [40] la simulación Monte Carlo se llevó a cabo en dos etapas. En la primera etapa se modeló el acelerador excluyendo las quijadas y se registraron las partículas primarias y secundarias (fotones, electrones y positrones) que alcanzan un detector virtual situado por debajo del espejo del acelerador (ver Fig. 4.4). Como resultado de la primera etapa se obtiene un espacio fase, que llamaremos  $EF_A$ , y que posteriormente puede utilizarse para generar campos de radiación de tamaño arbitrario. En la segunda etapa se utiliza como fuente de radiación el espacio pre-calculado  $EF_A$ , y se incluyen las quijadas para formar los campos de radiación de interés. Este método agiliza la simulación de diferentes tamaños de campo sin la necesidad de repetir la simulación en las partes fijas del acelerador. En la Tabla 4.2 se muestran los parámetros que se utilizaron en la simulación Monte Carlo.

En el presente trabajo, solo se generaron campos cuadrados formados por las quijadas. Esto hará posible la comparación de factores específicos de corrección calculados en el presente trabajo contra valores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  reportados en la literatura [5, 10, 11, 24, 35]. Los parámetros de la simulación son los mostrados en la Tabla 4.2 pero en este caso se usó como fuente el espacio fase  $EF_A$  en lugar de un haz de electrones. En la segunda etapa se generó un espacio fase ( $EF_B$ ) para los campos cuadrados que se muestran en la Tabla 4.3. El tamaño nominal representa el tamaño configurado por el sistema que controla las quijadas, mientras que el tamaño medido representa el tamaño de la proyección del campo medido con un vernier ( $\pm 0.025$  mm). La simulación Monte Carlo se configuró con el tamaño medido. Sin embargo, los resultados se reportarán usando el tamaño nominal a lo largo de este trabajo con el objetivo de ser consistentes con lo reportado en la literatura [35].

La fluencia de partículas por  $\text{cm}^2$  es una cantidad representativa de la calidad *estadística* del espacio fase. Con el objetivo de reducir los posibles efectos de calcular cantidades de interés con un número muy bajo de partículas simuladas se recomienda que el espacio fase tenga una densidad mayor o igual que  $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ .

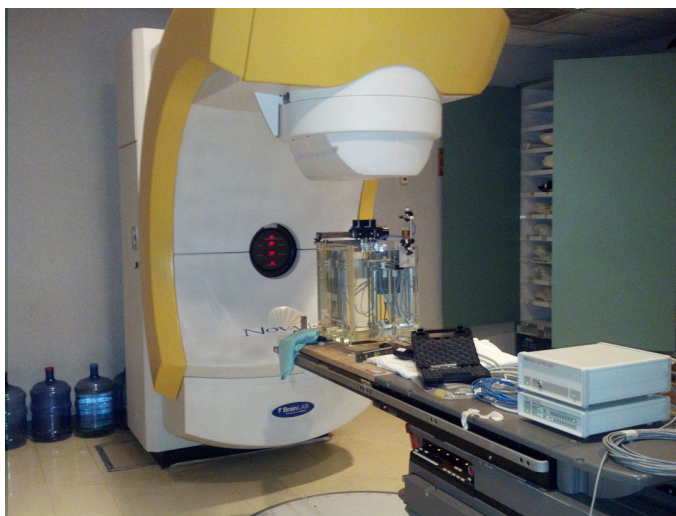
**Tabla 4.3:** Tamaños de campo y características principales de los espacios fase generados en la segunda etapa ( $EF_B$ ). La densidad que se muestra corresponde a la fluencia de partículas totales por centímetro cuadrado.

| Tamaño nominal de campo (cm×cm) | Tamaño medido (cm×cm) | Número de $\gamma$ ( $10^6$ ) | Número de $e^-$ ( $10^3$ ) | Densidad ( $10^6$ cm $^{-2}$ ) |
|---------------------------------|-----------------------|-------------------------------|----------------------------|--------------------------------|
| 0.5 × 0.5                       | 0.60 × 0.54           | 2.2                           | 2.8                        | 6.8                            |
| 1.0 × 1.0                       | 1.05 × 1.02           | 7.3                           | 7.4                        | 6.9                            |
| 1.5 × 1.5                       | 1.56 × 1.53           | 15.5                          | 14.0                       | 6.5                            |
| 2.0 × 2.0                       | 2.06 × 2.05           | 43.1                          | 36.8                       | 10.2                           |
| 3.0 × 3.0                       | 3.00 × 3.00           | 94.5                          | 76.5                       | 10.5                           |
| 4.0 × 4.0                       | 4.00 × 4.00           | 113.5                         | 87.8                       | 7.1                            |
| 5.0 × 5.0                       | 5.00 × 5.00           | 179.7                         | 113.0                      | 7.2                            |
| 10.0 × 10.0                     | 10.00 × 10.00         | 763.1                         | 449.9                      | 7.6                            |

#### 4.2.2 Validación de la simulación para campos de referencia

La validación consiste en comparar los cálculos Monte Carlo de cantidades de interés contra medidas experimentales. Por lo general se comparan cálculos Monte Carlo de dosis absorbida en agua contra medidas experimentales en las mismas condiciones: tamaño de campo y geometría de irradiación. Se compara la dosis absorbida en agua debido a que la medición de otras cantidades no es posible o la instrumentación que se requiere no se encuentra disponible en instalaciones de Radioterapia [41, 42]. Las medidas experimentales se llevan a cabo con cámara de ionización y se supone que el factor de conversión de dosis en aire a dosis en agua es independiente del tamaño de campo radiación y de la posición del detector en el maniquí. La hipótesis anterior solo es válida bajo equilibrio de partícula cargada, esto es, para campos de radiación convencionales entre 4 cm × 4 cm y 20 cm × 20 cm [42, 43].

Para la validación de la simulación Monte Carlo del acelerador Novalis<sup>®</sup> se realizaron medidas relativas de dosis adsorbida en agua en un maniquí de barrido marca PTW-Freiburg modelo MP3-XS, y un detector marca PTW-Freiburg modelo PTW-31010 tipo cámara de ionización. Las geometría de irradiación fue con una distancia fuente superficie de 90 cm para los siguientes tamaños de campo: 10 cm × 10 cm, 5 cm × 5 cm y 3 cm × 3 cm. En estos campos existe equilibrio de partícula cargada, por lo que se consideran campos convencionales. Se midieron perfiles de dosis fuera de eje a 10 cm de profundidad y curvas de dosis en profundidad a lo largo del eje central para cada tamaño de campo. En



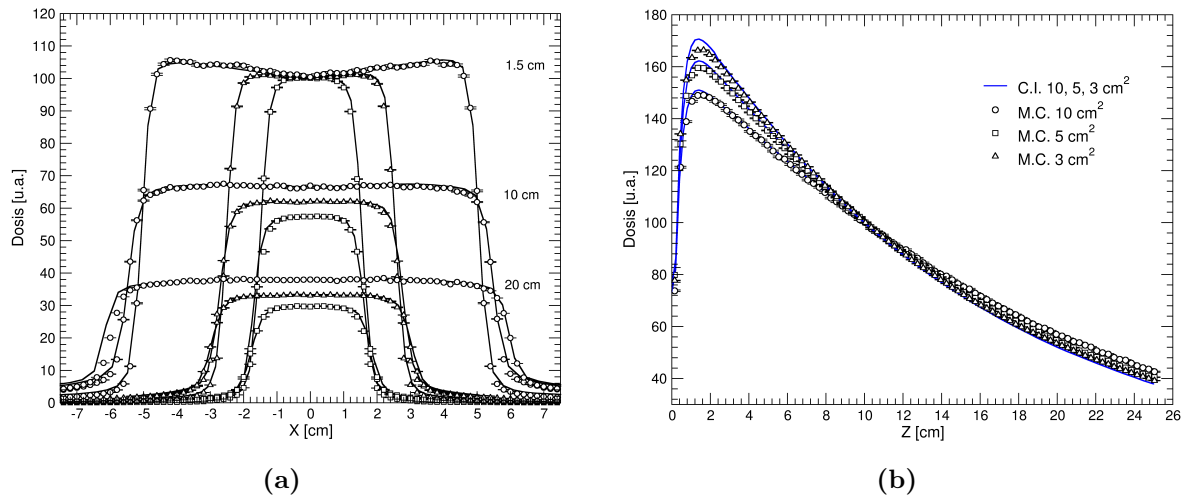
**Figura 4.5:** Fotografía que muestra el arreglo experimental para medir cantidades dosimétricas de interés. 1) Maniquí de barrido, 2) electrómetros de alta ganancia para coleccionar la carga de los detectores.

**Tabla 4.4:** Parámetros de la simulación Monte Carlo del cálculo de dosis absorbida en agua para la validación del modelo del acelerador lineal Novalis®

|                     |                             |
|---------------------|-----------------------------|
| Fuente de radiación | $EF_B$ ( $\gamma$ y $e^-$ ) |
| Posición de $EF_B$  | $Z = 55.296$ cm             |
| HOWFARLESS          | Sí                          |
| Núm. de Historias   | $1 \times 10^9$             |
| $\sigma_D$          | $\leq 0.5\%$                |

la Fig. 4.5 se muestra una fotografía del arreglo experimental. Los perfiles de dosis fuera de eje se normalizaron con respecto a la lectura del detector en el eje central a 10 cm de profundidad y tamaño de campo de 10 cm  $\times$  10 cm. Las curvas de dosis en profundidad se normalizaron con respecto a la lectura del detector a 10 cm de profundidad para cada campo de radiación que se evaluó. Los cálculos de dosis se llevaron a cabo con el programa DOSXYZnrc, que es parte de la distribución BEAMnrc. El código DOSXYZnrc calcula dosis en agua o en cualquier material con secciones eficaces conocidas mediante métodos Monte Carlo en coordenadas cartesianas. Los cálculos de dosis se efectuaron en un cubo de 30 cm  $\times$  30 cm  $\times$  30 cm dividido en una maya regular de 2 mm  $\times$  2 mm  $\times$  2 mm. Se utilizó como fuente de radiación los  $EF_B$  correspondientes a los campos de 3 cm  $\times$  3 cm, 5 cm  $\times$  5 cm y 10 cm  $\times$  10 cm. En la Tabla 4.4 se muestran los parámetros utilizados en la simulación. Para estos campos y profundidades se presume que existe equilibrio de partícula cargada.

En la Fig. 4.6 se muestra la comparación de medidas experimentales contra cálculos Monte



**Figura 4.6:** (a) Perfiles fuera de eje a diferentes profundidades (1.5, 10 y 20 cm) para los tamaños de campo de  $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ ,  $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$  y  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ . La normalización fue arbitraria con fines de visualización. (b) Curvas de dosis en profundidad normalizadas a  $Z = 10\text{ cm}$  sobre el eje central del haz. En ambos casos la línea sólida representa las medidas experimentales y los símbolos los cálculos Monte Carlo.

Carlo para perfiles fuera de eje y curvas de dosis en profundidad en agua. La Fig. 4.6a muestra la comparación de los perfiles fuera de eje para los campos evaluados a 1.5, 10 y 20 cm de profundidad. Se puede observar un buen acuerdo entre los cálculos y las medidas, las diferencias más notorias se encuentran en la penumbra. Estas diferencias en los perfiles se pueden atribuir a la discrepancia entre el tamaño de campo físico<sup>11</sup> y el tamaño de campo usado en la simulación. El error cuadrático medio para cada perfil no supera el 2%. La Fig. 4.6b muestra la comparación de las curvas de dosis en profundidad sobre el eje central del haz para cada tamaño de campo. Se observa un buen acuerdo entre los cálculos Monte Carlo y las medidas, el error cuadrático medio es  $< 2\%$  para profundidades  $\geq 1.5\text{ cm}$  y cualquier tamaño de campo. Sin embargo, se pueden notar diferencias importantes para profundidades  $< 1.5\text{ cm}$ , y aumentan conforme disminuye el tamaño de campo. Estas diferencias ya se han estudiado ampliamente en la literatura para este tipo de curvas. Las diferencias se deben a la falta de equilibrio de partícula cargada en la región de incremento y al efecto parcial de volumen que presente el detector en los campos más pequeños, por lo que la respuesta del detector no es confiable y requiere de factores de corrección. Por lo general, se incluye el modelo del detector en los cálculos Monte Carlo y se modifican los parámetros de la simulación para que las diferencias entre los cálculos y las medidas sean mínimas. En el caso de los campos pequeños, donde no existe equilibrio electrónico lateral, se lleva un proceso similar para ajustar la simulación con el objetivo de que represente con

<sup>11</sup>La incertidumbre en la posición de las quijadas es de  $\pm 0.5\text{ mm}$

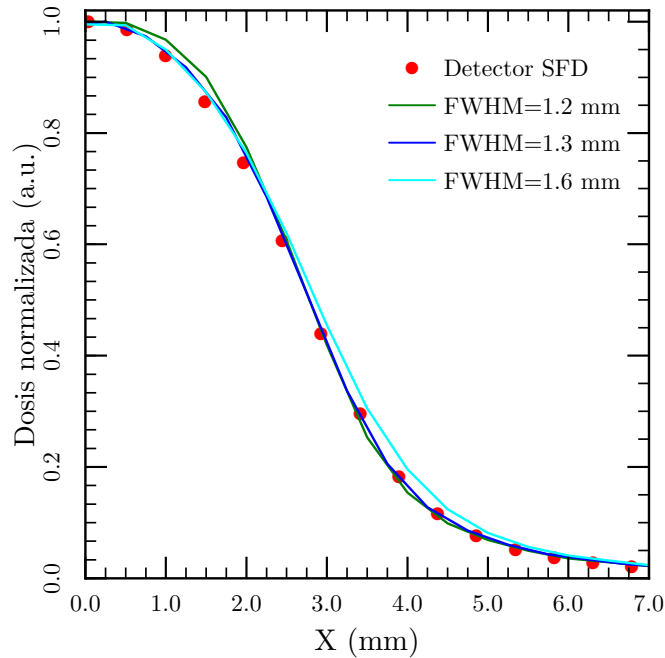
precisión el transporte de partículas en el acelerador lineal y el detector de interés.

### 4.2.3 Validación de la simulación para campos pequeños

Se siguieron las recomendaciones de Francescon et al. (2008)[44] para la validación del modelo Monte Carlo del acelerador lineal Novalis<sup>®</sup> en campos pequeños. El procedimiento de validación consiste en calcular perfiles de dosis fuera de eje para los campos pequeños en función del tamaño de la mancha focal del acelerador lineal. El tamaño de la mancha focal se puede modificar cambiando el ancho del perfil gaussiano (FWHM, *full width at half maximum*) de intensidad del haz de electrones que incide sobre el blanco. Se comparan los perfiles calculados con medidas experimentales en las mismas condiciones de irradiación que los cálculos Monte Carlo, se selecciona el tamaño de la mancha focal cuyos perfiles presenten las menores diferencias comparados con las medidas experimentales. Se calcularon  $EF_B$  para los tamaños de campo de  $0.5\text{ cm} \times 0.5\text{ cm}$  y  $1.0\text{ cm} \times 1.0\text{ cm}$  para un haz de electrones con FWHM de 1.8, 1.5, 1.3 y 1.1 mm. Se ha demostrado que este procedimiento permite que exista una consistencia entre los factores totales de dispersión calculados y medidos [5, 10, 35, 44]. Sin embargo, también se ha demostrado que se requiere ajustar la densidad de los materiales que componen al detector en la simulación Monte Carlo para lograr que los perfiles y factores de salida calculados sean consistentes con las medidas experimentales [24, 35]. El cambio en la densidad de las componentes del detector puede introducir errores sistemáticos, cuya magnitud se desconoce, en el cálculo de los factores de corrección  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  [11].

En el presente trabajo, la validación de la simulación Monte Carlo del acelerador lineal en campos pequeños se hizo bajo la hipótesis de que la consistencia entre los perfiles calculados y medidos es suficiente para garantizar la exactitud del modelo del acelerador lineal. Se midieron perfiles de dosis fuera de eje para dos de los campos mas pequeños:  $0.5\text{ cm} \times 0.5\text{ cm}$  y  $1.0\text{ cm} \times 1.0\text{ cm}$ . Las medidas se llevaron a cabo en el maniquí de agua y se utilizó el detector de silicio IBA-SFD. El detector se colocó a 5 cm de profundidad por debajo del nivel de agua a una distancia fuente-detector de 100 cm. Los perfiles se midieron en la dirección  $x$  y  $y$ . Los cálculos Monte Carlo de perfiles de dosis fuera de eje se llevaron a cabo con el código DOSXYZnrc, se simuló un maniquí de agua de  $30\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$  con un tamaño de voxel de  $0.5\text{ mm} \times 0.5\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$ .

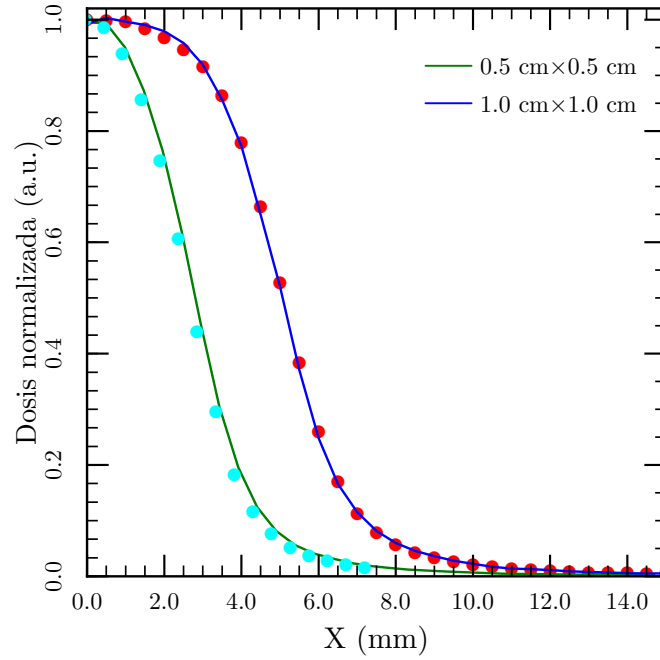
En la Fig. 4.7 se muestra la comparación de los cálculos Monte Carlo de los perfiles de dosis fuera de eje para los campos de  $0.5\text{ cm} \times 0.5\text{ cm}$  y  $1.0\text{ cm} \times 1.0\text{ cm}$  en función del valor FWHM de la fuente de electrones. Como se puede observar los perfiles de dosis no solo



**Figura 4.7:** Comparación de perfiles de dosis fuera de eje entre medidas (círculos sólidos) y cálculos Monte Carlo con diferentes tamaños del perfil de intensidad del haz de electrones primario (líneas sólidas). La dosis está normalizada con respecto al valor sobre el eje central del haz  $D(X = 0)$ . Se muestra los perfiles calculados y medidos correspondientes al campo de  $0.5 \text{ cm} \times 0.5 \text{ cm}$ .

cambian de ancho, también cambia la forma del gradiente de dosis o penumbra. En función del ancho, el mejor acuerdo entre los datos experimentales y los cálculos se puede observar para el perfil calculado con  $\text{FWHM}=1.2 \text{ mm}$ . En función de la forma de la penumbra, el mejor acuerdo entre los datos experimentales y los cálculos es para un haz de electrones con  $\text{FWHM}=1.6 \text{ mm}$ . Siguiendo este proceso iterativo se encontró que el mejor acuerdo entre el ancho del perfil y la forma de la penumbra entre los datos experimentales y la simulación Monte Carlo corresponde a un haz de electrones con  $\text{FWHM}=1.5 \text{ mm}$ .

En la Fig. 4.8 se muestra la comparación entre los datos experimentales y los cálculos Monte Carlo para perfiles en la dirección  $x$  y  $y$  correspondientes a  $\text{FWHM}=1.5 \text{ mm}$ . Como se puede observar, cualitativamente existe un buen acuerdo en la forma de la penumbra del perfil pero sigue existiendo una diferencia en el ancho del perfil. Esta diferencia está dentro de la incertidumbre de la medición del tamaño de campo físico ( $\pm 0.25 \text{ mm}$ ).



**Figura 4.8:** Comparación de perfiles de dosis fuera de eje entre medidas (línea sólida) y cálculos Monte Carlo (círculos).

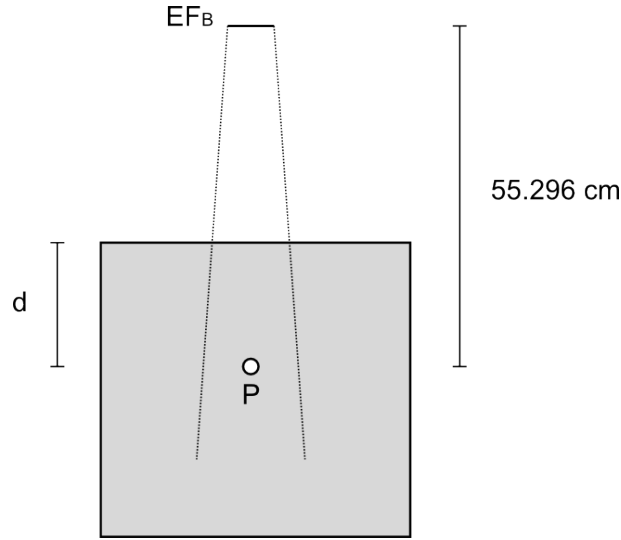
#### 4.2.4 Cálculo de factores de campo $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$

Los factores de campo se definen como,

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (4.7)$$

donde  $D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}$  y  $D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}$  son las dosis absorbidas en agua para los campos pequeño (*clin*) y de referencia (*msr*), respectivamente. Estas cantidades se calculan con simulación Monte Carlo y se requieren para la determinación de los factores de corrección  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ .

Se calcularon los factores de campo  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  del acelerador lineal Novalis<sup>®</sup> para los siguientes campos cuadrados: 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0 y 5.0 cm a 1.5, 5.0 y 10 cm de profundidad en agua. Se utilizó un campo de referencia convencional de 10 cm×10 cm, esto es,  $msr = ref = 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ . Se utilizó el código D0SXYZnrc, y se definió un único voxel de agua de 0.5 mm× 0.5 mm× 0.5 mm rodeado de forma uniforme de agua. Las dimensiones se ajustaron para que el tamaño total de maniquí fuera de 30 cm×30 cm×30 cm en cada profundidad de cálculo. Los espacios  $EF_B$  correspondientes a cada campo

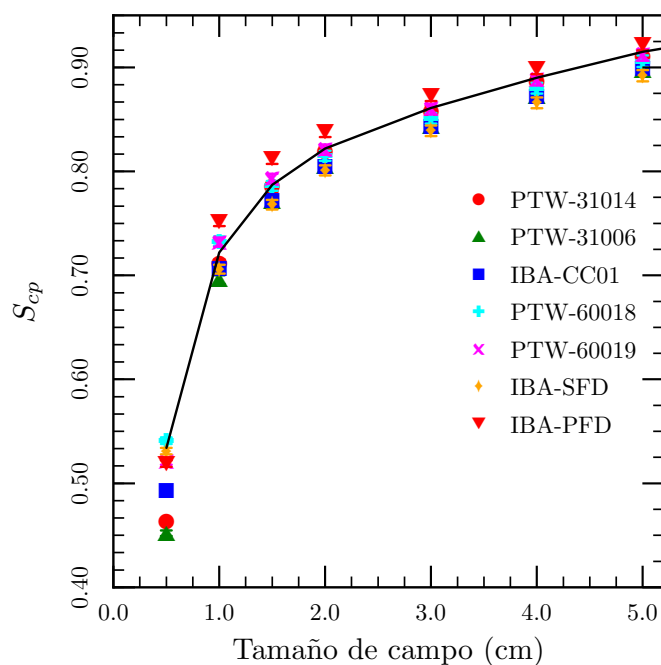


**Figura 4.9:** Diagrama esquemático que muestra la geometría de cálculo de los factores de campo  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ . La posición general del maniquí se ajustó para cada profundidad de cálculo  $d$  de tal forma que la distancia entre el punto de cálculo  $P$  y la posición del espacio  $EF_B$  fuera constante e igual a 55.296 cm.

cuadrado se utilizaron como fuente de radiación y se fijaron los siguientes parámetros en la simulación,  $ECUT=0.521$  MeV y  $PCUT=0.01$  MeV. El número de historias se ajustó en cada campo para que la incertidumbre estadística asociada al cálculo de la dosis absorbida fuera siempre  $\leq 0.3\%$ . Por lo que, el número de historias en cada caso siempre fue  $> 1 \times 10^9$ . La Fig. 4.9 muestra un diagrama esquemático de la geometría de cálculo. Como se puede observar, la geometría de cálculo de los factores de campo es equivalente a la geometría de medición de los factores de dispersión ( $S_{cp}$ ).

En la Tabla 4.5 se muestran los factores de campo  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  del acelerador lineal Novalis<sup>®</sup> para cada tamaño de campo en las profundidades de interés. Cabe resaltar que los valores de  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  para el acelerador lineal Novalis<sup>®</sup> fueron reportados por primera vez en la literatura especializada a través de la publicación I (ver Apéndice I).

La Fig. 4.10 muestra una comparación entre los factores de campo y los factores totales de dispersión a 10 cm de profundidad para cada uno de los detectores utilizados en la presente investigación. Se puede notar que para la mayoría de los detectores, las mayores diferencias se presentan en los campos más pequeños (0.5 y 1.0 cm). También se puede notar que los factores totales de dispersión ( $S_{cp}$ ) medidos con el detector micro-diamante (PTW-60019) muestran un buen acuerdo con los factores de campo ( $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ), por lo que presumiblemente los factores de corrección  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  son cercanos a la unidad para este detector. Las diferencias absolutas entre los valores de  $S_{cp}$  y  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  están entre 0.1 a 15.4%. Estos hallazgos se presentan de manera semejante a 1.5 y 5.0 cm de profundidad.



**Figura 4.10:** Comparación entre los factores totales de dispersión ( $S_{cp}$ ) específicos de cada detector (símbolos) y los factores de campo (línea sólida) calculados con simulación Monte Carlo a 10 cm de profundidad en agua.

Los valores calculados de los factores de campo se utilizarán para la determinación de los factores de corrección  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ . Así como para comparar con las medidas experimentales utilizando el método de corrección en cadena.

**Tabla 4.5:** Factores de campo  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  calculados con simulación Monte Carlo a 1.5, 5.0 y 10 cm de profundidad en agua. En todo los casos la incertidumbre propagada asociada a cada factor de campo es  $\leq 0.5\%$ .

| Tamaño nominal de campo (cm × cm) | 1.5 cm | 5.0 cm | 10 cm |
|-----------------------------------|--------|--------|-------|
| 0.5 × 0.5                         | 0.652  | 0.589  | 0.534 |
| 1.0 × 1.0                         | 0.858  | 0.787  | 0.722 |
| 1.5 × 1.5                         | 0.920  | 0.853  | 0.787 |
| 2.0 × 2.0                         | 0.945  | 0.890  | 0.822 |
| 3.0 × 3.0                         | 0.962  | 0.918  | 0.861 |
| 4.0 × 4.0                         | 0.972  | 0.940  | 0.890 |
| 5.0 × 5.0                         | 0.977  | 0.957  | 0.915 |

### 4.3 Determinación de factores de corrección $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$

Actualmente, el cálculo de factores de corrección  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  se lleva a cabo mediante simulación Monte Carlo de la fuente de radiación y del detector de interés [5, 10, 11, 24, 35, 45]. Sin embargo, se ha reportado que se requieren ajustar en la simulación Monte Carlo tanto las propiedades del detector (principalmente la densidad de sus materiales) y/o la parametrización del acelerador (particularmente el tamaño de la mancha focal) para que exista un buen acuerdo y consistencia entre los datos experimentales y los cálculos de factores de dispersión total [5, 24]. Estos ajustes introducen incertidumbres sistemáticas no solo en el cálculo de  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ , sino también el cálculo de la dosis absorbida a través de los factores de campo  $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ .

En el presente trabajo, los factores  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  se determinaron directamente a partir de la siguiente ecuación,

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}}{S_{cp}} \quad (4.8)$$

Utilizando los valores medidos de  $S_{cp}$  y los valores calculados de  $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  de la Tabla 4.5, se determinaron los  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  para los tamaños de campo de 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0 y 5.0 cm a 1.5, 5.0 y 10.0 cm de profundidad en agua. Estas profundidades son consistentes con los valores recomendados por los protocolos ya existentes para la calibración de unidades de Radioterapia, así como la caracterización relativa de campos pequeños para radiocirugía. La incertidumbre total combinada asociada a  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  está dada por,

$$\sigma_{k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}} = \sqrt{\sigma_{\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}}^2 + \sigma_{S_{cp}}^2} \quad (4.9)$$

La contribución de los factores de campo a  $\sigma_{k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}}$  es  $\leq 0.4\%$ , mientras que la contribución de los factores totales de dispersión es  $\leq 0.5\%$ . De lo anterior, se estima que  $\sigma_{k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}} \leq 0.6\%$ . Los resultados se muestran en las Tablas 4.6 a la 4.8. En forma general, se puede observar que los valores de  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  se encuentran dentro del intervalo de 0.956 a 1.198. Los detectores que muestran valores cercanos a la unidad dentro de un 2% son los detectores PTW-31014, PTW-60018 y PTW-60019 para tamaños de campo entre 1.5 a 5.0 cm. Por otro lado, las diferencias más importantes se presentan en los tamaños campos de 0.5 y 1.0 cm. Particularmente, el detector PTW-60019 (micro-diamante) muestra los valores mas cercanos a la unidad para los tamaños de campo entre 1.0 a 5.0 cm. El

detector IBA-PFD muestra valores de  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  cercanos a la unidad para los campos convencionales entre 3 y 5 cm. Sin embargo, para los campos pequeños ( $\leq 2$  cm) muestra factores de corrección que se desvían de la unidad hasta un 4.4 % a 10 cm de profundidad.

Los resultados más importantes que se muestran en las Tablas 4.6 a la 4.8 son:

- Las cámaras de ionización (PTW-31014, PTW-31006 e IBA-CC01) muestran los mayores factores de corrección para los campos más pequeños (0.5 y 1.0 cm)
- El detector micro-diamante (PTW-60019) posee factores de corrección cercanos a la unidad ( $\approx 1\%$ ) para tamaños de campo entre 1.0 y 5.0 cm a 1.5, 5.0 y 10.0 cm de profundidad en agua
- Para los campos entre 1.5 y 5.0 cm, los detectores PTW-31014, PTW-31006, IBA-CC01, PTW-60018 e IBA-SFD poseen factores de corrección constantes dentro de 0.5 % para tamaños de campo entre 1.0 y 5.0 cm a 1.5, 5.0 y 10.0 cm de profundidad en agua. Lo anterior tomando la desviación estándar de los factores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  para los tamaños de campo y profundidades mencionados

Los factores de corrección tan altos que presentan las cámaras de ionización en los campos más pequeños (0.5 y 1.0 cm) principalmente se debe al efecto parcial de volumen, pues las dimensiones de estos detectores son comparables con las dimensiones del campo de radiación ionizante [46], lo que resulta en una subestimación de la dosis para esos campos ya que se promedia la dosis a lo largo del volumen sensible del detector. Como se puede observar en la Tabla X, los detectores PTW-31016, PTW-31006, IBA-CC01, PTW-60019 e IBA-PFD tienen secciones transversales de  $\sim 2.0$  mm de diámetro. Esto explica el incremento abrupto de los factores de corrección, más notorio en el campo de 0.5 cm $\times$ 0.5 cm para estos detectores.

Los detectores PTW-31014, PTW-31006, IBA-CC01, PTW-60018 e IBA-SFD poseen factores de corrección constantes dentro de 0.5 % para tamaños de campo entre 1.0 y 5.0 cm a 1.5, 5.0 y 10.0 cm de profundidad en agua. En el caso de las cámaras de ionización (PTW-31014, PTW-31006 e IBA-CC01), descritos por la teoría de cavidades de Spencer-Attix, esto se debe a que los cocientes de los poderes restringidos de frenado entre el aire y agua cambian muy poco en función del tamaño de campo [5]. La Fig. 10 de la Ref. [17] se muestra el cociente de los poderes restringidos de frenado no solo para aire, también se muestran para silicio y carbón relativos a los de agua. Estas cantidades se calcularon a 1.5 y 10 cm de profundidad en agua mediante simulación Monte Carlo utilizando el espacio  $EF_B$  y el código `SPRZnrc`. Como se puede observar, la variación de los  $(L/\rho)_{det}^{agua}$  relativos al campo de referencia (10 cm $\times$  10 cm) es  $< 0.6\%$ , lo cual es consistente con la dispersión de los factores de corrección para esos detectores en los tamaños de campo y profundidades donde el efecto parcial de volumen no existe o es despreciable. Estos resultados sugieren que los detectores PTW-31014, PTW-31006 e IBA-CC01 pueden usarse

**Tabla 4.6:** Factores de corrección  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  determinados a 1.5 cm de profundidad. En cualquiera de los casos la incertidumbre combinada de cada valor es  $\leq 0.6\%$ .

| Tamaño nominal de campo (cm × cm) | PTW-31014 | PTW-31006 | IBA-CC01 | PTW-60018 | PTW-60019 | IBA-SFD | IBA-PFD |
|-----------------------------------|-----------|-----------|----------|-----------|-----------|---------|---------|
| 0.5 × 0.5                         | 1.123     | 1.187     | 1.106    | 0.999     | 1.024     | 0.997   | 1.031   |
| 1.0 × 1.0                         | 1.014     | 1.033     | 1.015    | 0.978     | 0.991     | 1.003   | 0.956   |
| 1.5 × 1.5                         | 1.010     | 1.018     | 1.013    | 0.993     | 0.999     | 1.012   | 0.972   |
| 2.0 × 2.0                         | 1.011     | 1.022     | 1.020    | 1.006     | 1.004     | 1.018   | 0.987   |
| 3.0 × 3.0                         | 1.007     | 1.018     | 1.018    | 1.005     | 1.005     | 1.019   | 0.990   |
| 4.0 × 4.0                         | 1.009     | 1.017     | 1.018    | 1.006     | 1.005     | 1.017   | 0.993   |
| 5.0 × 5.0                         | 1.005     | 1.014     | 1.013    | 1.004     | 1.003     | 1.013   | 0.993   |

**Tabla 4.7:** Factores de corrección  $k_{Q_{clin}, Q_{mstr}}^{f_{clin}, f_{mstr}}$  determinados a 5 cm de profundidad. En cualquiera de los casos la incertidumbre combinada de cada valor es  $\leq 0.6\%$ .

| Tamaño nominal de campo (cm×cm) | PTW-31014 | PTW-31006 | IBA-CC01 | PTW-60018 | PTW-60019 | IBA-SFD | IBA-PFD |
|---------------------------------|-----------|-----------|----------|-----------|-----------|---------|---------|
| 0.5 × 0.5                       | 1.156     | 1.198     | 1.105    | 0.999     | 1.027     | 1.002   | 1.017   |
| 1.0 × 1.0                       | 1.014     | 1.045     | 1.022    | 0.988     | 0.988     | 1.018   | 0.956   |
| 1.5 × 1.5                       | 1.009     | 1.026     | 1.023    | 1.002     | 0.993     | 1.025   | 0.975   |
| 2.0 × 2.0                       | 1.007     | 1.030     | 1.030    | 1.014     | 1.004     | 1.024   | 0.989   |
| 3.0 × 3.0                       | 1.005     | 1.021     | 1.024    | 1.010     | 1.001     | 1.026   | 0.990   |
| 4.0 × 4.0                       | 1.005     | 1.021     | 1.018    | 1.011     | 1.003     | 1.025   | 0.994   |
| 5.0 × 5.0                       | 1.008     | 1.021     | 1.019    | 1.012     | 1.006     | 1.024   | 0.998   |

**Tabla 4.8:** Factores de corrección  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  determinados a 10 cm de profundidad. En cualquiera de los casos la incertidumbre combinada de cada valor es  $\leq 0.6\%$ .

| Tamaño nominal de campo (cm × cm) | PTW-31014 | PTW-31006 | IBA-CC01 | PTW-60018 | PTW-60019 | IBA-SFD | IBA-PFD |
|-----------------------------------|-----------|-----------|----------|-----------|-----------|---------|---------|
| 0.5 × 0.5                         | 1.156     | 1.183     | 1.084    | 0.999     | 1.027     | 1.002   | 1.031   |
| 1.0 × 1.0                         | 1.014     | 1.039     | 1.022    | 0.978     | 0.988     | 1.018   | 0.956   |
| 1.5 × 1.5                         | 1.009     | 1.022     | 1.020    | 0.993     | 0.993     | 1.025   | 0.972   |
| 2.0 × 2.0                         | 1.007     | 1.020     | 1.021    | 1.006     | 1.004     | 1.024   | 0.987   |
| 3.0 × 3.0                         | 1.005     | 1.021     | 1.021    | 1.005     | 1.001     | 1.026   | 0.990   |
| 4.0 × 4.0                         | 1.005     | 1.021     | 1.020    | 1.006     | 1.003     | 1.025   | 0.993   |
| 5.0 × 5.0                         | 1.008     | 1.020     | 1.018    | 1.004     | 1.006     | 1.024   | 0.993   |

para medir directamente los factores de campo utilizando el método de corrección en cadena.

En el caso de los detectores PTW-60019 e IBA-SFD, detectores de estado sólido descritos por la teoría de Burlin, un análisis similar muestra que para el caso del carbón y el silicio los  $(L/\rho)_{det}^{agua}$  relativos al campo de referencia (10 cm  $\times$  10 cm) cambian poco en función del tamaño de campo. Sin embargo, se requiere también información de los coeficientes másicos de absorción  $(\mu_{en}/\rho)_{det}^{agua}$ . La Fig. 10 de la Ref. [17] muestra el cociente de los  $(\mu_{en}/\rho)_{det}^{agua}$  relativos al campo de referencia en función del tamaño de campo. Como se puede observar, el cociente de los  $(\mu_{en}/\rho)_{det}^{agua}$  cambia poco en función del tamaño de campo para el carbón. Sin embargo, para el detector IBA-SFD se pueden observar diferencias hasta de  $\sim 6\%$  para el campo de 0.5 cm  $\times$  0.5 cm comparados con el campo de referencia. En el caso del detector micro-diamante (PTW-60019), la poca dependencia con el tamaño de campo de  $(\mu_{en}/\rho)_{det}^{agua}$  y  $(\mu_{en}/\rho)_{det}^{agua}$  explica el comportamiento aproximadamente constante de  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ . De acuerdo con los resultados experimentales, ambos detectores de estado sólido pueden usarse para medir directamente los factores de campo utilizando el método de corrección en cadena.

### 4.3.1 Comparación con valores reportados en la literatura

En las Tablas 4.9 a la 4.11 se muestra una comparación de los factores de corrección calculados en el presente trabajo con valores reportados en la literatura para detectores, profundidades y tamaños de campo similares [5–7, 9–11]. Las diferencias porcentuales que se reportan en las tablas se calcularon usando,

$$\Delta(\%) = \frac{B - A}{(B + A)/2} \times 100(\%) \quad (4.10)$$

donde  $A$  y  $B$  son los valores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  reportados en el presente trabajo y en la literatura, respectivamente.

Como se puede observar, existen diferencias entre los valores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  mostrados en el presente trabajo y la literatura se encuentran dentro del  $\sim 1\%$  para todos los detectores y todos los tamaños de campo. Sin embargo, también se pueden observar diferencias hasta  $10.7\%$  para los mismos detectores, tamaños de campo y profundidades. Las diferencias más notables entre los valores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  mostrados en el presente trabajo y la literatura se encuentran en los campos más pequeños (0.5 cm  $\times$  0.5 cm y 1.0 cm  $\times$  1.0 cm), en general estas diferencias pueden ser tan altas como  $10.7\%$ . Por el contrario, para los mismos campos también existen diferencias  $\leq 1.0\%$ . En el caso de las diferencias  $\leq 1.0\%$ , estas se

**Tabla 4.9:** Diferencias porcentuales (%) entre los valores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  reportados en este trabajo con aquellos disponibles en la literatura a 1.5 cm de profundidad en agua.

<sup>a</sup>Bassinet et al. 2013 [6]

<sup>b</sup>Cranmer-Sargison et al. 2011 [7]

| Tamaño nominal de campo (cm × cm) | PTW-31014         | IBA-SFD                              |
|-----------------------------------|-------------------|--------------------------------------|
| 0.5 × 0.5                         | -5.7 <sup>a</sup> | 0.1 <sup>a</sup> , -1.4 <sup>b</sup> |
| 1.0 × 1.0                         | -0.7 <sup>a</sup> | 0.1 <sup>a</sup> , 0.1 <sup>b</sup>  |
| 1.5 × 1.5                         | 0.0 <sup>a</sup>  | 0.9 <sup>a</sup>                     |
| 2.0 × 2.0                         | -                 | -                                    |
| 3.0 × 3.0                         | -                 | 0.0 <sup>b</sup>                     |
| 4.0 × 4.0                         | -                 | -                                    |
| 5.0 × 5.0                         | -                 | -                                    |

pueden atribuir a la contribución de errores sistemáticos asociados con la simulación Monte Carlo en el cálculo de  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  como son el tamaño de la mancha focal del acelerador, así como la densidad de los componentes del detector[24]. En algunos casos las diferencias puede ser menores que la incertidumbre combinada total de los valores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  ( $\leq 0.6\%$ ). La afirmación anterior es valida para todo el intervalo de tamaños de campo estudiados en el presente trabajo. En el caso de las diferencias más grandes ( $\geq 2.0\%$ ) presentes en los campos más pequeños, su origen se puede deber a la contribución del efecto de volumen del detector. Los valores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  reportados por Azangwe et al. (2014)[8] están corregidos por el efecto de volumen del detector, que en el caso del detector PTW-31014 es aproximadamente de 8 % [5].

Por otro lado, las diferencias  $\leq 2\%$  pueden deberse a las incertidumbres inherentes a la simulación Monte Carlo, a las diferentes metodologías experimentales, fuentes de radiación y ligeros cambios en el diseño de los detectores. Por lo anterior, una metodología experimental para determinar los factores de campo es preferible con el fin de minimizar o evitar el impacto de éstas incertidumbres en la medición de la dosis absorbida en campos pequeños. Un ejemplo muy claro son los valores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  reportados por Benmakhlouf et al. (2014)[11] para el detector IBA-CC01. Como se puede observar en la Tabla 4.11 para tamaños de campos  $\geq 1.0 \text{ cm} \times 1.0 \text{ cm}$ , existe una diferencia sistemática de  $\sim 2\%$  con los valores presentados en este trabajo. Benmakhlouf et al. (2014)[11] utilizó simulación Monte Carlo tanto de la fuente como del detector para determinar los factores de corrección. Particularmente, el detector IBA-CC01 es una micro-cámara de ionización con un electrodo central de acero. En la literatura se ha reportado que este tipo de detectores tienen

**Tabla 4.10:** Diferencias porcentuales entre los valores  $k_{Q_{clin}}^{f_{msr}}$  reportados en este trabajo con aquellos disponibles en la literatura a 5 cm de profundidad en agua.

<sup>a</sup>Azangwe et al. 2014 [8]

<sup>b</sup>Bassinnet et al. 2013 [6]

<sup>c</sup>Underwood et al. 2014 [9]

<sup>d</sup>Crammer-Sargison et al. 2011 [7]

| Tamaño nominal del campo (cm × cm) | PTW-31014                              | PTW-31006         | IBA-CC01          | PTW-60019         | IBA-PFD           | IBA-SFD   |
|------------------------------------|--|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|---|
| 0.5 × 0.5                          | -10.7 <sup>a</sup> , -8.2 <sup>b</sup> | -5.6 <sup>c</sup> | -7.6 <sup>a</sup> | -3.0 <sup>a</sup> | -9.4 <sup>a</sup> | 1.8 <sup>a</sup> , 0.5 <sup>b</sup> , -0.8 <sup>d</sup> |
| 1.0 × 1.0                          | -1.0 <sup>a</sup> , 2.5 <sup>b</sup>   | -0.3 <sup>c</sup> | -0.5 <sup>a</sup> | -0.4 <sup>a</sup> | -0.4 <sup>a</sup> | 0.5 <sup>a</sup> , 1.3 <sup>b</sup> , 0.3 <sup>d</sup>  |
| 1.5 × 1.5                          | -0.6 <sup>a</sup> , -2.4 <sup>b</sup>  | -0.2 <sup>c</sup> | -0.6 <sup>a</sup> | 0.1 <sup>a</sup>  | -0.1 <sup>a</sup> | 0.3 <sup>a</sup> , 0.7 <sup>b</sup>                     |
| 2.0 × 2.0                          | -0.7 <sup>a</sup> , -2.0 <sup>b</sup>  | -                 | -0.5 <sup>a</sup> | -0.1 <sup>a</sup> | -0.1 <sup>a</sup> | -0.2 <sup>a</sup> , -0.3 <sup>b</sup>                   |
| 3.0 × 3.0                          | 0.0 <sup>a</sup> , -1.2 <sup>b</sup>   | -                 | -0.0 <sup>a</sup> | 0.0 <sup>a</sup>  | 0.0 <sup>a</sup>  | 0.0 <sup>a</sup> , 0.5 <sup>b</sup> , 0.0 <sup>d</sup>  |
| 4.0 × 4.0                          | -0.3 <sup>a</sup> , -1.3 <sup>b</sup>  | -                 | 0.5 <sup>a</sup>  | -0.6 <sup>a</sup> | -0.5 <sup>a</sup> | 0.0 <sup>a</sup> , -0.2 <sup>b</sup>                    |
| 5.0 × 5.0                          | -1.6 <sup>b</sup>                      | -                 | -                 | -                 | -                 | -0.8 <sup>b</sup>                                       |

**Tabla 4.11:** Diferencias porcentuales entre los valores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  reportados en este trabajo con aquellos disponibles en la literatura a 10 cm de profundidad en agua.

<sup>a</sup>Francescon et al. 2011 [10]

<sup>b</sup>Czarnecki et al. 2013 [5]

<sup>c</sup>Benmakhlouf et al. 2014 [11]

<sup>d</sup>Cranmer-Sargison et al. 2011 [7]

| Tamaño nominal de campo (cm×cm) | PTW-31014                            | IBA-CC01          | IBA-PFD           | IBA-SFD                             |
|---------------------------------|--------------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------------------------|
| 0.5 × 0.5                       | -2.5 <sup>a</sup> , 0.6 <sup>b</sup> | -3.2 <sup>c</sup> | -8.3 <sup>c</sup> | -2.6 <sup>c</sup> -1.9 <sup>d</sup> |
| 1.0 × 1.0                       | 0.3 <sup>a</sup> , 5.3 <sup>b</sup>  | -1.9 <sup>c</sup> | -1.1 <sup>c</sup> | 0.8 <sup>c</sup> , 0.1 <sup>b</sup> |
| 1.5 × 1.5                       | -0.2 <sup>a</sup> , 1.9 <sup>b</sup> | -                 | -                 | -                                   |
| 2.0 × 2.0                       | 0.4 <sup>b</sup>                     | -1.9 <sup>c</sup> | 0.3 <sup>c</sup>  | -0.3 <sup>c</sup>                   |
| 3.0 × 3.0                       | -0.3 <sup>a</sup> , 0.1 <sup>b</sup> | -                 | -                 | 0.4 <sup>d</sup>                    |
| 4.0 × 4.0                       | -0.5 <sup>b</sup>                    | -2.0 <sup>c</sup> | 0.2 <sup>c</sup>  | -0.6 <sup>c</sup>                   |
| 5.0 × 5.0                       | -                                    | -                 | -                 | -                                   |

potencialmente una sobre-respuesta a fotones de baja energía (< 100 keV) debido a que el acero presenta un fotopico al rededor de 60 keV [47, 48].

Aunque, en la simulación Monte Carlo incluye el electrodo central en los cálculos, solo se toma en cuenta el efecto que tiene su presencia en la dosis absorbida en la cavidad de aire [20]. No se toma en cuenta la señal que genera la dosis absorbida en el electrodo mismo. Si normalizamos los valores  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  que se reportan para el detector IBA-CC01 en la Tabla 4.8 por 1.021 que es el valor promedio del factor de corrección para los campos entre 1.0×1.0 a 4.0 cm×4.0 cm y comparamos con los valores reportados por Benmakhlouf et al. (2014)[11] se puede observar que las diferencias finales son menores que la incertidumbre de  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  para los campos  $\leq 1.0$  cm×1.0 cm. Lo anterior, refuerza la necesidad de contar con una metodología experimental para medir la dosis absorbida en campo pequeños.

## 4.4

## Medición directa de los factores de campo $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$

En el presente trabajo proponemos la medición directa de  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  mediante el método de corrección en cadena. El cual establece que,

**Tabla 4.12:** Comparación entre los valores de  $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  reportados por Benmakhlouf et al. (2014)[11] a 10 cm de profundidad en agua y los del presente trabajo normalizados por 1.021 para el detector IBA-CC01.

| Tamaño nominal de campo (cm × cm) | Ref. [11] | Este trabajo | Diferencia (%) |
|-----------------------------------|-----------|--------------|----------------|
| 0.5 × 0.5                         | 1.050     | 1.061        | -2.5           |
| 1.0 × 1.0                         | 1.003     | 1.001        | 0.3            |
| 2.0 × 2.0                         | 1.002     | 1.000        | -0.2           |
| 4.0 × 4.0                         | 1.000     | 0.999        | -0.3           |

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = CF \times \left[ k_{Q_{inter},Q_{msr}}^{f_{inter},f_{msr}} \right]_{IC} \times \left[ \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right]_{det}$$

donde  $CF$  es una cantidad experimental  $\left[ k_{Q_{inter},Q_{msr}}^{f_{inter},f_{msr}} \right]$  es el factor de corrección específico para una cámara de ionización de referencia y  $M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}/M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$  es el factor total de dispersión del campo pequeño de tamaño  $f_{clin}$  relativo al campo máquina-específico de referencia  $f_{msr}$ , el cual se mide con el detector  $det$ . De acuerdo con lo mostrado en las Ec. (3.11), un detector puede utilizarse medir los factores de campo con el método de corrección en cadena si cumple con,

$$\frac{k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}}{CF \times \left[ k_{Q_{inter},Q_{msr}}^{f_{inter},f_{msr}} \right]_{IC}} \approx 1$$

para los tamaños de campo  $\leq f_{inter}$ .

Los factores de corrección  $CF$  se midieron para cada uno de los detectores mostrados en la Tabla 4.1 y se utilizó como detector de referencia una cámara de ionización tipo *semiflex*, modelo PTW-31010 de 0.125 cc. Las mediciones se llevaron a cabo en un maniquí de agua MP3-XS a una distancia fuente detector de 100.0 cm para las siguientes profundidades: 1.5, 5.0 y 10.0 cm. Se seleccionó el campo de 3 cm × 3 cm como campo intermedio ya que existe equilibrio lateral de partícula carga, y es lo suficientemente grande para que no exista efecto parcial de volumen para ninguno de los detectores. Bajo estas condiciones de irradiación el factor de corrección detector-específico para la cámara de referencia es cercano a la unidad. La Tabla 4.13 muestra los valores medidos  $CF$  para cada profundidad y detector, así como una comparación con sus correspondientes factores de corrección específicos  $k_{Q_{inter},Q_{msr}}^{f_{inter},f_{msr}}$ . Como se puede observar, las diferencias son menores que la incertidumbre

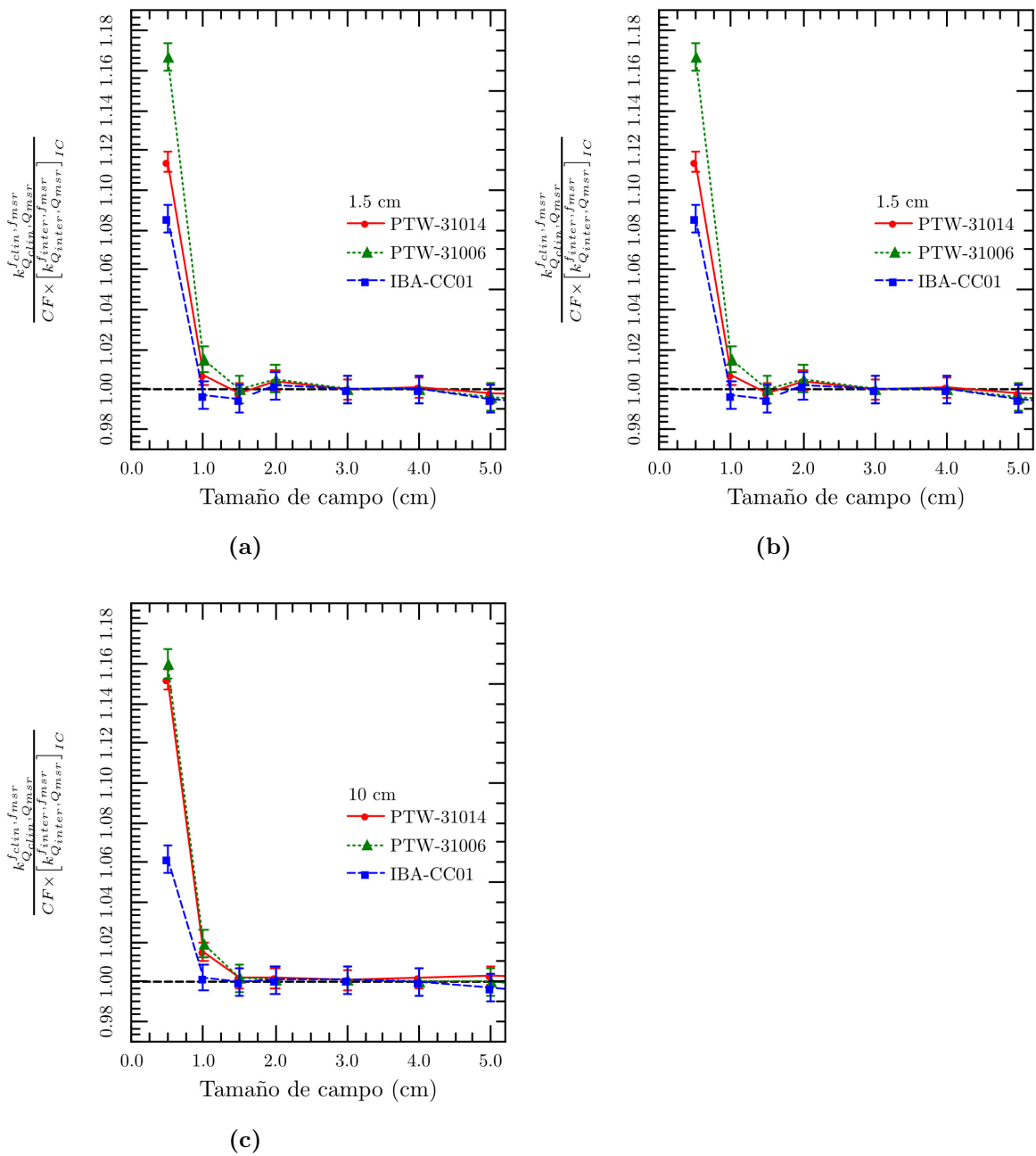
asociada a  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  ( $\leq 0.6\%$ ) para todos los detectores en todas las profundidades de cálculo y medición. Se puede notar que las mayores diferencias se encuentran a 10 cm de profundidad y son sistemáticas. Lo cual indica que, de acuerdo con las Ecs. (3.6) y (3.7), el valor *real* de  $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$  puede ser mayor que 1.001 para 10 cm de profundidad.

**Tabla 4.13:** Valores de corrección  $CF$  (multiplicado por  $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$ ) y un comparativo con sus correspondientes factores de corrección específico  $k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$  ( $inter = 3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ ). Las diferencias porcentuales (%) se encuentran entre paréntesis. La incertidumbre total combinada es menor o igual a  $0.4\%$  para todos los casos.

| Detector  | Profundidad (cm) |             |             |
|-----------|------------------|-------------|-------------|
|           | 1.5              | 5           | 10          |
| PTW-31014 | 1.007(0.0)       | 1.005(0.0)  | 1.001(-0.2) |
| PTW-31006 | 1.018(0.0)       | 1.021(0.0)  | 1.018(-0.2) |
| IBA-CC01  | 1.018(0.0)       | 1.024(0.0)  | 1.019(-0.2) |
| PTW-60018 | 1.005(0.0)       | 1.010(-0.1) | 1.024(-0.2) |
| PTW-60019 | 1.003(0.0)       | 1.001(0.0)  | 0.984(-0.1) |
| IBA-SFD   | 1.019(0.0)       | 1.025(0.1)  | 1.009(-0.2) |
| IBA-PFD   | 0.990(0.0)       | 0.989(-0.1) | 0.999(-0.2) |

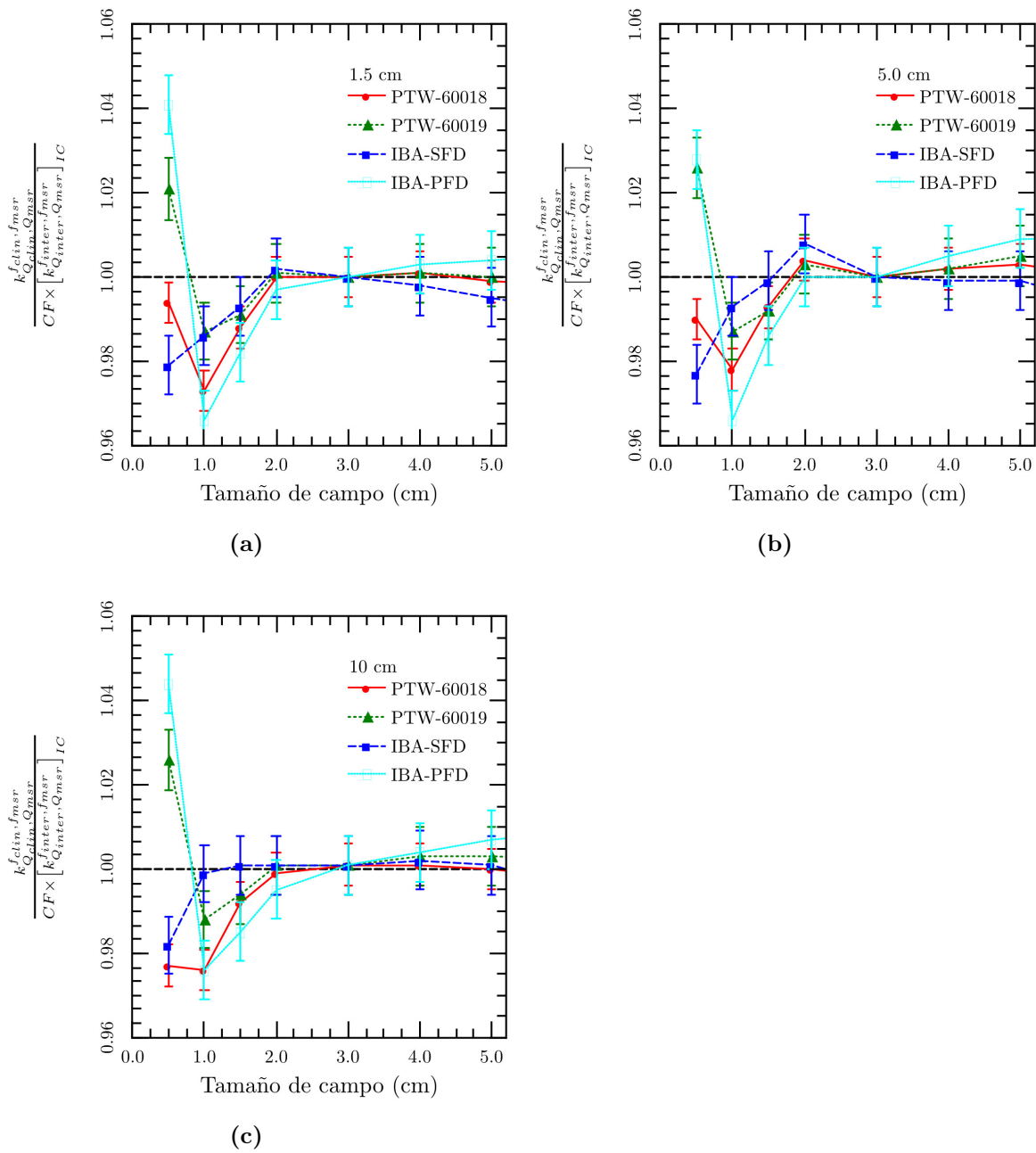
En las Fig. 4.11 y 4.12 se muestra el cociente entre los factores de corrección detector-específicos  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  (Tablas 4.6-4.8) y los factores de corrección  $CF \times \left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$  (Tabla 4.13) para cada uno de los detectores que se muestran en la Tabla 4.1. En el caso de las cámaras de ionización (Fig. 4.11), se puede observar que para un intervalo amplio de tamaños de campo (entre  $1.5 \text{ cm} \times 1.5 \text{ cm}$  a  $5.0 \text{ cm} \times 5.0 \text{ cm}$ ), este cociente es la unidad dentro de la incertidumbre combinada ( $\leq 0.7\%$ ) de cada punto. En el caso de la cámara de ionización IBA-CC01, el cociente es la unidad hasta un campo de  $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ , esto se debe a que sus dimensiones son menores que el resto de las cámaras de ionización. En la Fig. 4.12, se muestra el cociente de factores de corrección para los detectores de estado sólido. Se puede observar que el comportamiento del cociente de los factores de corrección es más heterogéneo. Para los tamaños de campo mayores que  $2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ , el cociente de los factores es la unidad dentro de las incertidumbres asociadas. Entre los tamaños de campo  $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$  a  $2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$  el cociente es la unidad dentro de las incertidumbres asociadas para todos los detectores de estado sólido con excepción de los detectores PTW-60018 e IBA-PFD. Para todos los detectores, tanto cámaras de ionización como de estados sólido, el cociente entre los factores de corrección se aleja de la unidad hasta un  $16\%$  (detectores PTW-31006 y PTW-31014). De lo anterior podemos concluir que, con excepción de los detectores IBA-CC01 e IBA-SFD, el método de corrección en cadena no es aplicable para campos menores o iguales a  $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ .

A partir de estos resultados, en la Fig. 4.13 se muestran los factores de campo ( $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ) medidos directamente utilizando el método de corrección en cadena y una comparación con



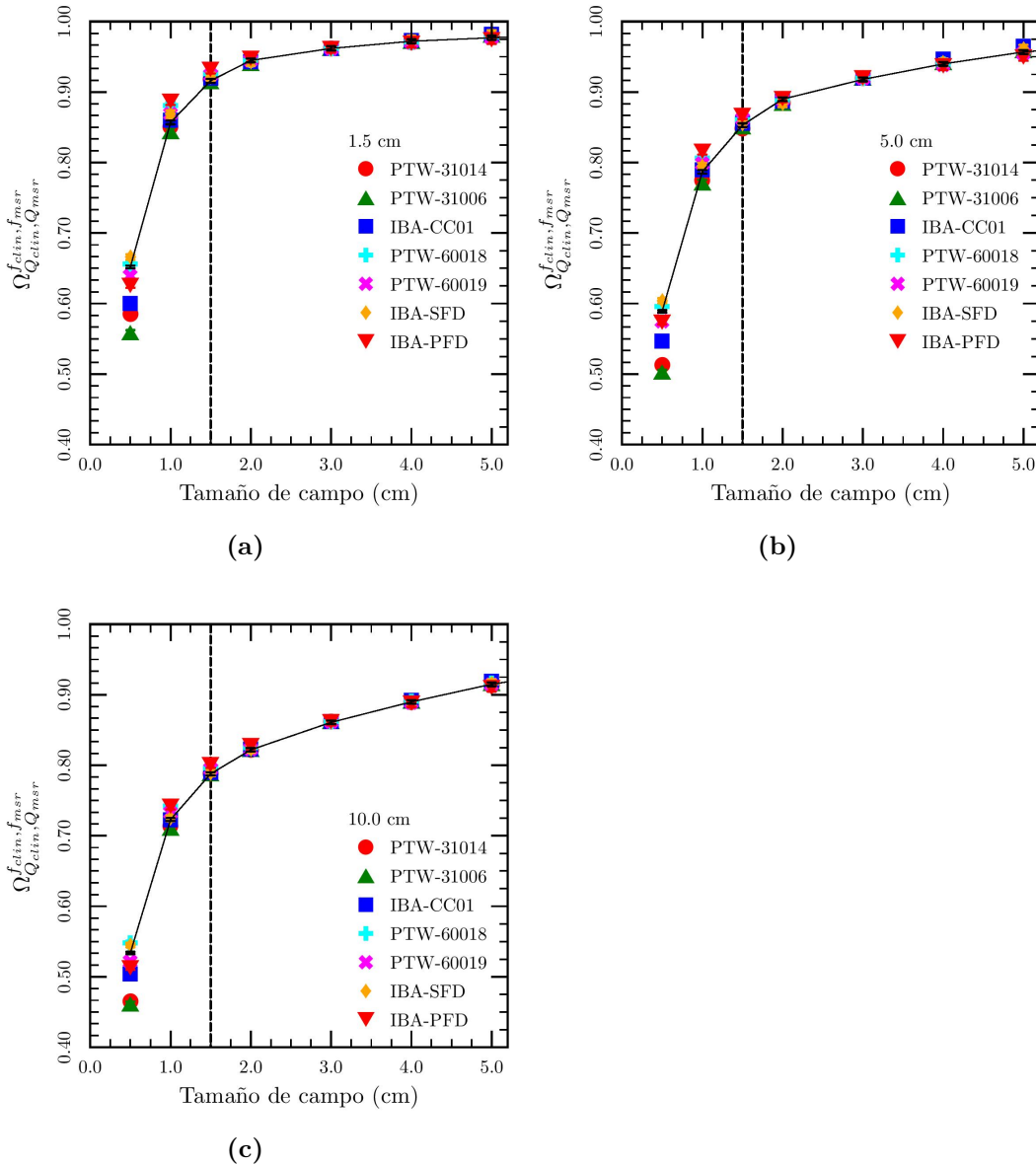
**Figura 4.11:** Cociente entre los factores de corrección específico y los factores de corrección para cámaras de ionización a 1.5 (a), 5.0 (b) y 10.0 cm (c) de profundidad en agua. La magnitud de la incertidumbre es menor que 0.7% para todos los casos.

los factores de campo calculados por simulación Monte Carlo en el intervalo de tamaños de campo de  $1.5 \times 1.5$  a  $5.0 \text{ cm} \times 5.0 \text{ cm}$  para cada una de las profundidades de interés. Se puede observar en la figura que existe un buen acuerdo entre las medidas y los cálculos



**Figura 4.12:** Cociente entre los factores de corrección específico y los factores de corrección para detectores de estado sólido a 1.5 1.5 (a), 5.0 (b) y 10.0 cm (c) de profundidad en agua. La magnitud de la incertidumbre es menor que 0.7% para todos los casos.

dentro del intervalo señalado. Para tamaños de campo menores que  $1.5 \text{ cm} \times 1.5 \text{ cm}$  los factores de campo medidos pueden diferir de los calculados hasta 13 % y 2.5 % para cámaras de ionización y detectores de estado sólido, respectivamente.



**Figura 4.13:** Comparación entre factores de campo medidos y calculados por simulación Monte Carlo. La línea punteada indica el tamaño de campo de 1.5 cm de lado.

En la Tabla 4.14 a 4.16 se muestran las diferencias específicas entre los factores de campo medidos y calculados para todos los tamaños de campo y profundidades utilizados en este trabajo. Las diferencias que se muestran son menores que 1.0 % para todos los detectores y profundidades, con excepción del detector IBA-PFD, para tamaños de campo de  $1.5 \text{ cm} \times$

1.5 cm a 5.0 cm  $\times$  5.0 cm. Para todos los tamaños de campo más pequeños, las diferencias crecen aproximadamente hasta un 14%. Lo anterior se debe a que el factor de corrección experimental  $CF$  difiere significativamente del factor de corrección detector-específico correspondiente a cada detector para los campos de 0.5 cm  $\times$  0.5 cm y 1.0 cm  $\times$  1.0 cm (ver Figs. 4.11 y 4.12). Estos resultados sugieren que para los campos más pequeños se necesitan factores de campo. También, estos resultados sugieren que el método de corrección en cadena no se puede aplicar al detector IBA-PFD, ya que el blindaje de Tungsteno presente perturba significativamente la fluencia de electrones que incide sobre el volumen sensible del detector.

**Tabla 4.14:** Diferencias porcentuales entre los factores de campo medidos y calculados por simulación Monte Carlo a una profundidad de 1.5 cm para cada uno de los detectores de campos pequeños utilizados en el presente trabajo.

| Tamaño nominal de campo (cm×cm) | PTW-31014 | PTW-31006 | IBA-CC01 | PTW-60018 | PTW-60019 | IBA-SFD | IBA-PFD |
|---------------------------------|-----------|-----------|----------|-----------|-----------|---------|---------|
| 0.5 × 0.5                       | -10.3     | -15.4     | -8.3     | 0.6       | -2.1      | 2.1     | -4.1    |
| 1.0 × 1.0                       | -0.7      | -1.5      | 0.3      | 2.8       | 1.4       | 1.4     | 3.5     |
| 1.5 × 1.5                       | 0.2       | 0.0       | 0.5      | 1.2       | 0.9       | 0.7     | 1.8     |
| 2.0 × 2.0                       | -0.4      | -0.5      | -0.2     | 0.0       | -0.1      | -0.2    | 0.3     |
| 3.0 × 3.0                       | 0.0       | 0.0       | 0.0      | 0.0       | 0.0       | 0.0     | 0.0     |
| 4.0 × 4.0                       | -0.1      | 0.0       | 0.0      | -0.1      | -0.1      | 0.2     | -0.3    |
| 5.0 × 5.0                       | 0.2       | 0.4       | 0.5      | 0.0       | 0.0       | 0.5     | -0.4    |

**Tabla 4.15:** Diferencias porcentuales entre los factores de campo medidos y calculados por simulación Monte Carlo a una profundidad de 5.0 cm para cada un o de los detectores de campos pequeños utilizados en el presente trabajo.

| Tamaño nominal de campo (cm × cm) | PTW-31014 | PTW-31006 | IBA-CC01 | PTW-60018 | PTW-60019 | IBA-SFD | IBA-PFD |
|-----------------------------------|-----------|-----------|----------|-----------|-----------|---------|---------|
| 0.5 × 0.5                         | -14.0     | -16.0     | -7.6     | 1.0       | -2.6      | 2.3     | -2.8    |
| 1.0 × 1.0                         | -1.8      | -2.3      | 0.2      | 2.2       | 1.3       | 0.7     | 3.4     |
| 1.5 × 1.5                         | -0.8      | -0.5      | 0.1      | 0.7       | 0.8       | 0.1     | 1.4     |
| 2.0 × 2.0                         | -0.8      | -0.9      | -0.5     | -0.4      | -0.3      | -0.8    | 0.0     |
| 3.0 × 3.0                         | 0.0       | 0.0       | 0.0      | 0.0       | 0.0       | 0.0     | 0.0     |
| 4.0 × 4.0                         | -0.1      | 0.0       | 0.0      | -0.2      | -0.2      | 0.1     | -0.5    |
| 5.0 × 5.0                         | -0.3      | 0.0       | 0.5      | -0.3      | 0.0       | 0.1     | -0.9    |

**Tabla 4.16:** Diferencias porcentuales entre los factores de campo medidos y calculados por simulación Monte Carlo a una profundidad de 10.0 cm para cada uno de los detectores de campos pequeños utilizados en el presente trabajo.

| Tamaño nominal de campo (cm×cm) | PTW-31014 | PTW-31006 | IBA-CC01 | PTW-60018 | PTW-60019 | IBA-SFD | IBA-PFD |
|---------------------------------|-----------|-----------|----------|-----------|-----------|---------|---------|
| 0.5 × 0.5                       | -14.2     | -14.8     | -5.9     | 2.4       | -2.5      | 1.9     | -4.2    |
| 1.0 × 1.0                       | -1.7      | -2.1      | -0.1     | 2.5       | 1.3       | 0.2     | 2.6     |
| 1.5 × 1.5                       | -0.4      | -0.3      | 0.1      | 0.9       | 0.7       | 0.0     | 1.6     |
| 2.0 × 2.0                       | -0.3      | -0.2      | 0.0      | -0.2      | 0.0       | 0.0     | 0.6     |
| 3.0 × 3.0                       | 0.0       | 0.0       | 0.0      | 0.0       | 0.0       | 0.0     | 0.0     |
| 4.0 × 4.0                       | -0.1      | 0.1       | 0.1      | 0.0       | -0.2      | -0.1    | -0.3    |
| 5.0 × 5.0                       | -0.1      | 0.1       | 0.4      | 0.1       | -0.2      | 0.1     | -0.6    |

## 4.5 Incertidumbres Asociadas

Las incertidumbres asociadas a las medidas y a los cálculos Monte Carlo se determinaron de la siguiente forma. En lo que respecta a las cantidades calculadas por simulación Monte Carlo, se tomó la incertidumbre estadística asociada al número de historias ( $N$ )

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (4.11)$$

Este tipo de incertidumbre, que se considera tipo A, está asociada al cálculo Monte Carlo de los factores de campo ( $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ). La magnitud de dicha incertidumbre es de alrededor de 0.5 %, y está incluida en los valores reportados en la Figura 4.12. En cuanto a las cantidades experimentales, la incertidumbre asociada corresponde al promedio de cinco medidas consecutivas, esta incertidumbre también se considera tipo A. En general, dicha incertidumbre no es mayor que 0.4 %, y principalmente está asociada al cociente de las señales. Sumando en cuadratura, tenemos que los factores de corrección detector-específico ( $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ) tiene una incertidumbre no mayor que 0.7 % (ver Tablas 4.7 a 4.6). Esto corresponde a la magnitud total de las incertidumbres tipo A.

Las incertidumbres tipo B se deben manejar de forma diferente, pues en principio no necesariamente obedecen a distribución de probabilidad normal, y que por lo general ser sistemáticas. Las incertidumbres tipo B asociadas a cantidades calculadas por simulación Monte Carlo difieren de aquellas cantidades que se obtienen experimentalmente. En el caso particular de los factores de campo calculados por simulación Monte Carlo, las principales fuentes de incertidumbre son: precisión de las secciones eficaces, variación entre el diseño nominal del detector y el real (geometría y densidad de los materiales que lo componen), diferencias entre las características nominales y reales de la fuente de radiación (energía del haz de fotones y tamaño de la mancha focal). Las fuentes de incertidumbre tipo B de las cantidades experimentales son: posicionamiento del detector, diferencia entre el tamaño del campo de radiación y real, factores ambientales que afectan la señal del detector y fluctuaciones en la generación del haz de radiación [14, 29].

En la Tabla 4.17 se muestra una estimación de las incertidumbres tipo B reportadas por estudios previos para cantidades dosimétricas calculadas por simulación Monte Carlo [14, 29, 42].

**Tabla 4.17:** Incertidumbres tipo B asociadas a las cantidades calculadas por simulación Monte Carlo. Las magnitudes de las incertidumbres se obtuvieron de las Refs. [14, 29, 42]

| Incertidumbre               | Magnitud (%)          |
|-----------------------------|-----------------------|
| Sección eficaz <sup>a</sup> | < 0.40 %              |
| Geometría <sup>b</sup>      | < 0.35 %              |
| Densidad <sup>c</sup>       | < 0.17 %              |
| Energía y FWHM <sup>d</sup> | < 0.75 %              |
| Total                       | < 0.93 % <sup>e</sup> |

<sup>a</sup>Incertidumbre asociada al valor de las secciones eficaces que describen los procesos de interacción de la radiación ionizante con la materia.

<sup>b</sup>Variaciones en las dimensiones del detector.

<sup>c</sup>Variaciones en la densidad de los materiales que componen al detector.

<sup>d</sup>Energía cinética inicial del haz de electrones que incide sobre el blanco del acelerador, así como el tamaño de la sección transversal del haz de electrones definido por su semianchura.

<sup>e</sup>Suma en cuadratura.

# 5

## DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

---

Los resultados que se muestran en el presente trabajo indican que es posible determinar los factores de campo ( $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ) en agua para campos no-convencionales de radiación ionizante utilizados en radioterapia con el método de calibración cruzada, sin la necesidad de utilizar factores de corrección detector-específico basados en simulación Monte Carlo. La afirmación anterior es válida para tamaños de campo entre  $1.5 \text{ cm} \times 1.5 \text{ cm}$  hasta  $5.0 \text{ cm} \times 5.0 \text{ cm}$  y profundidades de 1.5, 5.0 y 10.0 cm para los detectores utilizados en el presente trabajo con excepción del detector IBA-PFD. Inclusive, si se utiliza el detector IBA-CC01 se puede determinar el factor de campo para un tamaño de  $1.0 \text{ cm} \times 1.0 \text{ cm}$ .

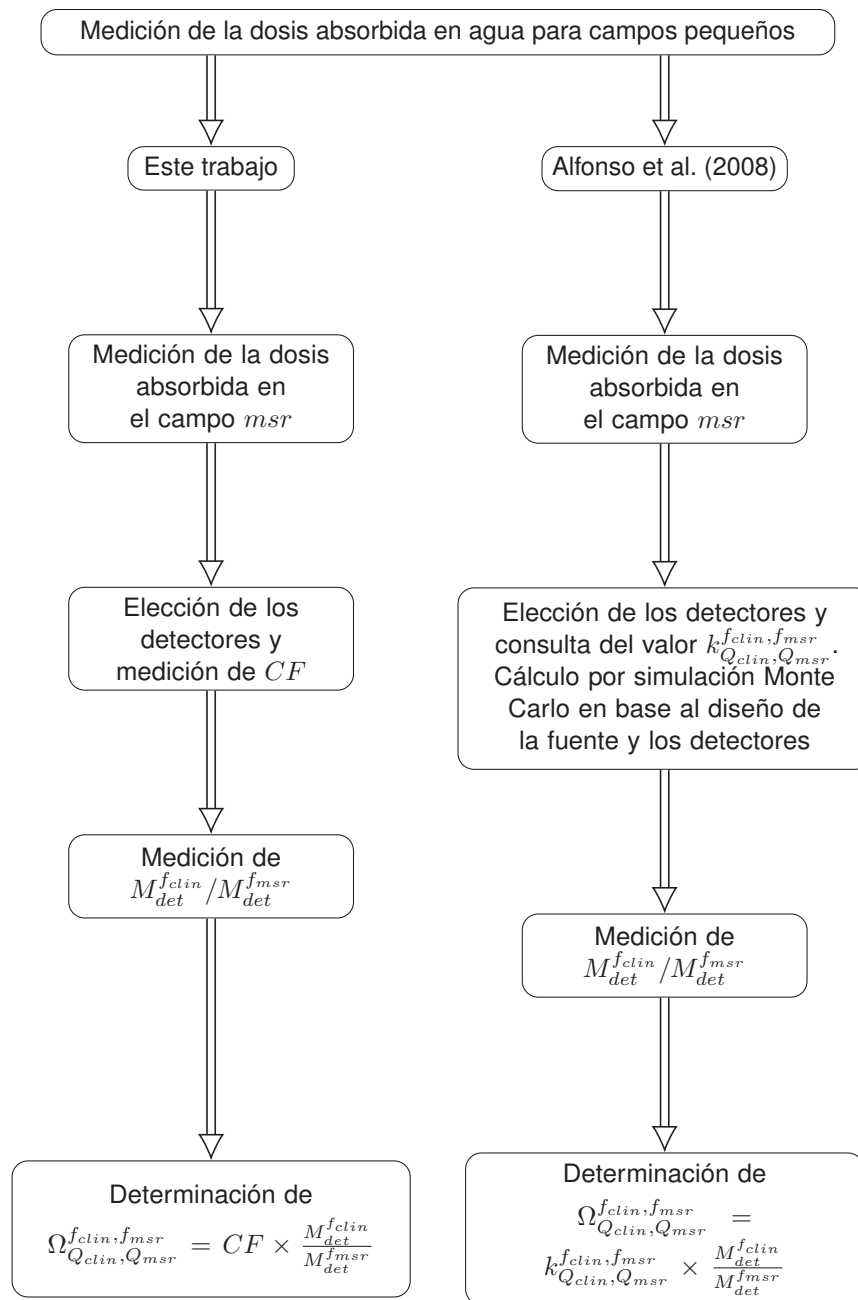
Si asumimos que la cámara de ionización de referencia que se utiliza en el campo intermedio tiene un factor de corrección cercano a la unidad ( $k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \approx 1$ ), entonces podemos afirmar que la metodología propuesta en el presente trabajo es totalmente experimental. En contraste con la metodología aceptada actualmente que utiliza factores de corrección detector-específico  $k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$  calculados por simulación Monte Carlo. Esta afirmación se basa en el análisis de los factores de corrección detector-específicos para los detectores utilizados en este trabajo, los cuales muestran una débil dependencia en función del tamaño de campo,  $\leq 2\%$  (ver Fig. 4.11). Lo anterior, es particularmente notorio para las cámaras de ionización que muestran desviaciones  $\leq 1\%$  relativas al factor experimental  $CF$  para tamaños de campo mayores que  $1.5 \text{ cm} \times 1.5 \text{ cm}$  ( $1.0 \text{ cm} \times 1.0 \text{ cm}$  para el detector IBA-CC01). Para los campos más pequeños ( $\leq 1.0 \text{ cm}$ ), las cámaras de ionización muestran desviaciones hasta  $18\%$  debido principalmente al efecto parcial de volumen ya que el tamaño de la sección transversal de estos detectores (ver Tabla 4.11) es comparable con la magnitud de los tamaños de campo más pequeños [29, 43]. Este comportamiento *constante* de los factores de corrección detector-específicos relativos al factor  $CF$  se debe a la prácticamente nula dependencia de los poderes másicos de frenado del aire en función del tamaño de campo.

Los detectores de estado sólido (silicio y diamante) muestran un comportamiento similar, con excepción del detector IBA-PFD. Como se puede observar, los detectores IBA-SFD (silicio) y PTW-60019 (diamante) muestran desviaciones relativas a  $CF \leq 1\%$  hasta un tamaño de campo de  $1.0 \text{ cm} \times 1.0 \text{ cm}$ . Para los tamaños de campo más pequeños ( $\leq 1.0 \text{ cm}$ ) podemos observar desviaciones hasta  $\leq 5\%$ . A diferencia de las cámaras de

ionización, las diferencias más grandes no se deben al efecto de volumen ya que como se puede observar la sección transversal de estos detectores es pequeña comparada con los tamaños de campo más pequeños (ver Tabla 4.1). Las desviaciones en este caso se pueden atribuir a la fuerte dependencia con el tamaño de campo de los coeficientes másicos de absorción para el caso del silicio, y a la diferencia de densidades entre los materiales de los detectores (silicio y diamante) y el agua [46]. Este *efectodedensidad* es más notorio para el detector IBA-PFD debido a la presencia de Tungsteno en las paredes que encapsulan la región sensible del detector. Por el contrario, la densidad de los materiales de las paredes de las cámaras de ionización son similares al agua (PMMA y Carbón, ver Tabla 4.1) por lo que no se espera que este efecto sea predominante en este tipo de detectores.

Como ya se mencionó en este trabajo, los factores de corrección detector-específico calculados por simulación Monte Carlo ( $k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$ ) necesitan como parámetros iniciales de la simulación la geometría y materiales de los detectores así como las propiedades de la fuente de radiación ionizante. En ambos casos, se hacen suposiciones que se corroboran indirectamente. En el caso de la fuente, se necesita ajustar el tamaño del haz de electrones que inciden sobre el blanco del acelerador cambiando el tamaño de la mancha focal. Esto se hace mediante un proceso de prueba y error, en el que se comparan los cálculos de los factores totales de dispersión contra medidas experimentales para un detector de interés. Sin embargo, el tamaño de la mancha focal que se determina con este método no es consistente entre detectores de diferente clase [28]. Estas diferencias en el tamaño de la mancha focal pueden impactar la magnitud de los factores de corrección detector-específico, pero hasta el momento no existe un estudio que muestre la magnitud de dicho impacto. Por otro lado, recientemente se han reportado inconsistencias entre los factores de corrección detector-específico para el detector PTW-60019 (diamante) debido a diferencias entre el diseño del detector reportado por el fabricante e imágenes de rayos-X de dicho detector (ver Figs. 4.1 y 4.2) [49]. Los autores de este estudio reportan que existen diferencias en la magnitud de  $k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$  hasta 3% para los campos más pequeños cuando se comparan los cálculos por simulación Monte Carlo que utilizan el diseño nominal de los detectores proporcionados por el fabricante y cuando en su lugar se utiliza la información geométrica proporcionada por las imágenes de rayos-X. Por lo anterior, la medición directa de los factores de campo -como se propone en el presente trabajo- elimina el impacto de las suposiciones sobre las propiedades de la fuente, y el diseño y construcción de los detectores. En la Fig. 5.1 se muestra un flujograma comparativo entre ambas metodologías. Como se puede observar, ambas metodologías son equivalentes salvo por el factor de corrección el cual es totalmente experimental en nuestro caso. En el flujograma se asumió que el factor de corrección detector-específico para la cámara de referencia es la unidad. Lo anterior es consistente con los resultados reportados en el presente trabajo.

Es de esperarse que las diferencias entre ambas metodologías tengan un impacto en la estimación de las incertidumbres asociadas a los factores de campo  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ . Mientras



**Figura 5.1:** Flujograma comparativo entre ambas metodologías.

que las fuentes y la magnitud total de las incertidumbres asociadas a los valores  $k_{Q_{inter},Q_{msr}}^{f_{inter},f_{msr}}$  se desconocen hasta el momento [15], las fuentes e incertidumbres asociadas a los valores experimentales  $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$  son fáciles de identificar y cuantificar.

En la Tabla 5.1 se muestra un comparativo de las fuentes de incertidumbre y su correspondiente magnitud para ambas metodologías (Simulación Monte Carlo vs. Experimental).

**Tabla 5.1:** Fuentes de error y sus magnitudes (%), las cuales contribuyen a la incertidumbre total asociada a los factores de campo para ambas metodologías. En particular, para el caso de los factores calculados por simulación Monte Carlo existen algunas fuentes de incertidumbre por determinar (PD).

| Fuente de error  | Monte Carlo | Experimental |
|--|-------------|--------------|
| Secciones eficaces   | 0.2         | -            |
| Densidad de los materiales del detector                                      | PD          | -            |
| Tamaño de la mancha focal  | PD          | -            |
| Geometría y dimensiones del detector   | PD          | -            |
| Medición de la señales $M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}$ y $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$   | 0.4         | 0.4          |
| Medición de $CF$   | -           | 0.6          |
| Cálculo de $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$ | -           | 0.3          |
| Constancia de $CF$   | -           | 0.6          |
| <b>Total</b>   | <b>0.6</b>  | <b>1.0</b>   |

Como se puede observar, en el caso de la metodología por simulación Monte Carlo existen todavía fuentes de incertidumbre por cuantificar. Tomando en cuenta aquellas fuentes de error que se han identificado [14, 42], ambas metodologías reportan incertidumbres totales muy similares. A las fuentes de incertidumbre asociadas a la propuesta experimental se debe agregar las desviaciones  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  relativas a  $CF$ . Por lo anterior, puede esperarse que la incertidumbre total en la determinación experimental de  $CF$  alcance magnitudes entre 1.4 a 1.7 % para desviaciones acotadas en 1 o 2 % sumados en cuadratura, respectivamente. En ambos casos, la incertidumbre total está por debajo del 2 % y es comparable con la magnitud asociada a los códigos de práctica para campos convencionales [23].

Varias conclusiones se pueden inferir del presente trabajo:

- El factor de corrección  $CF$ , medido mediante el método de calibración cruzada o en cadena, corresponde a  $k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$  para el detector de interés bajo la condición de que el factor de corrección detector-específico del detector de referencia es cercano a la unidad.
- Para los detectores utilizados en este trabajo,  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  depende débilmente del tamaño de campo, para campos menores que el campo intermedio. En el caso de las cámaras de ionización se pueden observar desviaciones menores que 1 % relativas a  $CF$ , y 2 % para los detectores de estado sólido. Lo anterior es válido para tamaños de campo entre 1.5 y 5.0 cm de lado, o 1.0 y 5.0 cm de lado en el caso del detector IBA-CC01.
- Las incertidumbres asociadas a la medición directa de los factores de campo son comparables con aquellas factores de campo determinados con el uso de  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ . Ambos métodos reportan incertidumbres menores que 1 %. Sin embargo, considerando

---

las pequeñas desviaciones de  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  relativas a  $CF$ , la incertidumbre asociada a la medición directa del factor de campo puede ser menor que o igual que 1.7 %.

- El método de medición directa de los factores de campo incluye, dentro de sus incertidumbres asociadas, cualquier variación en las propiedades de la fuente de radiación, y/o diseño y composición de los detectores.
- Los resultados de este trabajo muestran que es posible medir directamente los factores de campo  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  para el conjunto de detectores utilizados para tamaños de campo entre 1.5 y 5.0 cm de lado (1.0 y 5.0 cm de lado para el detector IBA-CC01) para 1.5, 5.0 y 10.0 cm de profundidad en agua. Para los tamaños de campo menores o iguales que 1.0 cm de lado se requiere el uso de  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ . Sin embargo, de acuerdo con lo discutido anteriormente se necesita un estudio que cuantifique el impacto de las incertidumbres asociadas a la variabilidad de la fuente, así como el diseño y composición de los detectores.

# BIBLIOGRAFÍA

---

- [1] Sonja Dieterich and George W. Sherouse. Experimental comparison of seven commercial dosimetry diodes for measurement of stereotactic radiosurgery cone factors. *Med. Phys.*, 38(7):4166, 2011.
- [2] X. Allen Li, M. Soubra, J. Szanto, and L. H. Gerig. Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps. *Med. Phys.*, 22(7):1167–1170, 1995.
- [3] J. Wulff, K. Zink, and I. Kawrakow. Efficiency improvements for ion chamber calculations in high energy photon beams. *Med. Phys.*, 35(4):1328, 2008.
- [4] Maria M Aspradakis. Small Field MV Photon Dosimetry. Technical report, IPEM 103, 2010.
- [5] D Czarnecki and K Zink. Monte Carlo calculated correction factors for diodes and ion chambers in small photon fields. *Phys. Med. Biol.*, 58(8):2431–2444, March 2013.
- [6] C Bassinet, C Huet, S Derreumaux, G Brunet, M Chéa, M Baumann, T Lacornerie, S Gaudaire-Josset, F Trompier, P Roch, G Boisserie, and I Clairand. Small fields output factors measurements and correction factors determination for several detectors for a CyberKnife® and linear accelerators equipped with microMLC and circular cones. *Med. Phys.*, 40(7):071725, July 2013.
- [7] G Cranmer-Sargison, S Weston, J a Evans, N P Sidhu, and D I Thwaites. Implementing a newly proposed Monte Carlo based small field dosimetry formalism for a comprehensive set of diode detectors. *Med. Phys.*, 38(12):6592–602, December 2011.
- [8] Godfrey Azangwe, Paulina Grochowska, Dietmar Georg, Joanna Izewska, Johannes Hopfgartner, Wolfgang Lechner, Claus E Andersen, Anders R Beierholm, Jakob Helt-Hansen, Hideyuki Mizuno, Akifumi Fukumura, Kaori Yajima, Clare Gouldstone, Peter Sharpe, Ahmed Meghziene, and Hugo Palmans. Detector to detector corrections: A comprehensive experimental study of detector specific correction factors for beam output measurements for small radiotherapy beams. *Med. Phys.*, 41(2010):072103, 2014.
- [9] T S a Underwood, H C Winter, M a Hill, and J D Fenwick. Detector density and small field dosimetry: integral versus point dose measurement schemes. *Med. Phys.*, 40(8):082102, August 2013.
- [10] P Francescon, S Cora, and N Satariano. Calculation of  $k(Q(\text{clin}), Q(\text{msr})) (f(\text{clin}), f(\text{msr}))$  for several small detectors and for two linear accelerators using Monte Carlo simulations. *Med. Phys.*, 38(12):6513–27, December 2011.
- [11] Hamza Benmakhlouf, Josep Sempau, and Pedro Andreo. Output correction factors for nine small field detectors in 6 MV radiation therapy photon beams: a PENELOPE Monte Carlo study. *Med. Phys.*, 41(4):041711, April 2014.
- [12] Rock; Papanikolaou, Nikos; Battista, Jerry J.; Boyer, Arthur L.; Kappas, Constantin; Klein, Eric; Mackie. TISSUE INHOMOGENEITY CORRECTIONS FOR MEGAVOLTAGE PHOTON BEAMS. Technical Report 85, AAPM, 2004.
- [13] A code of practice for the dosimetry of 2 to 35 MV X-ray and caesium-137 and cobalt-60 gamma-ray beams. *Phys. Med. Biol.*, 14(1):1, 1969.

- [14] International Atomic Energy Agency. Accidental overexposure of radiotherapy patients in San José, Costa Rica. Technical report, 1998.
- [15] Thomas Bortfeld. IMRT: a review and preview. *Phys. Med. Biol.*, 51(13):R363–79, July 2006.
- [16] Edwin Sham, Jan Seuntjens, Slobodan Devic, and Ervin B. Podgorsak. Influence of focal spot on characteristics of very small diameter radiosurgical beams. *Med. Phys.*, 35(7):3317, 2008.
- [17] Mark J.; Boyer, Arthur L.; Butler, Brian E.; DiPetrillo, Thomas A.; Engler. INTENSITY-MODULATED RADIOTHERAPY : CURRENT STATUS AND ISSUES OF INTEREST Intensity Modulated Radiation Therapy Collaborative Working Group Robotic linear accelerator IMRT Recommendations : IMRT dose calculations. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, 51(4):880 –914, 2001.
- [18] Stephen V. Musolino. Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water; Technical Reports Series No. 398,. *Health Phys.*, 81(5):592–593, November 2001.
- [19] P R Almond, P J Biggs, B M Coursey, W F Hanson, M S Huq, R Nath, and D W Rogers. AAPM’s TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams. *Med. Phys.*, 26(9):1847–70, September 1999.
- [20] B. R. Muir and D. W. O. Rogers. Monte Carlo calculations of  $k_{Q}$ , the beam quality conversion factor. *Med. Phys.*, 37(11):5939, 2010.
- [21] Hugo Bouchard and Jan Seuntjens. Ionization chamber-based reference dosimetry of intensity modulated radiation beams. *Med. Phys.*, 31(9):2454, 2004.
- [22] R. Alfonso, P. Andreo, R. Capote, M. Saiful Huq, W. Kilby, P. Kjall, T. R. Mackie, H. Palmans, K. Rosser, J. Seuntjens, W. Ullrich, and S. Vatnitsky. A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields. *Med. Phys.*, 35(11):5179, 2008.
- [23] G Cranmer-Sargison, S Weston, J a Evans, N P Sidhu, and D I Thwaites. Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization. *Phys. Med. Biol.*, 57(16):5141–53, August 2012.
- [24] P Francescon, W Kilby, N Satariano, and S Cora. Monte Carlo simulated correction factors for machine specific reference field dose calibration and output factor measurement using fixed and iris collimators on the CyberKnife system. *Phys. Med. Biol.*, 57(12):3741–58, July 2012.
- [25] José Manuel Lárraga-Gutiérrez, Paola Ballesteros-Zebadúa, Miguel Rodríguez-Ponce, Olivia Amanda García-Garduño, Olga Olinca, and Galván De. Properties of a commercial PTW-60019 synthetic diamond detector for the dosimetry of small radiotherapy beams. *Phys. Med. Biol.*, 60(2):905, 2015.
- [26] J. M. Lárraga-Gutiérrez. Experimental determination of field factors for small radiotherapy beams using the daisy chain correction method. *Phys. Med. Biol.*, pages 1–29, 2015.
- [27] E. B. Podgorsak and Kristofer Kainz. Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students. *Med. Phys.*, 33(6):1920, 2006.
- [28] E.B. Podgorsak. *Radiation Physics for Medical Physicist*. Springer Berlin Heidelberg, second edition, 2010.

- [29] Frank H. Attix. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. WILEY-VCH Verlag GmbH, Weinheim, 1ra. ed. edition, 2004.
- [30] Pedro Andreo, D.T. Burns, K. Hohlfeld, M.S. Huq, T. Kanai, F. Laitano, and V.G. Smythe. Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water; Technical Reports Series No. 398,. Technical Report 5, November 2001.
- [31] Pedro Andreo. *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy*. International Energy Atomic Agency, Vienna, 2000.
- [32] S a Johnsson, C P Ceberg, T Knöös, and P Nilsson. On beam quality and stopping power ratios for high-energy x-rays. *Phys. Med. Biol.*, 45(10):2733–2745, 2000.
- [33] Hugo Palmans. Determination of the beam quality index of high-energy photon beams under nonstandard reference conditions. *Med. Phys.*, 39(9):5513, 2012.
- [34] George X Ding and Frances Ding. Beam characteristics and stopping-power ratios of small radiosurgery photon beams. *Phys. Med. Biol.*, 57(17):5509–21, September 2012.
- [35] Gavin Cranmer-Sargison, Steve Weston, Narinder P. Sidhu, and David I. Thwaites. Experimental small field 6MV output ratio analysis for various diode detector and accelerator combinations. *Radiother. Oncol.*, 100(3):429–435, September 2011.
- [36] Jonas Andersson and Erik Johansson. On the property of measurements with the PTW microLion chamber. *Med. Phys.*, 39(8):4775–4787, 2012.
- [37] a Krauss and R P Kapsch. Experimental determination of kQ factors for cylindrical ionization chambers in 10 cm  $\times$  10 cm and 3 cm  $\times$  3 cm photon beams from 4 MV to 25 MV. *Phys. Med. Biol.*, 59:4227–46, 2014.
- [38] I. Kawrakow, E. Mainegra-Hing, D.W.O. Rogers, F. Tessier, and B.R.B. Walters. The EGSnrc Code System : Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. Technical report, NRCC Report PIRS-701, 2013.
- [39] D. W. O. Rogers. BEAM: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units. *Med. Phys.*, 22(5):503, 1995.
- [40] I a Popescu, C P Shaw, S F Zavgorodni, and W a Beckham. Absolute dose calculations for Monte Carlo simulations of radiotherapy beams. *Phys. Med. Biol.*, 50(14):3375–92, July 2005.
- [41] D Sheikh-Bagheri, D W Rogers, C K Ross, and J P Seuntjens. Comparison of measured and Monte Carlo calculated dose distributions from the NRC linac. *Med. Phys.*, 27(10):2256–66, October 2000.
- [42] Indrin J. Chetty, Bruce Curran, Joanna E. Cygler, John J. DeMarco, Gary Ezzell, Bruce a. Faddegon, Iwan Kawrakow, Paul J. Keall, Helen Liu, C.-M. Charlie Ma, D. W. O. Rogers, Jan Seuntjens, Daryoush Sheikh-Bagheri, and Jeffrey V. Siebers. Report of the AAPM Task Group No. 105: Issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning. *Med. Phys.*, 34(12):4818, 2007.
- [43] Indra J. Das, Chee-Wai Cheng, Ronald J. Watts, Anders Ahnesjö, John Gibbons, X. Allen Li, Jessica Lowenstein, Raj K. Mitra, William E. Simon, and Timothy C. Zhu. Accelerator beam data commissioning equipment and procedures: Report of the TG-106 of the Therapy Physics Committee of the AAPM. *Med. Phys.*, 35(9):4186, 2008.

- 
- [44] Paolo Francescon, Stefania Cora, and Carlo Cavedon. Total scatter factors of small beams: A multidetector and Monte Carlo study. *Med. Phys.*, 35(2):504, 2008.
- [45] P Francescon, W Kilby, and N Satariano. Monte Carlo simulated correction factors for output factor measurement with the CyberKnife system-results for new detectors and correction factor dependence on measurement distance and detector orientation. *Phys. Med. Biol.*, 59(6):N11–7, March 2014.
- [46] Wolfram U. Laub and Tony Wong. The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT. *Med. Phys.*, 30(3):341, 2003.
- [47] S. Agostinelli, S. Garelli, M. Piergentili, and F. Foppiano. Response to high-energy photons of PTW31014 PinPoint ion chamber with a central aluminum electrode. *Med. Phys.*, 35(7):3293, 2008.
- [48] C Martens, C De Wagter, and W De Neve. The value of the PinPoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy. *Phys. Med. Biol.*, 45(9):2519–30, September 2000.
- [49] Pedro Andreo, Hugo Palmans, Maria Marteinsdóttir, Hamza Benmakhlouf, and Åsa Carlsson-Tedgren. On the monte carlo simulation of small-field micro-diamond detectors for megavoltage photon dosimetry. *Physics in Medicine Biology*, 61(1):L1, dec 2015.

# ANEXOS

---

## Properties of a commercial PTW-60019 synthetic diamond detector for the dosimetry of small radiotherapy beams

José Manuel Lárraga-Gutiérrez<sup>1,2,3</sup>,  
Paola Ballesteros-Zebadúa<sup>2,3</sup>, Miguel Rodríguez-Ponce<sup>4</sup>,  
Olivia Amanda García-Garduño<sup>2,3,5</sup> and  
Olga Olinca Galván de la Cruz<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Física, Universidad Autónoma Metropolitana, Unidad Iztapalapa, México D.F., Mexico

<sup>2</sup> Laboratorio de Física Médica, Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía, Insurgentes sur 3877, C.P. 14269, México, D.F., Mexico

<sup>3</sup> Unidad de Radioneurocirugía, Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía, Insurgentes sur 3877, C.P. 14269, México, D.F., Mexico

<sup>4</sup> Departamento de Biofísica, Instituto Nacional de Cancerología, San Fernando 22, C.P. 14080 México, D.F., Mexico

<sup>5</sup> Centro de Investigación en Ciencia Aplicada y Tecnología Avanzada, Unidad Legaria, Instituto Politécnico Nacional, Legaria 694, C.P. 11500, México, D.F., Mexico

E-mail: [jlarraga@innn.edu.mx](mailto:jlarraga@innn.edu.mx)

Received 10 July 2014, revised 15 October 2014

Accepted for publication 21 October 2014

Published 7 January 2015



### Abstract

A CVD based radiation detector has recently become commercially available from the manufacturer PTW-Freiburg (Germany). This detector has a sensitive volume of  $0.004 \text{ mm}^3$ , a nominal sensitivity of  $1 \text{ nC Gy}^{-1}$  and operates at 0V. Unlike natural diamond based detectors, the CVD diamond detector reports a low dose rate dependence. The dosimetric properties investigated in this work were dose rate, angular dependence and detector sensitivity and linearity. Also, percentage depth dose, off-axis dose profiles and total scatter ratios were measured and compared against equivalent measurements performed with a stereotactic diode. A Monte Carlo simulation was carried out to estimate the CVD small beam correction factors for a 6MV photon beam. The small beam correction factors were compared with those obtained from stereotactic diode and ionization chambers in the same irradiation conditions. The experimental measurements were performed in 6 and 15 MV photon beams with the following square field sizes:  $10 \times 10$ ,  $5 \times 5$ ,  $4 \times 4$ ,  $3 \times 3$ ,  $2 \times 2$ ,  $1.5 \times 1.5$ ,  $1 \times 1$  and  $0.5 \times 0.5 \text{ cm}$ . The CVD detector showed an excellent signal stability ( $<0.2\%$ ) and linearity, negligible dose rate dependence ( $<0.2\%$ ) and lower

response angular dependence. The percentage depth dose and off-axis dose profiles measurements were comparable (within 1%) to the measurements performed with ionization chamber and diode in both conventional and small radiotherapy beams. For the  $0.5 \times 0.5$  cm, the measurements performed with the CVD detector showed a partial volume effect for all the dosimetric quantities measured. The Monte Carlo simulation showed that the small beam correction factors were close to unity (within 1.0%) for field sizes  $\geq 1$  cm. The synthetic diamond detector had high linearity, low angular and negligible dose rate dependence, and its response was energy independent within 1% for field sizes from 1.0 to 5.0 cm. This work provides new data showing the performance of the CVD detector compared against a high spatial resolution diode. It also presents a comparison of the CVD small beam correction factors with those of diode and ionization chamber for a 6 MV photon beam.

Keywords: non-reference dosimetry, small beam dosimetry, synthetic diamond detector, Monte Carlo simulation, small beam correction factors

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

## 1. Introduction

The dosimetry of small photon beams has been a challenge since the beginning of radiosurgery in the 1950s. A large number of detectors have been manufactured and studied for the accurate characterization of such beams: mini and micro ionization chambers, plastic scintillators, semiconductors (Si-based and diamond), polymer gels, radiographic and radiochromic films, alanine and thermoluminescent based. The search for an adequate detector for the dosimetry of small photon beams involves the following and well established detector properties: high reproducibility, sensitivity and linearity, dose rate, angular and energy response independence, tissue equivalence and high spatial resolution (Wilcox and Daskalov 2007).

Natural diamond semiconductors are excellent detectors for the relative dosimetry of radiotherapy photon beams that involve the use of standard and small fields. Among its radiological properties, we can mention its soft tissue equivalence ( $Z = 6$ ), the fact that it is chemically inert, its mechanical stability, small dimensions (for small beam dosimetry), high sensitivity and high radiation hardness (Vatnitsky and Järvinen 1993, Rustgi 1995, Bucciolini *et al* 2003). On the other hand, diamond detectors possess certain disadvantages such as the need of pre-irradiation (2–15 Gy) to stabilize detector response and dose rate dependence. Traditionally, these detectors are manufactured with natural diamonds, which may cause discrepancies of the detector response from equally manufactured dosimeters (De Angelis *et al* 2002). The sensitive volume radius varies from 1.0 to 2.2 mm and thickness varies from 0.2 to 0.4 mm (Mobit and Sandison 1999). Long manufacturing times, high cost and scarcity of high quality diamonds make it difficult for their wide use in common practice of radiotherapy dosimetry. On the other hand, there is a growing interest in the manufacturing of synthetic diamonds for radiation detection applications, especially for external beam radiotherapy. Synthetic diamond detectors based on chemical vapor deposition (CVD) are particularly attractive due to their relative low cost, availability and reproducibility of diamond crystals (Guerrero *et al* 2004, Bucciolini *et al* 2005, Almaguerra *et al* 2008, 2010, Tranchant *et al* 2008, Betzel *et al* 2010, Di Venanzio *et al* 2013).

Recently, a CVD based radiation detector has become commercially available from the manufacturer PTW-Freiburg (Germany). This detector has a sensitive volume of  $0.004 \text{ mm}^3$ , a

nominal sensitivity of  $1 \text{ nCGy}^{-1}$  and operates at 0V. Unlike natural diamond based detectors, the CVD diamond detector reports low dose rate dependence, eliminating the necessity to apply correction factors. A previously published work showed a complete characterization of a prototype of the CVD detector in small beam irradiation conditions (Ciancaglioni *et al* 2012). The performance of this CVD prototype version was compared with ionization chambers, mainly the PinPoint ionization chamber. However, to the best of the authors' knowledge, there are no published data comparing the performance of the commercially available CVD detector against a high resolution diode. We also considered that a complete dosimetric characterization of the detector must include the calculation of small beam correction factors according to the newly proposed formalism for the dosimetry of small and non-standard fields (Alfonso *et al* 2008).

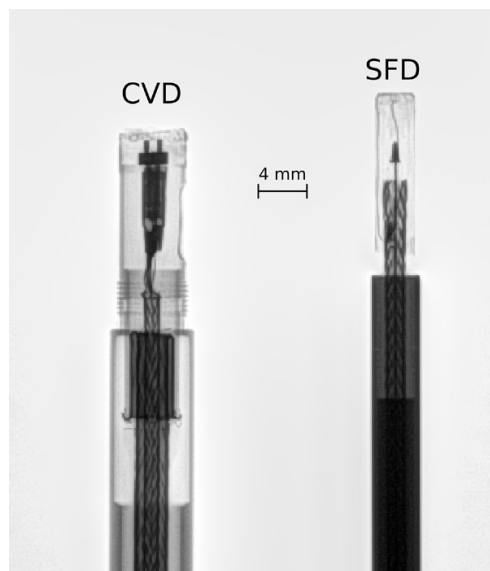
The present work shows a comparison of the performance of a commercial PTW-60019 CVD synthetic diamond detector (PTW-Freiburg, Germany) against a high resolution stereotactic diode (SFD, IBA-Dosimetry, Germany). The dosimetric properties investigated in this work for the comparison were dose rate, angular dependence, and detector sensitivity and linearity. Also, other typical dosimetric quantities were measured, such as percentage depth dose (PDD), off-axis ratio (OAR) profiles and total scatter ratios. A Monte Carlo simulation was carried out to calculate the CVD small beam correction factors for a 6 MV photon beam. These correction factors were compared with those obtained from diode and ionization chambers for the same irradiation conditions

## 2. Materials and methods

The experimental measurements reported in this work were performed in two water scanning phantoms, the MP3-XS and the MP3 (PTW-Freiburg, Germany) systems. The irradiation of the detectors was carried out with a Novalis<sup>®</sup> (BrainLAB, Germany) and Varian iX (Varian Medical Systems, USA) linear accelerators operating in x-ray mode at 6 MV and 15 MV, respectively. The reading instruments used included a UNIDOS<sup>web</sup> and a dual channel TANDEM (PTW-Freiburg, Germany) electrometers for point and profile (OARs and depth dose curves) measurements, respectively. Unless otherwise stated, the reported experimental uncertainties refer to one standard deviation ( $1\sigma$ ) resulting from a set of five consecutive measurements.

### 2.1. Detectors

**2.1.1. CVD diamond detector.** The CVD diamond detector used in this work is a PTW-60019 with serial number 122089 manufactured by PTW-Freiburg. The diamond detector consists of a single crystal intrinsic layer with a thickness of  $1 \mu\text{m}$  and a diameter of 2.2 mm. This crystal is deposited on a high pressure high temperature (HPHT) diamond which serves as a backing contact. The HPHT crystal is previously treated with a thin layer of CVD conductive diamond doped with boron. Over the single crystal, there is a thin layer of aluminum which serves as a top contact. The diamond detector is embedded in a solid water (RW3, PTW-Freiburg, Germany) cylindrical housing filled with epoxy resin. The effective point of measurement is located at 0.954 mm below the top surface of the housing. Figure 1 shows a digital radiography of the detector which was used for qualitative verification of the nominal structure and dimensions. The device acts as a sandwich-type metal/p/p+-doped diamond Schottky barrier photodiode (Almaviva *et al* 2010). It operates at 0V bias. The depletion layer extends through the whole thickness of the intrinsic diamond layer. Detailed information about the physical properties and detection mechanisms of the CVD diamond detector can be found in the literature (Almaviva *et al* 2008, 2010, Betzel *et al* 2010).



**Figure 1.** A digital x-ray image of the CVD and SFD detectors acquired at 50 kVp. The structure and relative dimensions of each detector can be appreciated.

**2.1.2. Silicon diode and ionization chambers.** The measurements performed with the CVD diamond detector were compared with measurements performed with a stereotactic field diode (SFD, IBA-Dosimetry, Germany), and two ionization chambers: a pinpoint (PP, PTW-31014, PTW-Freiburg, Germany) and a semiflex (PTW-31010, PTW-Freiburg, Germany). These detectors are commonly used in the dosimetry of radiotherapy photon beams for standard (semiflex) and non-standard fields (SFD and pinpoint). Table 1 summarizes the main characteristics of the detectors used in this work, including the CVD diamond detector.

## 2.2. Measurements

**2.2.1. Detector response linearity, sensitivity and stability.** The Novalis<sup>®</sup> linac was carefully calibrated at 5 cm depth by using a PTW-30013 (PTW-Freiburg, Germany) farmer type ionization chamber and following the IAEA TRS 398 code of practice. The dose response linearity of the CVD detector was assessed by irradiating with doses from 50 to 1500 cGy. The same procedure was repeated using the SFD detector. A linear model fit was applied to the data for each detector in order to obtain the response linearity and detector sensitivity. The signal stability and reproducibility were assessed for both detectors by registering the associated experimental uncertainty for the above experiment in repeated measurements.

**2.2.2. Dose rate dependence.** To assess the response dependence on dose rate, the CVD diamond detector was positioned in the water phantom at 5 cm depth. The detector was irradiated using a reference photon field of 10 × 10 cm with source to surface distance (SSD) of 95 cm. The following dose rates were used: 160, 320, 480, 640 and 800 cGy min<sup>-1</sup> (Ciancaglioni *et al*

**Table 1.** Main radiological properties of the detectors used in this work.

|                               | CVD (PTW-60019)                | SFD                            | PP (PTW-31014)               | Semiflex (PTW-31010)         |
|-------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| Sensitive material            | Synthetic diamond              | Si                             | Air                          | Air                          |
| Sensitive volume              | 0.004 mm <sup>3</sup>          | 0.017 mm <sup>3</sup>          | 15 mm <sup>3</sup>           | 125 mm <sup>3</sup>          |
| Diameter and thickness        | 2.2 mm, 1 μm                   | 0.6 mm, 60 μm                  | 2.0 mm, 5 mm                 | 5.5 mm, 6.5 mm               |
| Density (g cm <sup>-3</sup> ) | 3.52                           | 2.33                           | 0.001204                     | 0.001204                     |
| Encapsulation materials       | RW3 <sup>a</sup> + Epoxy resin | ABS <sup>b</sup> + Epoxy resin | PMMA <sup>c</sup> + Graphite | PMMA <sup>c</sup> + Graphite |

<sup>a</sup> RW3 is a composition of Polystyrol and TiO<sub>2</sub> and can only be purchased from PTW-Freiburg.

<sup>b</sup> Acrylonitrile butadiene styrene.

<sup>c</sup> Polymethylmetacrylate.

2012). The above procedure was repeated using the SFD and the semiflex ionization chamber. The semiflex detector was used as a reference detector for quantitative comparisons.

**2.2.3. Angular dependence.** The angular dependence of the CVD diamond and SFD detector was evaluated by positioning the detector at 5 cm depth in the water phantom. The detectors were irradiated by 3 × 3 cm field. This field size was chosen to reduce the contribution of the detector stem to the main detector signal (Ciancaglioni *et al* 2012). The angular position of the detectors was controlled by an accessory, which allows the rotation of the detector relative to the beam axis in 10° steps. The detector readings for each angular position were normalized against the reading at 0° (long axis of the detector parallel to the beam axis).

**2.2.4. PDD and OARs measurements.** The measurement of the PDD and OARs was performed with the CVD, SFD and the pinpoint chamber detectors. The data were acquired for field sizes of 0.5 × 0.5, 1 × 1, 2 × 2, 4 × 4 and 10 × 10 cm. The fields were collimated by the collimator jaws. All the detectors were used in the vertical orientation (stem detector axis parallel to the radiation beam axis), with the exception of the pinpoint chamber that was used in the horizontal orientation for PDD acquisition. The irradiation of the detectors was carried out with the 6 MV Novalis<sup>®</sup> at an exposition rate of 480 UM min<sup>-1</sup> and with the 15 MV Varian iX at an exposition rate of 300 UM min<sup>-1</sup>. The SSD was set accordingly with the beam energy. For 6 and 15 MV photon beams, the SSD was set to 100 cm minus  $d_{max}$  (1.5 and 3.0 cm for 6 MV and 15 MV, respectively). In the case of the 10 × 10 cm field on the Novalis<sup>®</sup> LINAC, the measurement of the PDD was repeated for an exposition rate of 160 and 800 UM min<sup>-1</sup>, in order to observe the possible impact of the dose rate dependence on the dosimetry profile data acquisition.

**2.2.5. Total scatter factors.** The  $S_{cp}$  are defined as the ratio between the detector signal located at the central beam axis for a specified field size in a particular depth and the signal for the reference field (e.g. 10 × 10 cm) at the same depth. The  $S_{cp}$  were measured for 6 MV and 15 MV at 1.5 cm and 3 cm depth, respectively. The field sizes used were 0.5 × 0.5, 1.0 × 1.0, 1.5 × 1.5, 2.0 × 2.0, 3.0 × 3.0, 4.0 × 4.0, 5.0 × 5.0 and 10 × 10 cm. The actual collimator jaws position was carefully verified by measuring the size of the projected light field at isocenter with a caliper. The detectors used for  $S_{cp}$  measurement were the CVD diamond and SFD diode for all field sizes, as well as the pinpoint ionization chamber. The uncertainty associated with the  $S_{cp}$  considered the following: reproducibility, display unit uncertainty

and the field size uncertainty due to the positioning of the collimator jaws (Francescon *et al* 2011). The positioning uncertainty in the  $xy$  plane of the detectors was minimized (and not included) by finding the actual position of the central beam axis. Several off-axis profiles were acquired parallel to  $x$  and  $y$  directions. The position of the maximum signal from the profiles was assumed to be the position of the central beam axis. The positioning uncertainty along the  $z$  axis was not included since it has been demonstrated that its magnitude can be negligible (Francescon *et al* 2011).

**2.2.6. Metric for comparison of the profiles measurements.** The profile data measured with the CVD detector were compared with those measured by diode and ionization chambers as the following:

$$\Delta (\%) = \frac{(\text{Data}_{\text{CVD}} - \text{Data}_X)}{\text{Data}_X} \times 100\%$$

where  $X$  stands for a specific detector. The above expression defines the local relative difference.

### 2.3. Calculation of small beam correction factors

Small beam correction factors ( $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) were calculated for the CVD diamond detector, SFD detector and both ionization chambers. For this purpose, the calculation of the  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  was carried out accordingly with the newly proposed formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields (Alfonso *et al* 2008). The  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is defined as the following ratio:

$$k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}} = \frac{\frac{D_{w, Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}}}{D_{w, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{msr}}}}}{\frac{M_{Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}}}{M_{Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{msr}}}}} \quad (1)$$

where  $D_{w, Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}}$  and  $D_{w, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{msr}}}$  are the absorbed doses to water at the reference point for the small clinical field ( $f_{\text{clin}}$ ) and the machine specific reference field ( $f_{\text{msr}}$ ) of beam qualities  $Q_{\text{clin}}$  and  $Q_{\text{msr}}$ , respectively. This numerator in equation (1) is identified as the field factor ( $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}} = D_{w, Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}} / D_{w, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{msr}}}$ ) which converts the absorbed dose to water for the reference field  $f_{\text{msr}}$  of quality  $Q_{\text{msr}}$  to the corresponding one for the small clinical field  $f_{\text{clin}}$  of quality  $Q_{\text{clin}}$ . Note that the  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is divided by the ratio of the dosimeter readings  $M_{Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}} / M_{Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{msr}}}$  for each field which corresponds to the total scatter factor ( $S_{\text{cp}}$ ). Since the Novalis<sup>®</sup> linac can set a square field of size  $10 \times 10$  cm (ref) then the machine specific reference field was set to the reference field size (msr = ref). Hence, equation (1) can be expressed as:

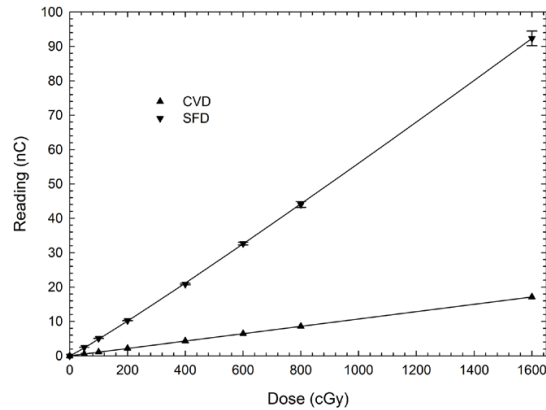
$$k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}} = \frac{\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}}{S_{\text{cp}}} \quad (2)$$

In this work, the determination of  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is performed directly by Monte Carlo simulations, while  $S_{\text{cp}}$  is obtained experimentally as described in section 2.2.5. Recently, several authors have reported  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  for a wide combination of detectors and radiation sources (Francescon *et al* 2008, 2011, Cranmer-Sargison *et al* 2011, Cranmer-Sargison *et al* 2012, Czarnecki and Zink 2013, Benmakhlouf *et al* 2014). On the other hand, in all the aforementioned reports the calculation of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  was entirely based on the Monte Carlo simulation of the radiation sources and the detectors. These full Monte Carlo calculations of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  require a highly accurate knowledge of the detector geometry and composition materials in order to

generate the appropriate cross section data. However, as pointed out by Benmakhlof *et al* (2014), all Monte Carlo simulations have unavoidable inherent uncertainties which impact on the accuracy of the calculated small beam correction factors. Also, several authors have previously found that the detailed detector modeling in the Monte Carlo simulation must be tuned in order to obtain consistent data between the simulation and experimental detector output factors (Cranmer-Sargison *et al* 2011, Francescon *et al* 2012, Czarnecki and Zink 2013). In view of the above reasons, instead of an entirely based Monte Carlo calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  that includes the detector model in the simulations, we prefer the use of equation (1). Thus, in this work the calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  were based in Monte Carlo simulations of the linear accelerator and direct experimental measurements of  $S_{\text{cp}}$ . Accordingly, the  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  were calculated for the mentioned field sizes used for the experimental measurement of the total scatter factors and for the following depths: 1.5, 5.0 and 10.0 cm.

**2.3.1. Monte Carlo model of the Novalis<sup>®</sup> linac and benchmarking.** In this work, the  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  calculation was only performed using the model of the Novalis<sup>®</sup> linear accelerator. The BEAMnrc and DOSXYZnrc codes were used for Monte Carlo simulations of electron and photon transport through the linear accelerator and for the calculation of absorbed dose in water (Rogers *et al* 1995), respectively. The Monte Carlo simulation of small radiation beams requires the accurate determination of the initial electron beam parameters (full width at half maximum (FWHM) and electron energy). As mentioned in the previous section, the reliability of the calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  depends on the accurate Monte Carlo modeling of the linac (also on the quality of the experimental measurements). The Monte Carlo benchmarking of the linac model was performed following the recommendations proposed by Francescon *et al* (2008). Particle phase space data were generated for the smaller beams by using the following electron beam energy and FWHM combinations: 5.9, 6.0 and 6.1 MeV with FWHM from 0.09 to 0.14 cm in steps of 0.01 cm. The BEAMnrc parameters for linac simulations were:  $1 \times 10^8$  histories, selective bremsstrahlung splitting on with 1000 splitting number, and ESAVE = 1.0 MeV. The resulting phase space data was used to calculate dose profiles in water for the smaller fields collimated by the jaws:  $0.5 \times 0.5$  cm and  $1.0 \times 1.0$  cm. The parameters of the DOSXYZnrc simulations were: source to axis distance of 100 cm, depth in water 1.5 cm, voxel dimensions at the isocenter plane of  $0.05 \times 0.05 \times 0.05$  cm with total phantom dimensions of  $30 \times 30 \times 30$  cm, ECUT = 0.521 MeV, PCUT = 0.010 MeV, HOWFARLESS turned on and the photon splitting option was set to 10. The number of histories was set in order to achieve a statistical uncertainty of less than 0.5%. The calculated profiles were compared with experimental measurements performed with the same irradiation set up that was used in the Monte Carlo simulations. The experimental measurements were carried out in a water phantom using the SFD as field detector. The best match between Monte Carlo and measured dose profiles provide the best electron beam parameters that were used for the calculation of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ . Following the above procedure, it was found that a FWHM of 0.15 cm and electron beam energy of 6.1 MeV described correctly the small beam profiles generated by the Novalis<sup>®</sup> LINAC used.

Additionally, simulated  $S_{\text{cp}}$  of the SFD detector were calculated with Monte Carlo simulations using the full model of the SFD detector as described by Cranmer-Sargison *et al* (2011, 2012). For simplicity, only the  $S_{\text{cp}}$  for  $0.5 \times 0.5$  cm,  $1.0 \times 1.0$  cm and  $1.5 \times 1.5$  cm were calculated at 1.5 cm depth in water and a source to axis distance of 100.0 cm. These results were compared with those measured by the SFD for the same field sizes and depth to check the consistency of the semi-empirical method followed in this work with the methodology followed by other authors.



**Figure 2.** Linearity response of the CVD and SFD detectors as a function of absorbed dose to water at 5 cm depth. The solid line shows the linear fit performed to both detectors. The CVD uncertainties were of the size of the symbol. The correlation coefficients for both fits were 0.98 and 1.00 for the SFD and CVD detectors, respectively.

**2.3.2. Backscattered dose contribution.** The dose contribution of the backscatter radiation (BSR) to the monitor unit (MU) ionization chamber has been previously reported in the literature. The magnitude of this contribution may be up to 2.4%, and it is a function of the field size. The contribution of BSR increases as the field size decreases, mainly due to the proximity of the collimator jaws to the MU chamber. Popescu *et al* (2005) developed a procedure to include the effect of BSR that takes into account the dose contribution of the MU chamber model in the Monte Carlo simulation (Popescu *et al* 2005). This method calculates the dose ( $D_0$ ) in the MU chamber without the contribution of the collimator jaws and the dose to the MU chamber is calculated independently for different collimator jaw defined field sizes.

Following this procedure, the calculated  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  must be corrected as follows,

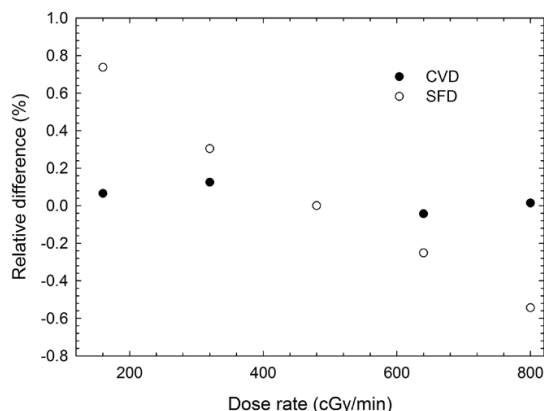
$$\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{*f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}} = \Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}} \times \frac{D_{\text{mon}}^{f_{\text{msr}}}}{D_{\text{mon}}^{f_{\text{clin}}}} \quad (3)$$

where the upper-script ‘\*’ stands for corrected,  $D_{\text{mon}}^{f_{\text{msr}}}$  and  $D_{\text{mon}}^{f_{\text{clin}}}$  are the dose to the MU chamber for the msr and clinical fields, respectively.

### 3. Results

#### 3.1. Response linearity, detector sensitivity and stability

It was found that the CVD showed an excellent stability, since there is no appreciable variation of the associated uncertainties (from 0.11 to 0.21%). Also, it was found that in order to achieve signal stability with a variation of less than 0.2% a pre-irradiation of 1.0 Gy was required. On the other hand, the SFD detector showed a variation in the associated uncertainties from 0.13 to 2.31% after 2 h of consecutive measurements. Figure 2 displays the response of the CVD and SFD detectors as a function of dose. In both cases, a linear function of the form  $y = ax^b$  was fitted to the data. The resulting ‘ $b$ ’ values for each detector were  $0.999 \pm 0.07\%$  and



**Figure 3.** Dose rate-dependence of the CVD and SFD detectors relative to the semiflex (PTW-31010) ionization chamber response. The magnitude of the recombination factor (Pion) for the semiflex was the same for each dose rate within 0.2%.

$1.063 \pm 0.35\%$  for CVD and SFD, respectively. Using the same quasi-linear equation, a sensitivity of  $1.080 \pm 0.005 \text{ nC Gy}^{-1}$  and  $3.640 \pm 0.100 \text{ nC Gy}^{-1}$  for CVD and SFD, respectively, was found.

### 3.2. Dose rate dependence

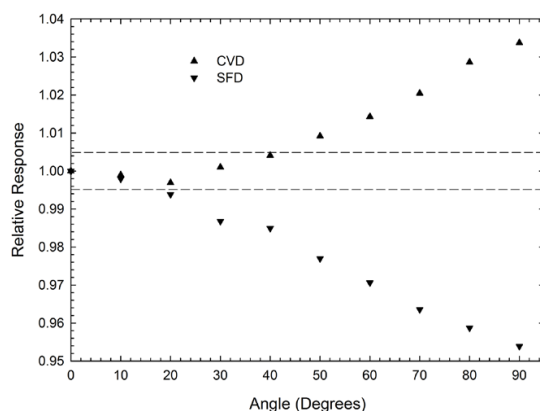
Figure 3 shows the dose rate dependence of the response of CVD and SFD detectors relative to the response of the semiflex ionization chamber. It can be observed that CVD exhibit a maximum dose rate dependence of less than 0.2% (which lies within the experimental uncertainties) while the SFD had a maximum of 0.8% in a range from 160 to  $800 \text{ cGy min}^{-1}$ . Additionally, it was found that differences between PDD curves for each exposure rate did not exceed 1% for CVD and SFD detectors.

### 3.3. Angular response dependence

Figure 4 shows the angular dependence of the CVD and SFD detectors response. The values were normalized against the magnitude of the signal when the detector is irradiated at  $0^\circ$ . It can be observed that the normalized response variation of the CVD detector was within  $1.0 \pm 0.5\%$  from  $0^\circ$  to  $40^\circ$ , while the SFD shows a similar response variation from  $0^\circ$  to  $20^\circ$ . Both detectors had maximum normalized response values at  $90^\circ$ , with a magnitude of 1.034 and 0.946 which corresponds to deviations from unity of 3.4% and 5.4% for CVD and SFD, respectively.

### 3.4. PDD and off-axis profiles

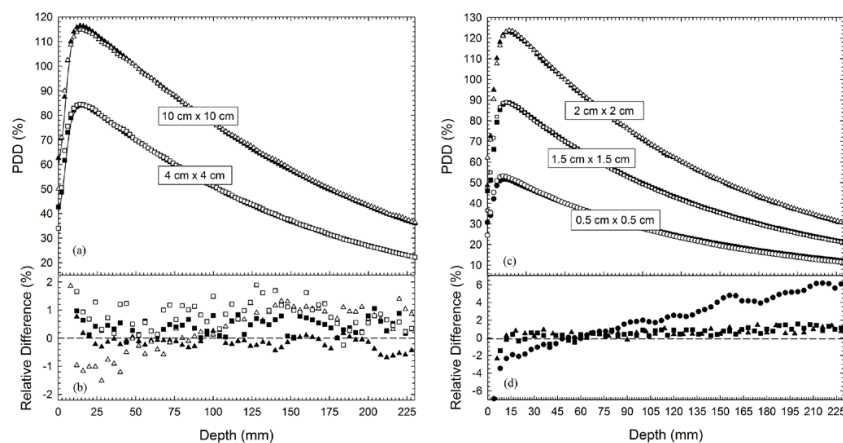
Figures 5 and 6 show the PDD measurement for different field sizes at 6 MV and 15 MV, respectively. It can be observed in figure 5(a) that for 6 MV, the measurements acquired with the CVD detector show a good agreement with those acquired of the semiflex ionization



**Figure 4.** Angular response of the CVD and SFD detectors normalized to their respective measurements at  $0^\circ$ . The dashed lines show a  $\pm 0.5\%$  deviation region.

chamber for the  $10 \times 10$  cm field size. For all depths greater than  $d_{\max}$  (15 mm), the average of the differences is 0.16% within a range of  $-0.68$  to  $+0.25\%$ . For the same field sizes and depths for 6 MV, the SFD detector shows greater deviations from semiflex measurements. The average of the differences is 0.35% within a range of  $-1.51$  to  $+1.39\%$  (range of 2.9%). In the build-up region both, SFD and CVD detectors, show larger differences in the measurements relative to the measurements performed with the semiflex ionization chamber (see figure 5(b)). If the measurement at 0 mm depth is excluded, the average of the differences is 4.2% and 4.0% (maximum deviation of 8.5% and 11.6%) for the CVD and SFD detectors, respectively. This indicates that, compared with other depths, in the build-up region the differences increased by 9.5% and 16.7% for CVD and SFD detectors, respectively. For the CVD detector, the variation differences with depth found for the  $10 \times 10$  cm field showed a similar behavior to the one observed for the  $4 \times 4$  cm field. For the SFD detector, the differences decreased from 2.9 to 1.9% when diminishing the field size from  $10 \times 10$  cm to  $4 \times 4$  cm. Figure 5(c) shows the PDD measured data for the smaller field sizes ( $\leq 2.0$  cm) for 6 MV. In this case, only the comparison between CVD and SFD detectors is shown. It can be observed that the measurements performed with both detectors point to a good agreement between them, better than 2% for both,  $2.0 \times 2.0$  cm and  $1.0 \times 1.0$  cm field sizes. The measurements performed for the field size of  $0.5 \times 0.5$  cm show the largest differences (up to 7%) for depths greater than or equal to  $d_{\max}$ . Moreover, in the build-up region, the differences were also up to 7% between CVD and SFD measurements (figure 5(d)). In the case of PDD measurements performed for 15 MV (see figure 6), it can be observed that the results have the same trend as that found for 6 MV for conventional field sizes ( $\geq 4.0$  cm, see figure 6(a)). For these field sizes, good agreement was found among the CVD, SFD and semiflex measurements (better than 2% after  $d_{\max}$ , see figure 6(b)). Again, the larger differences were present in the build-up region, up to 1.6% and 7.8% for CVD and SFD detectors, respectively. For the smaller field sizes (see figure 6(c)), the agreement between CVD and SFD measurements was better than 1%. The exception was the  $0.5 \times 0.5$  cm field size, where the differences were increased to 11.4% (figure 6(d)).

The off-axis profiles obtained with CVD and SFD detectors for 6 MV are shown in figure 7. Good agreement ( $< 0.5\%$ ) between the CVD and SFD measurements. The higher

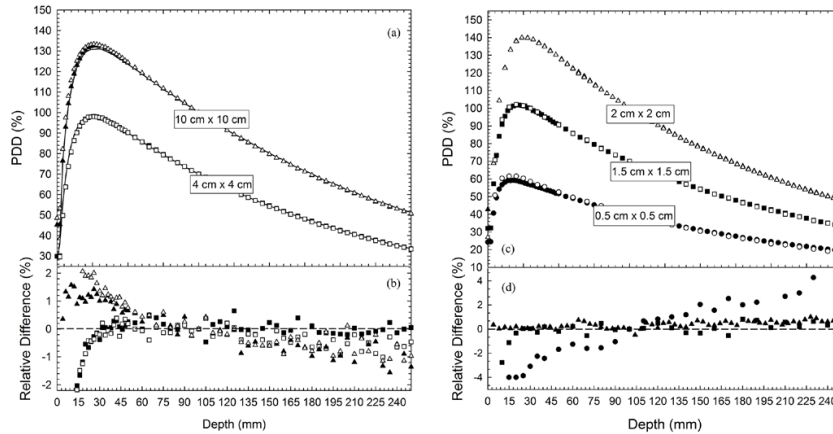


**Figure 5.** (a) PDD curves for the CVD (solid symbols), SFD (open symbols) and semiflex (PTW-31010) ionization chamber (solid line) for two different conventional fields:  $4.0 \times 4.0$  cm (squares) and  $10.0 \times 10.0$  cm (triangles) for a 6 MV photon beam. The PDD curves were normalized arbitrarily at 5.0 cm depth for visualization purposes. (b) Local differences of the CVD and SFD detectors relative to the semiflex measurements. Same symbols from (a) were used. (c) PDD curves for the CVD (solid symbols) and SFD (open symbols) for three small fields:  $0.5 \times 0.5$  cm (circles),  $1.5 \times 1.5$  cm (squares) and  $2.0 \times 2.0$  cm (triangles) for a 6 MV photon beam. The PDD curves were normalized arbitrarily at 5.0 cm depth for visualization purposes. (d) Local differences of the CVD relative to the SFD detector measurements for the small beams. Same symbols from (c) were used. The  $d_{\max}$  for each PDD were 9.9, 12.2, 14.1, 14.5 and 14.9 mm for 0.5, 1.5, 2.0, 4.0 and 10.0 cm field sizes, respectively.

differences between detectors (up to 12.6%) were present at the penumbra region (80–20%), in particular for the smallest field ( $0.5 \times 0.5$  cm). After the penumbra region, the differences were less than or equal to 8% for all field sizes. Table 2 shows the measured beam sizes and beam penumbra (80–20%). From this table it is noticed that both detectors provide the same field size within the uncertainties of the measurement of the actual field size with a caliper ( $\pm 0.025$  cm). Although the beam penumbrae reported by the CVD detector were slightly greater than those measured with the SFD detector for all beam sizes.

### 3.5. Total scatter factors

The  $S_{cp}$  are shown in figure 8 for 6 MV and 15 MV at 1.5 cm and 3.0 cm depth, respectively. For both beam energies, there was a good agreement between the CVD and PP ionization chamber. For standard fields ( $\geq 3$  cm), the agreement was better than 0.5% with the pinpoint ionization chamber measurements. The CVD measurement differs from those of the PP ionization chamber by up to 23% for the smallest field. The measured  $S_{cp}$  with the CVD detector were higher than or equal (within its experimental uncertainties) to the measured  $S_{cp}$  with the PP ionization chamber for all field sizes and beam energies. The measured  $S_{cp}$  values with the SFD detector were systematically lower than those of the CVD detector for both beam energies.

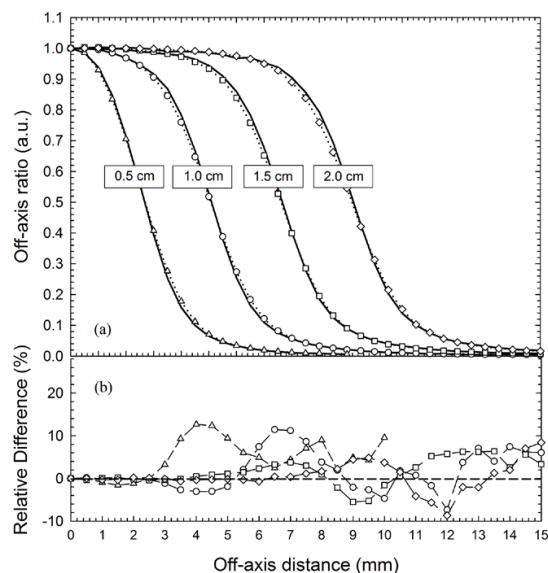


**Figure 6.** (a) PDD curves for the CVD (solid symbols), SFD (open symbols) and semiflex (PTW-31010) ionization chamber (solid line) for two different conventional fields:  $4.0 \times 4.0$  cm (squares) and  $10.0 \times 10.0$  cm (triangles) for a 15 MV photon beam. The PDD curves were normalized arbitrarily at 5.0 depth for visualization purposes. (b) Local differences of the CVD and SFD detectors relative to the semiflex measurements. Same symbols from (a) were used. (c) PDD curves for the CVD (solid symbols) and SFD (open symbols) for three small fields:  $0.5 \times 0.5$  cm (circles),  $1.5 \times 1.5$  cm (squares) and  $2.0 \times 2.0$  cm (triangles) for a 15 MV photon beam. The PDD curves were normalized arbitrarily at 5.0 cm depth for visualization purposes. (d) Local differences of the CVD relative to the SFD detector measurements for the small beams. Same symbols from (c) were used.

### 3.6. Small beam correction factors

**3.6.1. Monte Carlo benchmarking and backscattered dose contribution.** In the process of tuning and benchmarking the Monte Carlo dose profiles, it was necessary to shift 1.0 mm the position CM reference plane of the linac target ( $Z = -0.1$  cm instead of  $Z = 0.0$  cm) in order to get an excellent agreement between the measured and the calculated dose profiles. Figure 9(a) shows the comparison of two calculated profiles calculated at a depth of 1.5 cm in water corresponding with the two linac target positions  $Z = 0.0$  cm and  $Z = -0.1$  cm. It can be observed that the main difference between the profile with the linac target placed at 0.0 cm and the profile with the linac target placed at  $-0.1$  cm lies in the 100–90% dose region and that this shift has a small effect on the profile width. Figure 9(b) displays a comparison between the measured and Monte Carlo calculated profiles for the following electron beam parameters: 0.15 cm for the FWHM and 6.1 MeV for the initial electron beam kinetic energy for target position at  $Z = -0.1$  cm (source to axis distance = 1001 mm). The correct electron beam parameter corresponds to the best match between calculations and measurements for the Novalis<sup>®</sup> linac. On the other hand, Monte Carlo analysis of the backscattered dose contribution to the MU chamber showed that the highest contribution was less than 0.1% for the smallest field size. Based on these results, there was no need to apply the back-scatter correction factor to the Monte Carlo calculated field factors ( $\Omega_{\text{clin}}^{\text{clin}} \Omega_{\text{msr}}^{\text{msr}}$ ).

Table 3 shows the Monte Carlo calculated and measured  $S_{\text{cp}}$  for the SFD detector. It can be observed that the agreement between measurements and Monte Carlo simulations are within



**Figure 7.** (a) Off-axis profiles acquired with the CVD (open symbols) and SFD (solid line) detectors along the X-Jaws for the small fields. (b) The differences of CVD detector relative to the SFD measurements. The dotted and dashed lines are shown for visual reference. Same symbols from the upper panel were used.

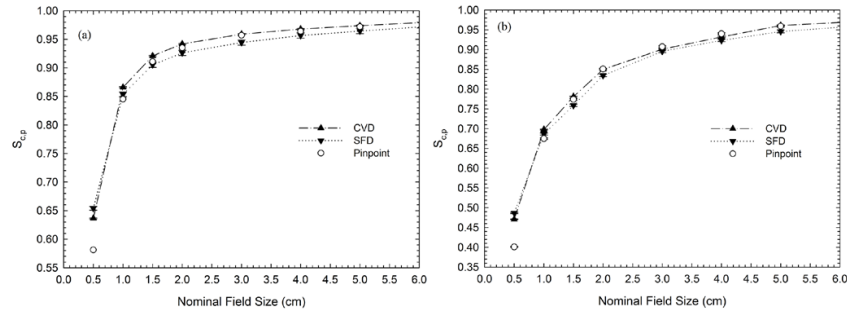
**Table 2.** Measured field size and beam penumbra (80–20%) of the off-axis profiles showed in figure 7.

| Nominal field size (cm) | Actual field size (cm) <sup>a</sup> | Profile field size (cm) |      | Beam penumbrae (mm) |      |
|-------------------------|-------------------------------------|-------------------------|------|---------------------|------|
|                         |                                     | CVD                     | SFD  | CVD                 | SFD  |
| 0.5                     | 0.57                                | 0.53                    | 0.54 | 2.31                | 2.17 |
| 1.0                     | 1.05                                | 1.01                    | 1.02 | 2.64                | 2.52 |
| 1.5                     | 1.55                                | 1.52                    | 1.53 | 2.81                | 2.62 |
| 2.0                     | 2.05                                | 2.04                    | 2.05 | 2.94                | 2.79 |

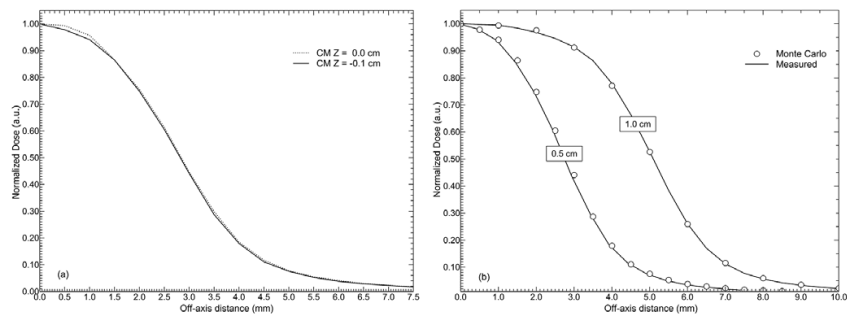
<sup>a</sup> The uncertainty associated to the measurement of the actual field size is  $\pm 0.025$  cm.

1.5%. These results are consistent with those reported by Cranmer-Sargison *et al* (2011). The origin of these differences may be attributed to incorrect initial electron beam parameters (Cranmer-Sargison *et al* 2011), incorrect specification of the detector model (Francescon *et al* 2012), or a combination of both. For the above reason, this work followed the equation (3) to estimate  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ . However, further research is necessary to define the impact of this uncertainties in the determination of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ .

**3.6.2. Calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ .** Table 4–6 contains the Monte Carlo calculated field factors ( $Q_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) and the estimated small beam correction factors ( $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) as a function of the nominal field size for the 6 MV beam for 1.5, 5.0 and 10.0 depths in water. A  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  close to



**Figure 8.** Total scatter factors measured at 1.5 and 3.0 cm depth and with a SSD of 98.5 and 97 cm for a 6 MV (a) and 15 MV (b) high energy photon beams, respectively. The uncertainties are of the size of the symbols. The dotted and dashed lines are shown for visualization purposes. The use of the PP chamber is not recommended for field sizes less than 1.5 cm, however it is displayed for completeness.



**Figure 9.** (a) Comparison between Monte Carlo calculated dose profiles corresponding to non- and shifted CM plane of the linac target corresponding to  $Z = 0.0$  and  $-0.1$  cm, respectively. (b) Benchmarking of the Monte Carlo simulation of the nominal 0.5 and 1.0 cm field sizes. The difference in the width between Monte Carlo and measured profiles is less than the uncertainty of the instrument used to measure the optical field size.

**Table 3.** Monte Carlo calculated and measured  $S_{cp}$  for the SFD detector for three small beams:  $0.5 \times 0.5$  cm,  $1.0 \times 1.0$  cm and  $1.5 \times 1.5$  cm field size. The calculation of the  $S_{cp}$  included the full model of the detector (Cranmer-Sargison *et al* 2012). The calculation and measurement depth was 1.5 cm with a source to axis distance of 100.0 cm. The reported uncertainty is  $1\sigma$  for Monte Carlo and measurements.

| Nominal Field Size (cm) | $S_{cp}$           |                    | Difference (%) |
|-------------------------|--------------------|--------------------|----------------|
|                         | Monte Carlo        | Measured           |                |
| 0.5                     | $0.655 \pm 0.62\%$ | $0.654 \pm 0.47\%$ | 0.15           |
| 1.0                     | $0.866 \pm 0.63\%$ | $0.854 \pm 0.51\%$ | 1.40           |
| 1.5                     | $0.914 \pm 0.65\%$ | $0.905 \pm 0.49\%$ | 0.99           |

**Table 4.** Monte Carlo calculated field factors ( $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) and estimated beam correction factors ( $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) as indicated in equation (3) using the scatter factor measured by each detector for a x-ray beam of 6MV at 1.5 cm depth. The calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values for the semiflex chamber are shown for reference. The reported uncertainty for each value is the  $1\sigma$  of the expanded uncertainty of the measured and calculated quantities.

| Nominal field size (cm) | $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ | $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ |               |               |               |
|-------------------------|--|---|---------------|---------------|---------------|
|                         |  | CVD   | SFD           | PP            | Semiflex      |
| 0.5                     | 0.652 ± 0.45%  | 1.024 ± 0.64%   | 0.997 ± 0.69% | 1.123 ± 0.66% | —             |
| 1.0                     | 0.858 ± 0.46%  | 0.991 ± 0.69%   | 1.003 ± 0.66% | 1.014 ± 0.70% | —             |
| 1.5                     | 0.920 ± 0.47%  | 0.999 ± 0.68%   | 1.012 ± 0.70% | 1.010 ± 0.71% | —             |
| 2.0                     | 0.945 ± 0.48%  | 1.004 ± 0.70%   | 1.018 ± 0.69% | 1.011 ± 0.68% | —             |
| 3.0                     | 0.962 ± 0.48%  | 1.005 ± 0.68%   | 1.019 ± 0.68% | 1.007 ± 0.66% | 1.001 ± 0.68% |
| 4.0                     | 0.972 ± 0.45%  | 1.005 ± 0.66%   | 1.017 ± 0.69% | 1.009 ± 0.68% | 1.001 ± 0.70% |
| 5.0                     | 0.977 ± 0.57%  | 1.003 ± 0.62%   | 1.013 ± 0.64% | 1.005 ± 0.69% | 0.998 ± 0.68% |

**Table 5.** Monte Carlo calculated field factors ( $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) and estimated beam correction factors ( $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) as indicated in equation (3) using the scatter factor measured by each detector for a x-ray beam of 6MV at 5.0 cm depth. The calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values for the semiflex chamber are shown for reference. The reported uncertainty for each value is the  $1\sigma$  of the expanded uncertainty of the measured and calculated quantities.

| Nominal field size (cm) | $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ | $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ |               |               |               |
|-------------------------|--|---|---------------|---------------|---------------|
|                         |  | CVD   | SFD           | PP            | Semiflex      |
| 0.5                     | 0.589 ± 0.26%  | 1.027 ± 0.51%   | 1.002 ± 0.54% | 1.156 ± 0.56% | —             |
| 1.0                     | 0.787 ± 0.25%  | 0.988 ± 0.48%   | 1.018 ± 0.51% | 1.014 ± 0.49% | —             |
| 1.5                     | 0.853 ± 0.27%  | 0.993 ± 0.49%   | 1.025 ± 0.56% | 1.009 ± 0.52% | —             |
| 2.0                     | 0.890 ± 0.28%  | 1.004 ± 0.50%   | 1.024 ± 0.56% | 1.007 ± 0.55% | —             |
| 3.0                     | 0.918 ± 0.23%  | 1.001 ± 0.45%   | 1.026 ± 0.48% | 1.005 ± 0.50% | 1.001 ± 0.43% |
| 4.0                     | 0.940 ± 0.27%  | 1.003 ± 0.53%   | 1.025 ± 0.52% | 1.005 ± 0.54% | 1.003 ± 0.49% |
| 5.0                     | 0.957 ± 0.30%  | 1.006 ± 0.52%   | 1.024 ± 0.59% | 1.008 ± 0.60% | 1.003 ± 0.47% |

unity means that the measured scatter factor with the specified detector is a good approximation of the field factor calculated in water with the Monte Carlo simulation. From table 4, it can be observed that the estimated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values for the CVD detector were close to unity and varied within 1% between field sizes from 1 to 5 cm. A larger difference was found for the smallest field, where the  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  indicates a deviation of about 3%. The SFD showed the largest deviations compared with CVD, PP and semiflex detectors. The deviations found were between 1 to 2% for conventional field sizes  $\geq 1.5$  cm. However, the calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  for the SFD detectors for the smallest field sizes (0.5 and 1.0 cm) were the closest to unity ( $\leq 0.5\%$ ) among the studied detectors. In general, the ionization chambers show  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values with deviations  $\leq 1.5\%$  for field sizes between 1.5 to 5 cm. In the case of the semiflex ionization chamber, the agreement between  $S_{\text{cp}}$  and  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  was better than 0.5% for field sizes  $\geq 3.0$  cm. The PP ionization chamber showed the highest deviation with  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  (12.9%) for the smallest field size (0.5 × 0.5 cm). Tables 5 and 6 show that the  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  for all the detectors exhibit a weak dependence with depth ( $< 1.5\%$ ).

**Table 6.** Monte Carlo calculated field factors ( $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) and estimated beam correction factors ( $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) as indicated in equation (3) using the scatter factor measured by each detector for a x-ray beam of 6MV at 10.0 cm depth. The calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values for the semiflex chamber are shown for reference. The reported uncertainty for each value is the  $1\sigma$  of the expanded uncertainty of the measured and calculated quantities.

| Nominal field size (cm) | $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ | $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ |                    |                    |                    |
|-------------------------|--|---|--------------------|--------------------|--------------------|
|                         |  | CVD   | SFD                | PP                 | Semiflex           |
| 0.5                     | $0.534 \pm 0.27\%$   | $1.029 \pm 0.52\%$  | $1.006 \pm 0.63\%$ | $1.155 \pm 0.57\%$ | —                  |
| 1.0                     | $0.722 \pm 0.27\%$   | $0.987 \pm 0.53\%$  | $1.024 \pm 0.57\%$ | $1.016 \pm 0.55\%$ | —                  |
| 1.5                     | $0.787 \pm 0.29\%$   | $0.991 \pm 0.59\%$  | $1.026 \pm 0.66\%$ | $1.003 \pm 0.63\%$ | —                  |
| 2.0                     | $0.822 \pm 0.32\%$   | $1.001 \pm 0.64\%$  | $1.026 \pm 0.68\%$ | $1.004 \pm 0.65\%$ | —                  |
| 3.0                     | $0.861 \pm 0.25\%$   | $1.000 \pm 0.48\%$  | $1.027 \pm 0.52\%$ | $1.003 \pm 0.53\%$ | $1.002 \pm 0.46\%$ |
| 4.0                     | $0.890 \pm 0.29\%$   | $1.002 \pm 0.61\%$  | $1.025 \pm 0.65\%$ | $1.004 \pm 0.66\%$ | $1.002 \pm 0.55\%$ |
| 5.0                     | $0.915 \pm 0.33\%$   | $1.003 \pm 0.69\%$  | $1.026 \pm 0.70\%$ | $1.005 \pm 0.71\%$ | $0.999 \pm 0.62\%$ |

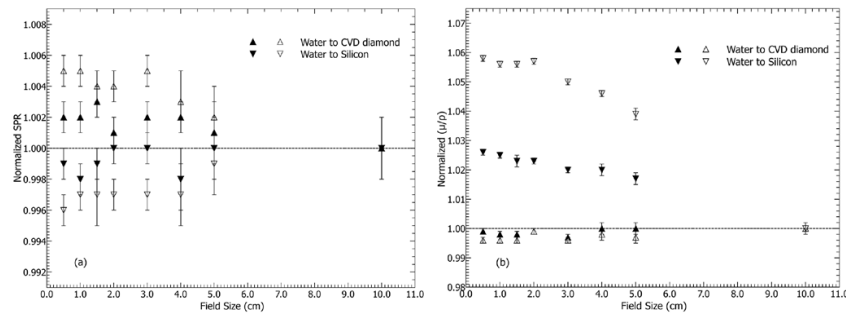
#### 4. Discussion

The results presented in this work indicate that the CVD detector response has an excellent linearity, better than the SFD detector. The CVD detector requires a pre-irradiation of 1.0 Gy to get a signal stability and reproducibility with deviations less than 0.2%, showing a better signal stability than the SFD detector (2.48%) for the same dose interval. The pre-irradiation dose is mainly determined by two effects: by filling deep traps in the CVD crystal and by radiation induced conductivity in the insulating materials used for the detector encapsulation (Ciancaglioni *et al* 2012). The CVD detector response has also negligible dose rate dependence (0.2%) compared with the response of the semiflex ionization chamber. The above result is an improvement over natural diamond detectors which used to have a dose rate dependence of up to 4.3% (Hoban *et al* 1994, Rustgi 1995, Rustgi and Frye 1995). In contrast with SFD, the CVD detector response has lower angular dependence for a wide angular interval (less than 0.5% in 40°).

The performance of the CVD detector in the 6MV beam is comparable within 1% (local difference) to that of the semiflex ionization chamber for the measurement of PDD in conventional radiotherapy beams past the build-up region, whereas the SFD detector showed differences up to 2%. The SFD differences may be due to the energy dependence of the SFD detector, which over-responds to low energy photons present in these fields. When the same detectors are irradiated with 15 MV, for the PDD measurements, the agreement between CVD and the semiflex chamber improves and even the SFD diode differences decrease to about 1%. For the PDDs of the small photon beams, there is a good agreement between CVD and SFD detectors down to  $1.0 \times 1.0$  cm field size. The higher discrepancies appear for the  $0.5 \times 0.5$  cm field size and may be attributed to partial volume averaging of the CVD detector that is noticeable for depths less than 5.0 cm (the depth where the field size is defined), which cause a drop in the signal compared to greater depths for both photon beam energies. Overall, the differences found at the build-up region were up to 9.5%. The best agreement was found between CVD and SFD, suggesting that the higher spatial resolution of both detectors is an advantage for the correct characterization of PDD curves at the build-up region (Ding 2002). Further research with Monte Carlo simulations is required to understand the behavior of CVD and SFD detectors in build-up conditions.

The off-axis profile measurements that were performed with CVD showed discrepancies with the SFD measurements up to 12.6% (local difference). These differences were mainly located in the penumbra region, where a high dose gradient is present. The values reported in table 2 confirm this observation. The beam penumbra measured by the CVD detector was systematically greater than those reported by the SFD. The above results are consistent with partial volume averaging due to the differences in the cross section diameter of each detector (Laub and Wong 2003). However, the differences between the measured beam penumbrae are less than 0.5 mm. These differences are less than a typical voxel size (about 2.0 mm) used in clinical treatment planning, which suggests that the partial volume effect of the CVD detector observed in the profile measurements is negligible. Although no comparisons with PP were performed in this work (with the exception of  $S_{cp}$ ), previous results reported in the literature found that the differences between CVD and PP detectors are smaller than 0.5% (relative to the dose at the central beam axis) for field sizes from  $1.0 \times 1.0$  to  $10.0 \times 10.0$  cm (Ciancaglioni *et al* 2012). The above may be attributed to the fact that the two detectors have similar cross sectional diameter (see table 1). The measured  $S_{cp}$  values followed a trend similar to OAR and PDD measurements. Also, a good agreement was found between the CVD and PP ionization chambers for field sizes from 1.5 to 5.0 cm and 1.0 to 5.0 cm at 6 MV and 15 MV, respectively. The agreement is better for 15 than for 6 MV photons. This result is consistent with previously published  $S_{cp}$  values by Ciancaglioni *et al* (2012) for 10 MV photon beams. The  $S_{cp}$  measured with the SFD detector at 6 MV were systematically lower from those measured with the CVD and PP detectors for field sizes  $\geq 1.0$  cm. The trend showed by the SFD detector may be due to its higher over-response to the low energy photons present in the reference field. Accordingly, the opposite was observed for the smallest field at both beam energies, where the SFD showed a higher  $S_{cp}$  value than the CVD and PP detectors.

The  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  values calculated for the CVD detector (see tables 4–6) were close to unity regardless of depth and for the field sizes between 1.0 and 5.0 cm. This result is expected, since the changes in restricted stopping power ratios and mass absorption coefficients of diamond are negligible as a function of field size and depth (Mobit and Sandison 1999). The validity of the above statement was confirmed by the Monte Carlo calculation of the restricted mass stopping power ratios ( $L/\rho$ ) and mass absorption coefficients ( $\mu_{en}/\rho$ ) of CVD for the beam qualities used in this work. For this purpose, the Monte Carlo code SPRZnrc was used for the calculation of  $L/\rho$ , and FLURZnrc and  $g$  were used for the calculation of  $\mu_{en}/\rho$ . For the calculation of  $\mu_{en}/\rho$ , photon energy spectra were calculated at the depth of interest for each field size. The resulting calculated spectra were used by the code  $g$  to calculate the  $\mu_{en}/\rho$  for each field size. Figure 10 shows the restricted mass stopping power ratios and mass absorption coefficients of CVD normalized to its corresponding values calculated for the field size of side  $10.0 \times 10$  cm. It can be observed that the change in the restricted mass stopping power ratios and mass absorption coefficients relative to the 10.0 cm field is negligible. Also for all the detectors used in this work, it was clear that the magnitude of  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  trends to decrease as the field size decreases (with the exception of the SFD detector). The existing differences may be partially attributed to the partial volume averaging of the CVD and PP detectors. A Monte Carlo simulation was further carried out with the aim of assessing the magnitude of the partial volume effect of the CVD. For a  $0.5 \times 0.5$  cm field size, a DOSXYZnrc simulation in water of the smallest field was performed with a voxel size of  $0.186 \times 0.186 \times 0.05$  cm (an area equivalent to the cross section of the CVD). The results of this simulation indicate that the magnitude of the partial volume effect is 1.022. If the  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  values are divided by 1.022 the resulting beam correction factors are close from unity for all the studied depths. However, full understanding of these discrepancies requires the use of Monte Carlo simulations which



**Figure 10.** (a) Normalized restricted stopping power ratios, and (b) normalized mass absorption coefficients as a function of field size for the depths in water of 1.5 (solid symbols) and 10.0 cm (open symbols). The normalization was relative to the calculated values of the restricted stopping power ratios and mass absorption coefficients for the  $10 \times 10$  cm reference field. In the case of the restricted stopping power ratios, the normalization values for CVD were 1.126 and 1.124 at 1.5 cm and 10.0 cm of depth, respectively. For silicon, the normalization values were 1.273 and 1.275 at 1.5 cm and 10.0 cm of depth, respectively. In the case of mass absorption coefficients, the normalization values for CVD were 1.115 and 1.124 at 1.5 cm and 10.0 cm of depth, respectively. For silicon, the normalization values were 1.062 and 1.027 at 1.5 cm and 10.0 cm of depth, respectively.

**Table 7.** Published data and differences (within parenthesis) between the  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  calculated in this work and those reported by Cranmer-Sargison *et al* (2011) for the SFD detector and by Francescon *et al* (2011) for the PP detector. The data presented in this work for the SFD detector was re-normalized using a machine specific field size (msr) of 5.0 cm to allow the comparison. The data reported by Cranmer-Sargison *et al* (2011) corresponds to a 6 MV photon beam from a Varian iX linac. The data reported by Francescon *et al* (2011) was calculated using a msr of 10.0 cm and it corresponds to a 6 MV photon beam from the average of two linear accelerators (Siemens Primus and Elekta Sinergy).

| Nominal field size (cm) | SFD                        |                             |                             | PP               |
|-------------------------|----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------|
|                         | at 1.5 cm depth            | at 5.0 cm depth             | at 10.0 cm depth            | at 10.0 cm depth |
| 0.5                     | 0.971 (−1.4%) <sup>a</sup> | 0.971 (−0.77%) <sup>a</sup> | 0.975 (−0.58%) <sup>a</sup> | 1.128 (−1.3%)    |
| 1.0                     | 0.992 (0.1%)               | 0.996 (0.18%)               | 1.001 (0.29%)               | 1.024 (0.7%)     |
| 1.5                     | 0.996 (−0.2%) <sup>b</sup> | 0.997 (−0.37%) <sup>b</sup> | 1.002 (0.24%) <sup>b</sup>  | 1.005 (0.1%)     |
| 3.0                     | 1.005 (0.0%)               | 1.001 (−0.06%)              | 1.005 (0.48%)               | 1.000 (−0.3%)    |

<sup>a</sup> The data was linearly interpolated from Cranmer-Sargison *et al* (2011) using a field size of 0.57 cm.

<sup>b</sup> The data was linearly interpolated from Cranmer-Sargison *et al* (2011) using a field size of 1.55 cm.

include the actual model of the detectors. The direct comparison of the  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  calculated in this work with those reported in the literature is a difficult task due to the variety of radiation sources, experimental setups, machine specific reference field used and the employed detectors. In the case of the SFD and PP detectors, the following field sizes 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 and 3.0 cm can be compared with those reported by Cranmer-Sargison *et al* (2011) and Francescon *et al* (2011). Table 7 shows the local relative difference between the available reported values

in the literature. Interestingly enough, a good agreement can be observed (<1.5%) between the  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  reported in this work and those reported by Cranmer-Sargison *et al* (2011) and Francescon *et al* (2011) for the SFD and PP detectors, respectively. It is important to notice, that the approach used in this work to calculate  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is semi-empirical (Monte Carlo + experimental, following the recommendations of Francescon *et al* 2008) while the approach used by the other authors is entirely Monte Carlo based, the linac and detectors (Francescon *et al* 2011 2012, Cranmer-Sargison *et al* 2012, Czarnecki and Zink 2013, Benmakhlof *et al* 2014). These results point to validation of the methodology presented in this work, showing also that the calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  are consistent for the same detector when it is irradiated by different radiation sources using the same field size. This finding may be of important relevance for the practical implementation of the newly formalism in the clinical practice.

## 5. Conclusions

The CVD diamond detector was found to be an excellent dosimeter for the characterization of small and conventional radiotherapy beams for the field sizes and photon energies studied in this work. The synthetic diamond detector had high linearity, low angular and negligible dose rate dependence, and its response was energy independent within 1% for field sizes from 1.0 to 5.0 cm. The synthetic diamond detector showed partial volume averaging in the measurement of PDD, off-axis profiles and total scatter factors compared with high spatial resolution silicon diode for the characterization of a 0.5 cm field size. The results of this work were consistent with those provided by other authors who evaluated a prototype of the CVD detector for the dosimetry of high energy photon beams. This work provides new data showing the performance of the CVD detector compared against a high spatial resolution silicon diode. It also presents a comparison of the CVD small beam corrections factors with those of diode and ionization chamber for 6 MV photon beams.

## Acknowledgments

The present work was funded by the National Council of Science and Technology (CONACYT) through the grant SALUD-2012-01-181822. Also, the authors give thanks to Mercedes Rodríguez-Villafuerte, PhD for manufacturing the accessory used to control the angular position of the detectors, and to professor Salvador Cruz, PhD for his valuable comments and critical review of the manuscript.

## References

- Alfonso R *et al* 2008 A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields *Med. Phys.* **35** 5179–86
- Almaviva S *et al* 2010 Chemical vapor deposition diamond based multilayered radiation detector: physical analysis of detection properties *J. Appl. Phys.* **107** 014511
- Almaviva S, Marinelli M, Milani E, Tucciarone A, Verona-Rinati G, Consorti R, Petrucci A, De Notaristefani F and Ciancaglion I 2008 Synthetic single crystal diamond diodes for radiotherapy dosimetry *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **594** 273–7
- Benmakhlof H, Sempau J and Andreo P 2014 Output correction factors for nine small field detectors in 6 MV radiation therapy photon beams: a PENELOPE Monte Carlo study *Med. Phys.* **41** 041711
- Betzel G T, Lansley S P, Baluti F, Reinisch L and Meyer J 2010 Operating parameters of CVD diamond detectors for radiation dosimetry *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **614** 130–6

- Bucciolini M, Banci Buonamici F, Mazzocchi S, De Angelis C, Onori S and Cirrone G A P 2003 Diamond detector versus silicon diode and ion chamber in photon beams of different energy and field size *Med. Phys.* **30** 2149–54
- Bucciolini M et al 2005 Diamond dosimetry: outcomes of the CANDIDO and CONRAD INFN projects *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **552** 189–96
- Ciancagliani I, Marinelli M, Milani E, Prestopino G, Verona C, Verona-Rinati G, Consorti R, Petrucci A and De Notaristefani F 2012 Dosimetric characterization of a synthetic single crystal diamond detector in clinical radiation therapy small photon beams *Med. Phys.* **39** 4493–501
- Cranmer-Sargison G, Weston S, Evans J A, Sidhu N P and Thwaites D I 2011 Implementing a newly proposed Monte Carlo based small field dosimetry formalism for a comprehensive set of diode detectors *Med. Phys.* **38** 6592–602
- Cranmer-Sargison G, Weston S, Evans J A, Sidhu N P and Thwaites D I 2012 Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization *Phys. Med. Biol.* **57** 5141–53
- Czarnecki D and Zink K 2013 Monte Carlo calculated correction factors for diodes and ion chambers in small photon fields *Phys. Med. Biol.* **58** 2431–44
- De Angelis C, Onori S, Pacilio M, Cirrone G A P, Cuttone G, Raffaele L, Bucciolini M and Mazzocchi S 2002 An investigation of the operating characteristics of two PTW diamond detectors in photon and electron beams *Med. Phys.* **29** 248–54
- Di Venanzio C, Marinelli M, Milani E, Prestopino G, Verona C, Verona-Rinati G, Falco M D, Bagalà P, Santoni R and Pimpinella M 2013 Characterization of a synthetic single crystal diamond Schottky diode for radiotherapy electron beam dosimetry *Med. Phys.* **40** 021712
- Ding G X 2002 Dose discrepancies between Monte Carlo calculations and measurements in the buildup region for a high-energy photon beam *Med. Phys.* **29** 2459–63
- Francescon P, Cora S and Cavedon C 2008 Total scatter factors of small beams: a multidetector and Monte Carlo study *Med. Phys.* **35** 504–13
- Francescon P, Cora S and Satariano N 2011 Calculation of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{\text{lin}}$  for several small detectors and for two linear accelerators using Monte Carlo simulations *Med. Phys.* **38** 6513–27
- Francescon P, Kilby W, Satariano N and Cora S 2012 Monte Carlo simulated correction factors for machine specific reference field dose calibration and output factor measurement using fixed and iris collimators on the CyberKnife system *Phys. Med. Biol.* **57** 3741–58
- Guerrero M J, Tromson D, Rebisz M, Mer C, Bazin B and Bergonzo P 2004 Requirements for synthetic diamond devices for radiotherapy dosimetry applications *Diam. Relat. Mater.* **13** 2046–51
- Hoban P W, Heydari M, Beckham W A and Beddoe A H 1994 Dose rate dependence of a PTW diamond detector in the dosimetry of a 6MV photon beam *Phys. Med. Biol.* **39** 1219–29
- Laub W U and Wong T 2003 The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT *Med. Phys.* **30** 341–7
- Mobit P N and Sandison G A 1999 An EGS4 Monte Carlo examination of the response of a PTW-diamond radiation detector in megavoltage electron beams *Med. Phys.* **26** 839–44
- Popescu I A, Shaw C P, Zavgorodni S F and Beckham W A 2005 Absolute dose calculations for Monte Carlo simulations of radiotherapy beams *Phys. Med. Biol.* **50** 3375–92
- Rogers D W O, Faddegon B A, Ding G X, Ma C M, We J and Mackie T R 1995 BEAM: a Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units *Med. Phys.* **22** 503–24
- Rustgi S N 1995 Evaluation of the dosimetric characteristics of a diamond detector for photon beam measurements *Med. Phys.* **22** 567–70
- Rustgi S N and Frye D M D 1995 Dosimetric characterization of radiosurgical beams with a diamond detector *Med. Phys.* **22** 2117–21
- Tranchant N, Tromson D, Descamps C, Isambert A, Hamrita H, Bergonzo P and Nesladek M 2008 High mobility single crystal diamond detectors for dosimetry: application to radiotherapy *Diam. Relat. Mater.* **17** 1297–301
- Vatnitsky S and Järvinen H 1993 Application of a natural diamond detector for the measurement of relative dose distributions in radiotherapy *Phys. Med. Biol.* **38** 173–84
- Wilcox E E and Daskalov G M 2007 Evaluation of GAFCHROMIC® EBT film for CyberKnife® dosimetry *Med. Phys.* **34** 1967–74

## Experimental determination of field factors $(\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}})$ for small radiotherapy beams using the daisy chain correction method

José Manuel Lárraga-Gutiérrez<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Física, Universidad Autónoma Metropolitana, Unidad Iztapalapa, México, D.F., México

<sup>2</sup> Laboratorio de Física Médica, Instituto Nacional de Neurlogía y Neurocirugía, Insurgentes sur 3877, México, D.F., C.P. 14269, México

E-mail: [jlarraga@innn.edu.mx](mailto:jlarraga@innn.edu.mx) and [www.innn.salud.gob.mx](http://www.innn.salud.gob.mx)

Received 23 February 2015, revised 25 May 2015

Accepted for publication 4 June 2015

Published 10 July 2015



CrossMark

### Abstract

Recently, Alfonso *et al* proposed a new formalism for the dosimetry of small and non-standard fields. The proposed new formalism is strongly based on the calculation of detector-specific beam correction factors by Monte Carlo simulation methods, which accounts for the difference in the response of the detector between the small and the machine specific reference field. The correct calculation of the detector-specific beam correction factors demands an accurate knowledge of the linear accelerator, detector geometry and composition materials. The present work shows that the field factors in water may be determined experimentally using the daisy chain correction method down to a field size of  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$  for a specific set of detectors. The detectors studied were: three mini-ionization chambers (PTW-31014, PTW-31006, IBA-CC01), three silicon-based diodes (PTW-60018, IBA-SFD and IBA-PFD) and one synthetic diamond detector (PTW-60019). Monte Carlo simulations and experimental measurements were performed for a 6 MV photon beam at 10 cm depth in water with a source-to-axis distance of 100 cm. The results show that the differences between the experimental and Monte Carlo calculated field factors are less than 0.5%—with the exception of the IBA-PFD—for field sizes between  $1.5\text{ cm} \times 1.5\text{ cm}$  and  $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ . For the  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$  field size, the differences are within 2%. By using the daisy chain correction method, it is possible to determine measured field factors in water. The results suggest that the daisy chain correction method is not suitable for measurements performed with the IBA-PFD detector. The latter is due to the presence of tungsten powder in the detector encapsulation material. The use of Monte Carlo calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is encouraged for field sizes less than or equal to  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$  for the dosimeters used in this work.

Keywords: Monte Carlo simulations, small beam dosimetry, correction factors, synthetic diamond detector, non-equilibrium dosimetry, daisy chain method

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

## 1. Introduction

The physical challenges present in the dosimetry of small radiotherapy beams have been reported by several authors in the literature: lack of lateral electronic equilibrium, partial occlusion of the focal spot, availability of small detectors, overlapping of the field penumbrae, non-tissue equivalence and response energy dependence of the available detectors, among others. Alfonso *et al* (2008) proposed a new formalism for the dosimetry of small and non-standard fields. This proposed new formalism is based on the calculation of detector-specific beam correction factors ( $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) which account for the difference in the detector response between the small and machine specific reference field. The calculation of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is commonly performed with Monte Carlo simulations, which require accurate models of both the radiation source and the detector of interest. It has been reported that it is necessary to modify linear accelerator components and/or detector material densities in the Monte Carlo simulation to match experimental measurements with calculations (Francescon *et al* 2008, 2012). It would be useful if vendors of linear accelerators and radiation detectors could make complete information concerning linac and dosimeter construction more widely available.

Since the aforementioned introduction of the new formalism, there have been several publications reporting  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values for a large set of radiation detectors and radiation sources (Francescon *et al* 2011, 2012, Cranmer-Sargison *et al* 2011, Czarnecki and Zink 2013, Benmakhlof *et al* 2014). The authors of these works have highlighted that the accuracy of the calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  strongly depends on: (1) the correct parametrization of the radiation source (Cranmer-Sargison *et al* 2011, Czarnecki and Zink 2013, Benmakhlof *et al* 2014), and (2) accurate knowledge of the density of each detector component (Francescon *et al* 2012). Accordingly, the impact of the uncertainties associated with Monte Carlo simulations in the dosimetry of small photon beams remains unknown (Benmakhlof *et al* 2014). Francescon *et al* (2011, 2012) discussed the impact of Type B uncertainties in the calculation of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values with Monte Carlo simulations. They concluded that Type B uncertainties—arising from the use of Monte Carlo methods—may contribute to the overall uncertainty of the field factors up to 0.6%.

However, before the publication of the new formalism, one way to overcome the problems of the dosimetry of small photon beams in the clinical practice was the use of the daisy chain correction method (Dieterich and Sherouse 2011). This method uses a cross-normalization of the detector for small beam dosimetry with a reference class detector—such as an ionization chamber—in a field of intermediate size (where lateral charged particle equilibrium exists). From the above discussion, it is clear that the Type B uncertainties arising in the experimental determination are different from those arising in the Monte Carlo determination. The Type B uncertainties associated with the daisy chain correction method are related to detector positioning, signal correction factors (e.g. recombination, polarity, etc), beam quality correction factors ( $k_Q$ ) of the intermediate detector, perturbation factors due to the presence of the detector and stem effects, among others. Further research is required to

establish the impact of Type B (Monte Carlo and experimental methods) uncertainties in the dosimetry of small photon beams.

The goal of the daisy chain correction method is to compensate for the response of the detectors due to the spectral variations between small and conventional fields (Dieterich and Sherouse 2011). The daisy chain correction technique has only been applied to measurements made with the stereotactic field diode (SFD, IBA-Dosimetry, Germany), while other silicon diode detectors did not show any significant change in the results of the measurement of total scatter factors (Dieterich and Sherouse 2011). However, to the author's knowledge, to date there is no report on the accuracy of the daisy chain correction method in the context of the new formalism.

The aforementioned difficulties are still to be solved and pose the need for further analysis, which is the aim of this work. Specifically, the goals of this work are: (a) to understand the daisy chain correction method in the context of the new formalism, (b) to provide a comprehensive set of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values for seven radiation detectors irradiated with a 6 MV photon beam at 10 cm depth in water and (c) to propose the use of the daisy chain correction method for the determination of the field factors ( $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) in water as an alternative to the use of Monte Carlo calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  for a specific set of detectors and field sizes. In principle, the experimental approach implicitly takes into account variations in the radiation source and detector design that may impact the magnitude of the overall uncertainty of the field factors.

## 2. Materials and methods

Section 2.1 presents a detailed summary of the new formalism (Alfonso *et al* 2008) for the dosimetry of small radiotherapy beams and the rationale behind the daisy chain correction method. Sections 2.2 and 2.3 show the daisy chain correction method and its relation with the new formalism. In section 2.4, a recently reported methodology for the Monte Carlo determination of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is briefly described (Lárraga-Gutiérrez *et al* 2015). Section 2.5 shows a detailed description of the detectors used and the experimental setup for the measurement of total scatter factors.

### 2.1. The new formalism

According to the proposed new formalism for the dosimetry of small and non-standard fields (Alfonso *et al* 2008), the absorbed dose at a depth  $d$  in water for a small field of size  $f_{\text{clin}}$  and beam quality  $Q_{\text{clin}}$  is related to the absorbed dose for a machine specific reference field of size  $f_{\text{msr}}$  and beam quality  $Q_{\text{msr}}$  by:

$$D_{w, Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}} = \Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}} D_{w, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{msr}}} \quad (1)$$

where  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is called the field factor, which is the fraction of the dose delivered by the clinical field of size  $f_{\text{clin}}$  relative to the dose delivered by the machine specific reference field of size  $f_{\text{msr}}$ . If the radiation source can use a conventional reference field size  $f_{\text{ref}}$  (e.g. 10 cm × 10 cm) then the dose delivered by the clinical field of size  $f_{\text{clin}}$  is directly related to the dose delivered by the reference field of size  $f_{\text{ref}}$  and quality  $Q_{\text{ref}}$  is

$$D_{w, Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}} = \Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}} D_{w, Q_{\text{ref}}}^{f_{\text{ref}}} \quad (2)$$

The field factor can be directly calculated by the Monte Carlo simulation alone or it can be measured by correcting the ratio of the detector signal for the clinical and machine specific reference field. The proposed formalism (Alfonso *et al* 2008) establishes the following:

$$\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}} = k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}} \frac{M_{Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}}}{M_{Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{msr}}}} \quad (3)$$

where  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is the detector beam correction factor being specific for each detector and radiation source combination;  $M_{Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}}$  and  $M_{Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{msr}}}$  are the detector signals for each field size  $f_{\text{clin}}$  and  $f_{\text{msr}}$ , respectively. The  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  factor in equation (3) can be calculated by direct Monte Carlo simulation, if one assumes that  $M_{Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}}/M_{Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{msr}}} = D_{Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}}/D_{Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{msr}}}$ , that is, the ratio of detector readings is directly proportional to the ratio of calculated doses to detector.

## 2.2. The daisy chain correction method

The daisy chain correction method is an empirical procedure designed to compensate for the energy dependence of the diode detectors response. This method uses a reference detector, such as a reference-class ionization chamber, to correct the signal of a small field detector by applying a correction factor resulting from a cross-normalization of the detectors signals between small and conventional fields (Dieterich and Sherouse 2011). Although, originally the daisy chain correction method was intended to be used with silicon-based detectors, in the following we shall refer to its application for any detector.

Let  $M_{\text{det}}$  and  $M_{\text{IC}}$  stand generically for the signals measured by the small beam detector and ionization chamber, respectively. Assuming that such correction factor is independent of the field size, the daisy chain correction method estimates the corrected total scatter factor ( $S_{cp}^c$ ) for a clinical field of size  $f_{\text{clin}}$  measured by the small field detector as follows:

$$S_{cp}^c = \frac{M_{\text{det}}^{f_{\text{clin}}}}{M_{\text{det}}^{f_{\text{inter}}}} \times \frac{M_{\text{IC}}^{f_{\text{inter}}}}{M_{\text{IC}}^{f_{\text{ref}}}} \quad (4)$$

where the suffixes *inter* and *ref* in the upper labels stand for the intermediate and reference fields, respectively. Typically, a field of 4 cm × 4 cm in size is used as an intermediate field, where lateral electronic equilibrium is present (Björngard *et al* 1990, Li *et al* 1995, Czarnecki and Zink 2013). The corrected total scatter factor in equation (4) differs from that measured in clinical practice, in which only the ratio of the detector signals between the clinical field ( $f_{\text{clin}}$ ) and the reference field ( $f_{\text{ref}}$ ) are taken in to account, i.e.

$$S_{cp} = \frac{M_{Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}}}{M_{Q_{\text{ref}}}^{f_{\text{ref}}}}. \quad (5)$$

Comparing equations (4) and (5), the former can be re-written in terms of the latter as follows:

$$S_{cp}^c = CF \times S_{cp} \quad (6)$$

where  $CF$  is a correction factor of the form:

$$CF = \frac{M_{\text{IC}}^{f_{\text{clin}}}/M_{\text{IC}}^{f_{\text{ref}}}}{M_{\text{det}}^{f_{\text{clin}}}/M_{\text{det}}^{f_{\text{ref}}}}. \quad (7)$$

Equation (7) is the ratio of the total scatter factors between the measurements performed with the ionization chamber and a small field detector. The daisy chain correction assumes that  $CF$  is constant (it is not a function of the field size) and it can be applied for any field size smaller than or equal to the intermediate field.

### 2.3. Relationship between the daisy chain method and the new formalism

The daisy chain correction method and the new formalism for the dosimetry of small and non-standard fields can be related by equations (3) and (7). By following the definitions of the new formalism, setting  $ref = msr$  and since  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  does not depend on the choice of detector, equation (7) can be re-written as follows:

$$CF = \frac{\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{det}}{\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}}. \quad (8)$$

From equations (3) and (8), it can be observed that the corresponding field factor for the intermediate field size ( $\Omega_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}}$ ) as a function of  $CF$  and  $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$  for a small beam detector is,

$$\Omega_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} = CF \times \left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC} \times \left[ \frac{M_{Q_{inter}}^{f_{inter}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right]_{det}. \quad (9)$$

Typically, it may be assumed that  $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$  of a reference-class ionization chamber is close to unity for conventional field sizes between  $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$  to  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ . Comparing equations (6) and (9), and setting  $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC} \approx 1$  then,

$$\Omega_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \approx S_{cp}^{c, inter}. \quad (10)$$

This last equation shows that, for a small field dosimeter, the corrected total scatter factor of the intermediate field size is equivalent to the field factor of the intermediate field size when  $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$  is close to unity.

**2.3.1. Experimental determination of  $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$**  The daisy chain correction method assumes that the measured  $CF$  does not depend on the field size for field sizes less than or equal to the intermediate field size. This assumption is valid within 1% for field sizes greater or equal to  $1.5\text{ cm} \times 1.5\text{ cm}$  to  $5.0\text{ cm} \times 5.0\text{ cm}$  for six of the seven radiation detectors studied in this work (see section 3). The field factors may be determined for a small field detector and for field sizes less than or equal to the intermediate field size as follows:

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \approx CF \times \left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC} \times \left[ \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right]_{det}. \quad (11)$$

In order for equation (11) to be a good approximation of the field factors for field sizes equal to or less than the intermediate field size, the following condition must hold:

$$\frac{k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}}{CF \times \left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}} \approx 1. \quad (12)$$

The evidence reported in the literature supports the use of the daisy chain correction method for the SFD detector. However, the present work seeks to extend the use of the daisy chain correction method to a wide set of detectors for the dosimetry of small photon beams, namely: silicon diode, synthetic diamond and mini-ionization chamber detectors. A detector that may benefit from the use of the daisy chain correction method must satisfy equation (12), and then it may be possible to use for experimental determination of field factors for small beams.

#### 2.4. Monte Carlo simulations

In this work, the use of Monte Carlo simulations were focused to the calculation of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  for each detector and  $\left[ k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}} \right]_{\text{IC}}$  for the reference detector. Also, the Monte Carlo simulations were used to determine the size of the intermediate field and to study some properties of small photon beams, such as the dose-to-kerma ratio, photon beam spectra and electron range.

**2.4.1. Monte Carlo modeling and benchmarking of the linear accelerator.** A Monte Carlo model of a Novalis® linear accelerator was created in order to calculate detector-specific correction factors. The Monte Carlo codes used for the modeling and benchmarking of the linear accelerator were BEAMnrc and DOSXYZnrc version 2.4 (Walters *et al* 2013, Rogers *et al* 2013b). The validation of the Monte Carlo model was previously reported by Lárraga-Gutiérrez *et al* (2015). Phase space data were generated for the following square field sizes setting by the jaw collimators: 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0 and 10.0 cm of side length. The pre-calculated phase space data were used to calculate its corresponding field factors in water for a 6 MV photon beam at 10 cm depth with a source to axis distance of 100 cm.

**2.4.2. Physical characteristics of the small beams.** The phase space files were used to calculate some of the main properties and characteristics of the small fields employed in this work: energy spectral distribution, spectral mean energy and dose to kerma ratio ( $\beta$ ) at the central beam axis as a function of field size. The calculation of  $\beta$  was of particular importance because it allowed the determination of the minimum field size where lateral charged particle equilibrium exists ( $R_{\text{LCPE}}$ ) and established the magnitude of  $f_{\text{inter}}$  needed by the daisy chain correction method (Björngård *et al* 1990, Li *et al* 1995). The user code DOSRZnrc (Rogers *et al* 2013a) was used to calculate  $\beta$  with the same geometrical setup used for the spectral calculations. The relevant Monte Carlo transport parameters set for these simulations were: electron cut-off energy (ECUT) of 0.521 MeV, photon cut-off energy (PCUT) of 0.01 MeV, XCOM cross section database, and EXACT boundary crossing. The magnitude of ECUT and PCUT were selected according to values reported in the literature for calculation of beam correction factors and absorbed dose (Francescon *et al* 2011, 2012, Czarnecki and Zink 2013, Benmakhlouf *et al* 2014). Moreover, Wulff *et al* (2010b) observed no influence on the calculation of beam quality correction factors when ECUT values between 0.512–0.526 MeV and PCUT values between 0.001–0.015 MeV were used. However, a similar study was performed in this work where the statistical fluctuations of the calculated absorbed dose for the smaller field (0.5 cm × 0.5 cm) were observed for low ECUT and PCUT values. It was found that these statistical fluctuations were less than 0.2%. This result is consistent with the findings reported by Wulff *et al* (2010b).

No variance-reduction techniques were used in the calculations concerning particle interactions. The user code FLURZnrc was used for the calculation of particle spectra and mean spectral energy. The spectra were recorded in a voxel of 2.0 mm radius and 0.5 mm thickness

within a cylindrical water phantom of 15.0 cm radius and 30.0 cm height. The voxel was located at 10.0 cm depth in the phantom and the calculations were performed with a constant source to axis distance of 100.0 cm.

**2.4.3. Determination of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ .** The determination of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  was performed following the same procedures reported in Lárraga-Gutiérrez *et al* (2015). The  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values were determined as the ratio of a Monte Carlo calculated quantity ( $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ ) and an experimental quantity ( $S_{cp}$ ) as in equation (3). Accordingly,  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  were determined for the following field sizes 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0 and 10.0 cm of length at 10.0 cm depth in water with a source to axis distance of 100.0 cm. In this work the machine specific reference field was set equal to the standard reference field ( $f_{\text{msr}} = f_{\text{ref}} = 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ ). The EGSnrc user code for the calculation of  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  was DOSRZnrc with the following simulation parameters: ECUT = 0.521 MeV, PCUT = 0.01 MeV, XCOM cross section database, and EXACT boundary crossing. None of the available variance reduction techniques were used in the Monte Carlo simulations. The water phantom was simulated with a cylinder of 15 cm radius and 30 cm height. The dimensions of the voxel were 0.05 mm radius and 1.0 mm height. The values of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  in this work are compared to literature data, if available. The allowed statistical uncertainty was less than 0.3% for dose calculation.

**2.4.4. Determination of  $\left[ k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}} \right]_{\text{IC}}$ .** The calculation of  $\left[ k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}} \right]_{\text{IC}}$  for the reference detector was performed following the same procedures as described in the previous section. In addition, an estimation of  $\left[ k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}} \right]_{\text{IC}}$  was calculated with data available in the literature, in order to check the consistency of the results obtained in this work. The reported data in the literature is related to the beam quality correction factors  $k_Q$  for Co-60 calibrated ionization chambers. Using these data, the  $\left[ k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}} \right]_{\text{IC}}$  was calculated with

$$\left[ k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}} \right]_{\text{IC}} = \frac{k_{Q_{\text{inter}}}}{k_{Q_{\text{msr}}}} \quad (13)$$

where  $k_{Q_{\text{inter}}}$  and  $k_{Q_{\text{msr}}}$  are the beam quality correction factors for the clinical ( $f_{\text{clin}}$ ) and intermediate ( $f_{\text{inter}}$ ) field sizes. These values were taken from Muir and Rogers (2010) and Krauss and Kapsch (2014).

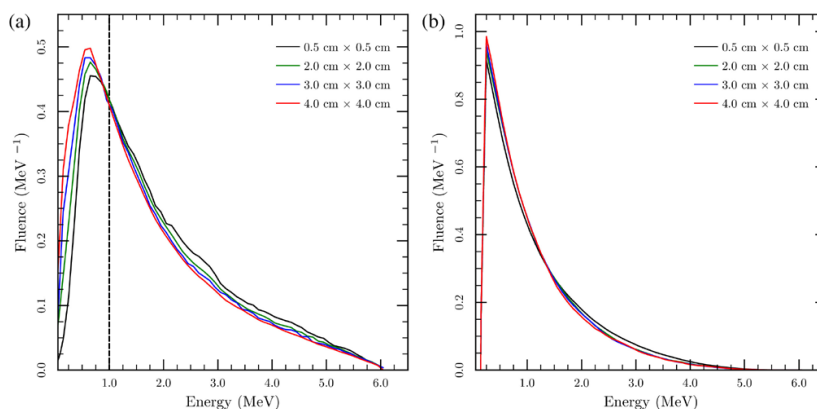
## 2.5. Detectors, experimental setup and measurement of CF

A set of seven detectors, which are commonly used for the dosimetry of small photon beams, were included in this study. Table 1 shows the main radiological properties of these detectors: three mini-ionization chambers (PTW-31006, PTW-31014 and IBA-CC01), three silicon diodes (PTW-SRS, IBA-SFD and IBA-PFD) and one synthetic diamond-based detector (PTW-60019). The PTW-31010 semiflex ionization chamber was used as the intermediate detector for the daisy chain correction factor determination. The reading instrument employed was an electrometer UNIDOS<sup>webline</sup> (PTW-Friburg, Germany). The bias voltage was set according to the manufacturer recommendations for each specific detector. For the ionization chambers, the bias voltage was set to +300 V. In the case of the PTW micro-chambers, the +400 V voltage was avoided because at this voltage the chambers are operating in the nonlinear region and the accuracy of polarity and recombination correction factors are compromised (Agostinelli *et al* 2008). For the solid-state detectors, silicon and diamond-based, the bias voltage was set to 0 V.

**Table 1.** Main characteristics of the dosimeters used in this work for field factor measurement.

| Detector  | Manufacturer  | Type               | Sensitive material | Density of the sensitive material $\text{g cm}^{-3}$ | Wall materials               | Diameter and thickness of the sensitive volume | Sensitive volume ( $\text{cm}^3$ ) | Electrode material |
|-----------|---------------|--------------------|--------------------|--|------------------------------|--|------------------------------------|--------------------|
| PTW-31014 | PTW-Freiburg  | Ionization chamber | Air                | $1.25 \times 10^{-3}$                                | PMMA + Graphite              | 2 mm, 5 mm                                     | 0.015                              | Aluminum           |
| PTW-31006 | PTW-Freiburg  | Ionization chamber | Air                | $1.25 \times 10^{-3}$                                | PMMA + Graphite              | 2 mm, 5 mm                                     | 0.015                              | Steel              |
| PTW-31010 | PTW-Freiburg  | Ionization chamber | Air                | $1.25 \times 10^{-3}$                                | PMMA + Graphite              | 5.5 mm, 6 mm                                   | 0.125                              | Aluminum           |
| PTW-60018 | PTW-Freiburg  | Solid state        | Silicon            | 2.33   | RW3 + Epoxy resin            | 1.1 mm, 250 $\mu\text{m}$                      | $238 \times 10^{-6}$               | —                  |
| PTW-60019 | PTW-Freiburg  | Solid state        | Carbon             | 3.52   | RW3 + Epoxy resin            | 2.2 mm, 1 $\mu\text{m}$                        | $4 \times 10^{-6}$                 | —                  |
| IBA-CC01  | IBA-Dosimetry | Ionization chamber | Air                | $1.25 \times 10^{-3}$                                | Shonka®                      | 2 mm, 3 mm                                     | 0.010                              | Steel              |
| IBA-SFD   | IBA-Dosimetry | Solid state        | Silicon            | 2.33   | ABS + Epoxy resin            | 0.6 mm, 60 $\mu\text{m}$                       | $17 \times 10^{-6}$                | —                  |
| IBA-PFD   | IBA-Dosimetry | Solid state        | Silicon            | 2.33   | ABS + Epoxy resin + Tungsten | 2 mm, 60 $\mu\text{m}$                         | $188 \times 10^{-6}$               | —                  |

Note: The IBA-PFD detector is a shielded diode, this detector has tungsten powder in its encapsulation materials.



**Figure 1.** Incident photon (a) and electron (b) fluence spectra. The particle fluence spectra are recorded in a voxel located at the central axis and a depth of 10.0 cm in water. The vertical dashed line in (a) indicates the 1.0 MeV low energy region.

The readings of the mini-ionization chambers were corrected for polarity and recombination effects (the two voltage method was applied), and they were not corrected by pressure and temperature (since the pressure and temperature were constant during the experiments). The readings of the solid state detectors were not corrected for environmental factors. However, in the case of the IBA-SFD detector the reading of the reference field ( $f_{\text{inter}}$  or  $f_{\text{ref}}$ ) was monitored every three consecutive measurements, to correct for the increase in signal for the IBA-SFD with accumulated dose (Lárraga-Gutiérrez *et al* 2012).

The detectors were irradiated with a Novalis® linear accelerator with a high-energy photon beam of 6 MV with a  $\text{TPR}_{20,10}$  of 0.662 for a reference field of 10 cm  $\times$  10 cm measured with a Farmer type ionization chamber PTW-30013 (PTW-Freiburg, Germany). The square field sizes used in the experiments were: 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0 and 10.0 cm of length. The square field sizes were set using the jaw collimators and their nominal sizes were carefully verified with a caliper. The measurements were performed in a MP3-XS phantom (PTW-Freiburg, Germany) in liquid water with a constant source to axis distance of 100 cm at 10.0 cm. The detector orientation for all the detectors—including ionization chambers—was set with their main axis parallel to the radiation beam axis. In the case of ionization chambers, this orientation was chosen to be consistent with other authors (Francescon *et al* 2011, 2012, Underwood *et al* 2013a). The detectors were positioned at the central beam axis by acquiring several off-axis profiles. In this work the center of the field was defined by the position of the maximum signal value of the profile. This procedure was repeated for each detector. The signals for the clinical, intermediate and reference fields were recorded. From this data,  $S_{cp}$  and the CF for each detector was determined.

### 3. Results

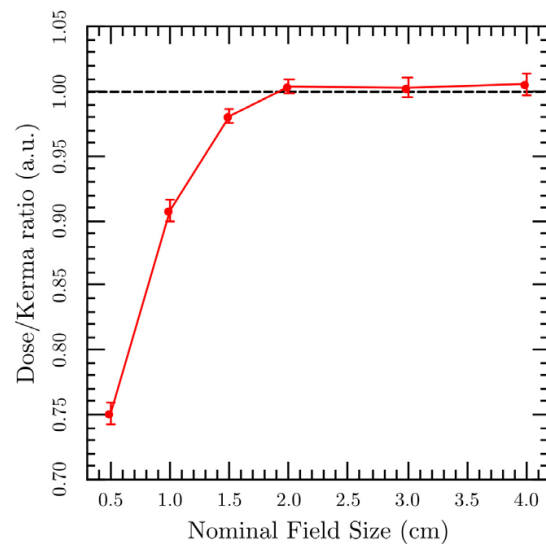
#### 3.1. Beam properties of the small photon beams and $R_{\text{LOPE}}$ calculation

The photon beam spectra from photon and electron particles are shown in figure 1. The fluence spectra for each field size is normalized such that the area under the curve is equal to

**Table 2.** The spectra mean energy for photon and electron fluence.

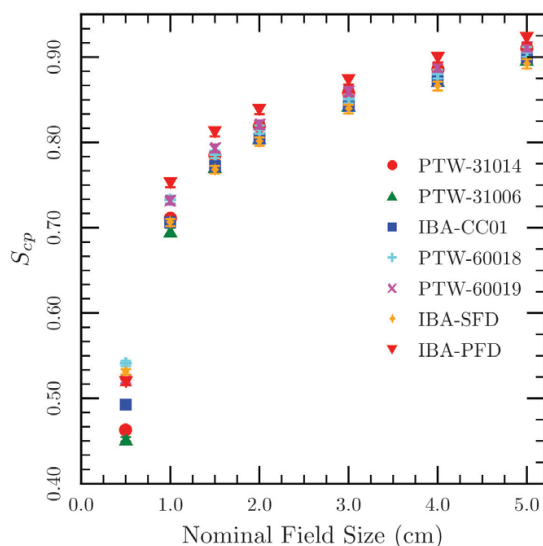
| Nominal Field size (cm) | Spectra Mean energy (MeV) |                  | Mean CSDA range (cm) |
|-------------------------|---------------------------|------------------|----------------------|
|                         | Photon                    | Electron         |                      |
| 0.5                     | $1.92 \pm 0.3\%$          | $1.20 \pm 0.3\%$ | 0.54                 |
| 1.0                     | $1.88 \pm 0.2\%$          | $1.15 \pm 0.2\%$ | 0.52                 |
| 1.5                     | $1.84 \pm 0.1\%$          | $1.14 \pm 0.2\%$ | 0.51                 |
| 2.0                     | $1.80 \pm 0.1\%$          | $1.13 \pm 0.2\%$ | 0.51                 |
| 3.0                     | $1.72 \pm 0.1\%$          | $1.12 \pm 0.2\%$ | 0.50                 |
| 4.0                     | $1.65 \pm 0.1\%$          | $1.10 \pm 0.3\%$ | 0.49                 |
| 5.0                     | $1.57 \pm 0.2\%$          | $1.09 \pm 0.3\%$ | 0.48                 |

*Note:* The mean CSDA range was computed from the NIST database by using the mean electron energy for each spectrum. The uncertainties associated with the mean energy values were the Monte Carlo simulation statistical uncertainty.

**Figure 2.** Dose-to-kerma ratio plot at 10 cm depth as a function of field size for a 6 MV photon beam. The uncertainty was  $<1\%$  for all the calculations.

unity. From figure 1(a), it can be observed that the major differences between the beam spectra are below 1 MeV. This observation can easily be noted for photons rather than for electrons. Table 2 shows the mean electron energy for photon and electron spectra, it can be observed that the change in photon mean energy as a function of field size is greater than the change in electron mean energy. The change in mean energy is 16 and 9% of the  $0.5\text{ cm} \times 0.5\text{ cm}$  field relative to the  $4.0\text{ cm} \times 4.0\text{ cm}$  field for photon and electron spectra, respectively. The value of the mean electron range (RCSDA) was about 0.5 cm for all the field sizes studied.

The figure 2 shows the dose-to-kerma ratio as a function of beam size at 10 cm depth. Note that lateral electronic equilibrium can be achieved for a field size of  $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$  (Björngård *et al* 1990). However, the dimensions of the PTW-31010 ionization chamber compete with the



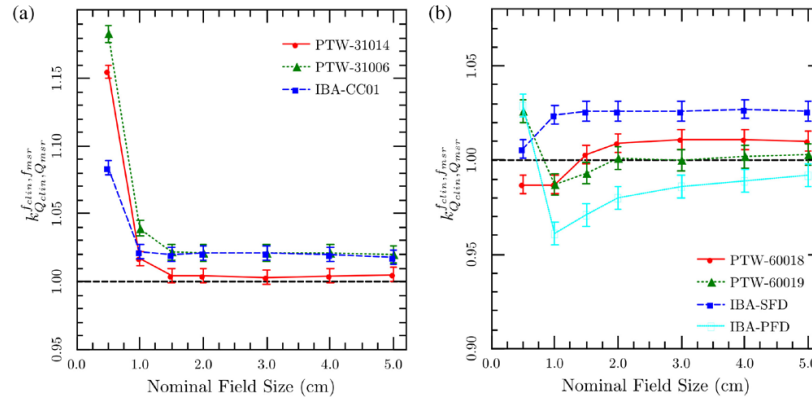
**Figure 3.** Total scatter factors ( $S_{cp}$ ) measured at 10.0 cm depth for a 6 MV photon beam in water, and a source to axis distance of 100.0 cm. Normalization is to the detector reading in the 10 cm  $\times$  10 cm field.

size of the 2 cm  $\times$  2 cm radiation beam. For this reason, the 3 cm  $\times$  3 cm field size as the intermediate field (inter) was selected. For consistency, the equation provided by Li *et al* (1995) was used as an estimate of the minimum field size where lateral electronic equilibrium exists. Taking the TPR<sub>20, 10</sub> value for the 10 cm  $\times$  10 cm field size (0.662), using  $r_{LCPE}$  ( $\text{g cm}^{-2}$ ) = 5.973 (TPR<sub>20, 10</sub>) – 2.688 and adding the largest chamber dimension (length of 0.6 cm, see table 1); the resulting minimum field size is 3.1 cm  $\times$  3.1 cm, which is consistent with the selected intermediate field size.

### 3.2. Total scatter factors and $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ determination

Figure 3 shows the measured scatter factors ( $S_{cp}$ ) for the field sizes and detectors used in this work. The typical dispersion of the measured data using different detectors may be appreciated. The  $S_{cp}$  values are within 1.1–6.9% of each other for the 5.0 cm  $\times$  5.0 cm and 0.5 cm  $\times$  0.5 cm, respectively. The measured  $S_{cp}$  was used to estimate  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  in accordance with equation (3).

Figure 4 shows the calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values at 10 cm depth as a function of field size for a 6 MV photon beam for ionization chambers (figure 4(a)) and solid state-detectors (figure 4(b)), respectively. Only the  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values were calculated in this work for the following detectors: PTW-31006, PTW-60018, IBA-CC01 and IBA-PFD. For the rest of the detectors, values of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  previously calculated were used from Lárraga-Gutiérrez *et al* (2015). From figure 4(a), it can be observed that the magnitude of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is constant, within its associated uncertainties (<1%), for field sizes from 1.5 cm  $\times$  1.5 cm to 5.0 cm  $\times$  5.0 cm. Particularly, for the



**Figure 4.** Calculated  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  of ionization chambers (a) and solid state detectors (b) for 6 MV photon beam at 10 cm depth. The reported overall uncertainty was <0.6 and <0.7% for ionization chambers and solid detectors, respectively. Note that the PTW-60019 detector is almost a correctionless dosimeter.

IBA-CC01 ionization chamber, this trend was extended to the  $1.0\text{ cm} \times 1.0\text{ cm}$  field size. The magnitude of  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  for the ionization chambers abruptly increased for the smallest field size ( $0.5\text{ cm} \times 0.5\text{ cm}$ ). The values of  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  are shown for ionization chambers at the smallest field sizes for completeness, since the use of these dosimeters is inappropriate in regions that lack charged particle equilibrium. From figure 4(b), it can be observed that the calculated  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  for the solid-state detectors are constant (within their associated uncertainties) for field sizes from  $1.5\text{ cm} \times 1.5\text{ cm}$  to  $5.0\text{ cm} \times 5.0\text{ cm}$ . The exception to this trend was the IBA-PFD detector whose  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  value shows a decreasing trend from  $1.5\text{ cm} \times 1.5\text{ cm}$  to  $5.0\text{ cm} \times 5.0\text{ cm}$ . Note that the PTW-60019 detector has the  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  values closest to unity. On the other hand, the calculated  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  value for the IBA-PFD abruptly increases for the  $0.5\text{ cm} \times 0.5\text{ cm}$  field size, while for the same field size the rest of the solid-state detectors show a small change in their  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  values.

A comparison with data available in the literature for the same detectors, beam quality (6 MV photon beam), nominal field sizes and depth (10 cm) was performed. Table 3 shows the results of this comparison. There is an overall agreement better than 2% between the calculated  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  presented in this work and those reported in the literature, with a few exceptions. This will be discussed later in this work.

### 3.3. Determination of $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$ and measurement of CF

The determination  $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$  for the PTW-31010 ionization chamber using equation (3) is  $1.001 \pm 0.19\%$  in average for a field size of  $3.0\text{ cm} \times 3.0\text{ cm}$ . On the other hand, the work of Muir and Rogers (2010) provides a third degree polynomial to calculate beam quality correction factors for a wide set of Co-60 calibrated ionization chambers. Taking the coefficients for the PTW-31010 reference-class ionization chamber and applying equation (13), the calculated  $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$  is  $1.003 \pm 0.40\%$ . Both values for  $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$  differ 0.2% and both values are

**Table 3.** Comparison of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values calculated in this work with those values available in the literature.

| Nominal Field Size (cm) | PTW-31014  | PTW-31006         | IBA-CC01         | IBA-SFD                              | IBA-PFD           |
|-------------------------|--|-------------------|------------------|--------------------------------------|-------------------|
| 0.5                     | -0.3 <sup>b</sup> , 2.4 <sup>c</sup> , 0.7 <sup>e</sup>  | 4.9 <sup>f</sup>  | 3.2 <sup>a</sup> | 2.6 <sup>a</sup> , 0.3 <sup>d</sup>  | 8.7 <sup>a</sup>  |
| 1.0                     | -5.0 <sup>b</sup> , -0.8 <sup>c</sup>                    | 0.1 <sup>f</sup>  | 1.9 <sup>a</sup> | 0.8 <sup>a</sup> , -0.2 <sup>d</sup> | 0.9 <sup>a</sup>  |
| 1.5                     | 0, 7 <sup>c</sup>  | -0.2 <sup>f</sup> | —                | -0.5 <sup>c</sup>                    | —                 |
| 2.0                     | -0.2 <sup>b</sup> , -0.1 <sup>c</sup> , 1.7 <sup>c</sup> | —                 | 1.9 <sup>a</sup> | 0.3 <sup>a</sup> , -0.6 <sup>c</sup> | -0.3 <sup>a</sup> |
| 3.0                     | 0.3 <sup>b</sup> , 0.3 <sup>c</sup> , 1.1 <sup>c</sup>   | —                 | —                | -0.2 <sup>d</sup> , 0.5 <sup>c</sup> | —                 |
| 4.0                     | 0.9 <sup>b</sup> , 0.5 <sup>c</sup> , 0.5 <sup>c</sup>   | —                 | 2.0 <sup>a</sup> | 0.6 <sup>a</sup> , -0.4 <sup>c</sup> | -0.2 <sup>a</sup> |
| 5.0                     | 1.3 <sup>c</sup>   | —                 | —                | 0.3 <sup>c</sup>                     | —                 |

<sup>a</sup> Data from Benmakhlouf *et al* (2014).

<sup>b</sup> Data from Czarnacki and Zink (2013). Data were re-normalized to a *msr* field of 4 cm × 4 cm for comparison.

<sup>c</sup> Data from Francescon *et al* (2011).

<sup>d</sup> Data from Cranmer-Sargison *et al* (2011). Data were re-normalized to a *msr* field of 5 cm × 5 cm for comparison.

<sup>e</sup> Data from Bassinet *et al* (2013).

<sup>f</sup> Data from Underwood *et al* (2013a). Data were re-normalized to a *msr* field of 3 cm × 3 cm for comparison.

Note: The table shows the relative difference (%) taken as base line the published data for each field size and detector. Only detectors were presented with available data for comparison.

**Table 4.** Comparison between measured  $CF$  (multiplied by  $\left[ k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}} \right]_{\text{IC}}$ ) and  $k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}}$  for the intermediate field size (inter = 3 cm × 3 cm) for all the detectors used in this work.

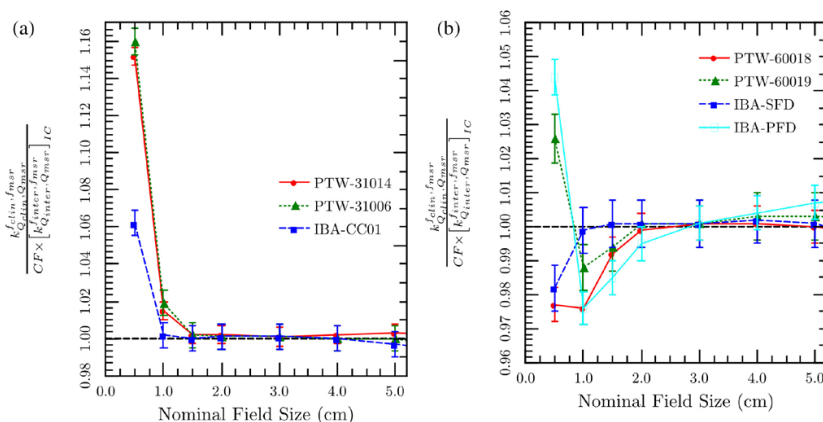
|  | PTW-31014 | PTW-31006 | PTW-60018 | PTW-60019 | IBA-CC01 | IBA-SFD | IBA-PFD |
|--|-----------|-----------|-----------|-----------|----------|---------|---------|
| $CF \times \left[ k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}} \right]_{\text{IC}}$ | 1.001     | 1.019     | 1.009     | 0.999     | 1.019    | 1.024   | 0.984   |
| $k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}}$                                      | 1.003     | 1.021     | 1.011     | 1.000     | 1.021    | 1.026   | 0.986   |
| $\Delta(\%)$   | -0.2      | -0.2      | -0.2      | -0.1      | -0.2     | -0.2    | -0.2    |

Note: For all the reported values, the associated overall uncertainty is less than 0.7%.

close to unity within 0.5% (this result is consistent with the values reported by Krauss and Kapsch 2014). Based on this result, the  $\left[ k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}} \right]_{\text{IC}}$  value estimated in this work was used for  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  determination.

Table 4 shows the measured  $CF$  for each detector used in this work and their comparison with the detector-specific beam correction factor  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  corresponding to the intermediate field size (inter) for each detector. For all the detectors, the percentage difference between  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  and  $CF$  was negative and similar for all.

The daisy chain correction method requires that equation (12) must hold for a specific detector and for field sizes (clin) less than the intermediate field (inter). Figure 5 shows the results of equation (12) as a function of the field size, from 0.5 cm × 0.5 cm to 5.0 cm × 5.0 cm. In the case of ionization chambers (figure 5(a)), it can be observed that the condition expressed in equation (12) holds for all the ionization chambers for field sizes in the interval from 1.5 cm × 1.5 cm to 5.0 cm × 5.0 cm. Particularly, equation (11) holds for the IBA-CC01 ionization chamber for field sizes down to 1.0 cm × 1.0 cm.



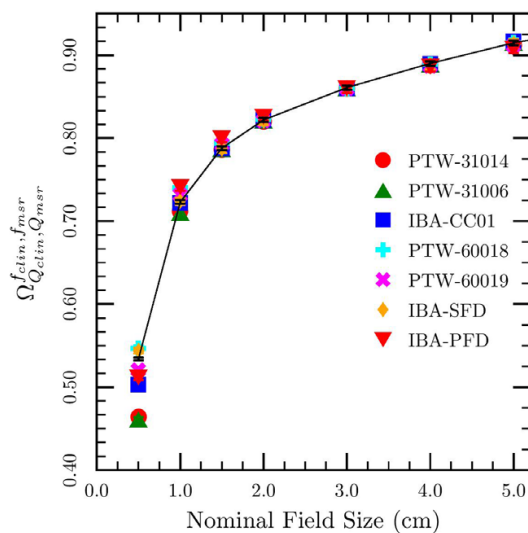
**Figure 5.** Ratio of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  and  $CF \times \left[ k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}} \right]_{\text{IC}}$  at 10.0 cm depth in water (source to axis distance of 100.0 cm) for ionization chambers (a) and solid state detectors (b) irradiated with a 6 MV photon beam. The reported uncertainties (1s) were less than or equal to 0.8% for all the field sizes and detectors.

### 3.4. Determination of $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$

Equation (12) was applied to each detector and field size, in order to estimate the field factors in water at 10.0 cm depth (source to axis distance of 100.0 cm) for a 6 MV photon beam. Figure 6 shows a graphic comparison between the Monte Carlo calculated field factors and those estimated by equation (11). Note that for all the detectors employed in this work—with the exception of IBA-PFD detector—the experimentally determined field factors were in good agreement with the Monte Carlo calculated field factors within 1% down to a field size of 1.5 cm × 1.5 cm. Table 5 shows specific differences relative to the Monte Carlo calculated field factors for each detector. Note that the dosimeters showing a difference of less than 2% for the 1 cm × 1 cm field size were: PTW-31014, PTW-31006, IBA-CC01, PTW-60019 and IBA-SFD.

## 4. Discussion

The results of this work indicate that the daisy chain method may be used for the experimental determination of field factors in water for a 6 MV photon beam at 10 cm depth with a source to axis distance of 100 cm. The daisy chain method measures a correction factor (CF) by using an intermediate field size where lateral electronic equilibrium exists. The physical basis behind the use of the intermediate field is that the radiological properties of such a field are closer to that of small beams as compared to conventional beams (Dieterich and Sherouse 2011, Cranmer-Sargison *et al* 2011, Czarnecki and Zink 2013). In this sense, the results shown in figure 1(b) suggest that the above statement is true for the stopping power ratios and mean RCDA. The results presented by other authors (Ding and Ding 2012, Czarnecki and Zink 2013, Lárraga-Gutiérrez *et al* 2015) show that the change in the restricted stopping power ratios is negligible for air, carbon and even for silicon. However, figure 1(a) shows that there is an observable difference in photon beam spectra between small and conventional beams.



**Figure 6.** Graphic comparison between Monte Carlo (solid line) and detector measured field factors (symbols) by using the daisy chain correction method proposed in this work.

**Table 5.** Differences (%) between measured and Monte Carlo calculated field factors in water at 10.0 cm depth for a 6 MV photon field.

| Nominal field size (cm) | PTW-31014 | PTW-31006 | IBA-CC01 | PTW-60018 | PTW-60019 | IBA-SFD | IBA-PFD |
|-------------------------|-----------|-----------|----------|-----------|-----------|---------|---------|
| 0.5                     | -13.3     | -13.9     | -5.8     | 2.3       | -2.6      | 1.9     | -4.2    |
| 1.0                     | -1.8      | -2.2      | -0.2     | 2.4       | 1.2       | 0.1     | 2.5     |
| 1.5                     | -0.3      | -0.4      | 0.0      | 0.8       | 0.6       | -0.1    | 1.5     |
| 2.0                     | -0.3      | -0.3      | -0.1     | 0.1       | -0.1      | -0.1    | 0.5     |
| 3.0                     | 0.0       | 0.0       | -0.1     | -0.1      | -0.1      | -0.1    | -0.1    |
| 4.0                     | 0.0       | 0.0       | 0.0      | -0.1      | -0.3      | -0.2    | -0.4    |
| 5.0                     | -0.3      | 0.0       | 0.3      | 0.0       | -0.3      | -0.1    | -0.7    |

*Note:* The differences were calculated relative to the Monte Carlo calculated field factor for the specific field size and detector.

The change in photon beam spectra may have an impact in the magnitude of the mass absorption coefficients between small and conventional beams, and it is expected to mainly affect the solid-state dosimeters (Czarnecki and Zink 2013). Czarnecki *et al* (2013) have reported that the change in mass absorption coefficients may be up to 9% for silicon between small and conventional fields. The above evidence suggests that, if wall and volume perturbations are excluded, the response of dosimeters described by the Spencer–Attix cavity theory has a weak field size dependence compared to those described by the Burlin cavity theory (Czarnecki and Zink 2013). Other authors have demonstrated that the volume effect is the predominant perturbation factor, particularly for ionization chambers (Laub and Wong 2003, Low *et al* 2003, Sauer and Wilbert 2007, Wulff *et al* 2010a, Czarnecki and Zink 2013). The partial volume

effect has been widely studied and it explains the abrupt fall in the measured  $S_{cp}$ , particularly for ionization chambers in small beams. Also, it has been reported that partial irradiation of the chamber sensitive volume may affect the recombination correction factors (Palmans *et al* 2010) contributing to the magnitude of  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  at the smallest field sizes for ionization chambers. Finally, recent studies regarding the density effect showed that the accuracy of the detectors in small beam conditions may be improved by adding compensating material to account for the difference in density between the detector sensitive material and water (Scott *et al* 2012, Underwood *et al* 2013a, 2013b).

The daisy chain correction method supposes that the measured CF is not a function of the field size, and only it depends of the employed detectors and the photon beam quality. Equation (9) indicates that the CF is equivalent to the specific detector correction factor when the dosimeter is irradiated with the intermediate (inter) field size (see table 4). The difference between CF and  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  was introduced by the beam correction factor of the intermediate detector  $\left[ k_{Q_{inter}, Q_{msr}}^{f_{inter}, f_{msr}} \right]_{IC}$ , whose magnitude can be considered negligible for reference-class ionization chambers (Sauer and Wilbert 2007). In the context of the new formalism for the dosimetry of small photon beams, the applicability of the daisy chain method relies in dosimeters whose  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  are almost constant (within 1.0%) for field sizes less than the intermediate field size. Figure 4 shows that not only the IBA-SFD detector showed near constant  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  for field sizes between  $1.5\text{ cm} \times 1.5\text{ cm}$  to  $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ , all the studied dosimeters (with the exception of the IBA-PFD) show the same behavior in a minor degree for the same field size interval. The IBA-PFD detector is a shielded diode which has powder tungsten present in its encapsulation material. The shielding material perturbs the particle fluence at the small fields (McKerracher and Thwaites 2007, Eklund and Ahnesjö 2009). On the other hand, from figure 4 it is observed that the PTW-60019 dosimeter is almost a correctionless detector for field sizes greater than or equal to  $1.5\text{ cm} \times 1.5\text{ cm}$ .

Near constant  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  values also are present in the results reported by other authors. Near constant  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  values for the IBA-SFD can be found in Cranmer-Sargison *et al* (2011) and Benmakhlouf *et al* (2014), for the PTW-31014 can be found in Francescon *et al* (2011, 2014), for the IBA-CC01 can be found in Benmakhlouf *et al* (2014) and Francescon *et al* (2014), and for the PTW-60018 can be found in Francescon *et al* (2012). From figure 4(a), it is interesting to note that the ionization chambers, PTW-31006 and PTW-31014, are identical in their design. The difference between the two ionization chambers is the material composition of its central electrode. The central electrode of the PTW-31014 is made of aluminum while the central electrode of the PTW-31006 is made of steel. Previous works have shown that the perturbation caused by high-Z electrodes is not negligible (Muir and Rogers 2011) and it may explain the differences found between these ionization chambers in the measurement of  $S_{cp}$  (Agostinelli *et al* 2008).

On the other hand, the comparison of the estimated  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  with data available in the literature shows that there is a good agreement within 2% (see table 3) between the  $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$  calculated in this work and those reported in the literature for field sizes greater than  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ . However, there were observable differences of up to 5% for the small fields ( $\leq 1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ ). The source of these differences may be related to different radiation source properties (Czarnecki and Zink 2013), Monte Carlo simulation associated uncertainties (Benmakhlouf *et al* 2014), detector orientation (Underwood *et al* 2013a) and irradiation geometry with a source to surface distance of 100 cm instead of 90 cm (Francescon *et al* 2014). Further research is required to establish the origin of these differences.

The results presented in this work indicate that it is possible to experimentally determine the field factors  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  by using the daisy chain method. The above statement is based on the presented properties of the studied photon beams, the negligible beam correction factor of reference-class ionization chamber (in this case the PTW-31010) used as the intermediate detector, the equivalence between CF and  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{inter}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{inter}}}$ , and the near constant  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  within 1% of six of the seven detectors presented in this work for field sizes between 1.5 cm  $\times$  1.5 cm to 5 cm  $\times$  5 cm. It is important to remark that CF is an experimental quantity while  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is a Monte Carlo calculated quantity.

In this work the Monte Carlo simulations were used to investigate the behavior of the  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  for each studied dosimeter as a function of the field size, and to verify the theoretical equivalence between CF and  $k_{Q_{\text{inter}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{inter}}, f_{\text{msr}}}$ . The results of this work may serve to improve the dosimetry of small photon beams because an experimental approach may reduce the impact of Type B uncertainties associated with Monte Carlo simulations, but experimental Type B uncertainties should be considered with caution: recombination correction factors, detector positioning and detector stem effects. However, the use of Monte Carlo calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  values is encouraged for field sizes less than or equal to 1 cm  $\times$  1 cm to calculate the correct  $\Omega_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ .

## 5. Conclusions

An experimental approach was presented to measure field factors as an alternative to the use of Monte Carlo calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  for the dosimeters and field sizes used in this work. By using the daisy chain correction method, it is possible to determine experimentally the field factors in water for a 6 MV photon beam at 10 cm depth with a source to axis distance of 100 cm. The differences between Monte Carlo calculated field factors and measured field factors are within 1% for field sizes from 1.5 cm  $\times$  1.5 cm to 5 cm  $\times$  5 cm for the following radiation detectors: PTW-31014, PTW-31006, IBA-CC01, PTW-60019, PTW-60018 and IBA-SFD. In particular, the IBA-CC01 and IBA-SFD detectors may be used down to a field size of 1 cm  $\times$  1 cm. The IBA-PFD detector is not suitable for the daisy chain correction method. The latter is due to the presence of tungsten powder in the detector encapsulation material. The use of Monte Carlo calculated  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$  is encouraged for field sizes less than or equal to 1 cm  $\times$  1 cm for the dosimeters used in this work.

## Acknowledgments

The present work was funded by the National Council of Science and Technology (CONACYT) through the grant SALUD-2012-01-181822. To Professor Salvador Cruz PhD for his valuable comments and critical review of the manuscript.

## References

- Agostinelli S, Garelli S, Piergentili M and Foppiano F 2008 Response to high-energy photons of PTW31014 PinPoint ion chamber with a central aluminum electrode *Med. Phys.* **35** 3293
- Alfonso R *et al* 2008 A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields *Med. Phys.* **35** 5179

- Bassinat C *et al* 2013 Small fields output factors measurements and correction factors determination for several detectors for a CyberKnife® and linear accelerators equipped with microMLC and circular cones *Med. Phys.* **40** 071725
- Benmakhlouf H, Sempau J and Andreo P 2014 Output correction factors for nine small field detectors in 6MV radiation therapy photon beams: a PENELOPE Monte Carlo study *Med. Phys.* **41** 041711
- Björngård B E, Tsai J S and Rice R K 1990 Doses on the central axes of narrow 6-MV x-ray beams *Med. Phys.* **17** 795–9
- Cranmer-Sargison G, Weston S, Evans J A, Sidhu N P and Thwaites D I 2011 Implementing a newly proposed Monte Carlo based small field dosimetry formalism for a comprehensive set of diode detectors *Med. Phys.* **38** 6592–602
- Czarniecki D and Zink K 2013 Monte Carlo calculated correction factors for diodes and ion chambers in small photon fields *Phys. Med. Biol.* **58** 2431–44
- Dieterich S and Sherouse G W 2011 Experimental comparison of seven commercial dosimetry diodes for measurement of stereotactic radiosurgery cone factors *Med. Phys.* **38** 4166
- Ding G X and Ding F 2012 Beam characteristics and stopping-power ratios of small radiosurgery photon beams *Phys. Med. Biol.* **57** 5509–21
- Eklund K and Ahnesjö A 2009 Modeling silicon diode energy response factors for use in therapeutic photon beams *Phys. Med. Biol.* **54** 6135–50
- Francescon P, Cora S and Cavedon C 2008 Total scatter factors of small beams: a multidetector and Monte Carlo study *Med. Phys.* **35** 504
- Francescon P, Cora S and Satariano N 2011 Calculation of  $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}$  for several small detectors and for two linear accelerators using Monte Carlo simulations. *Med. Phys.* **38** 6513–27
- Francescon P, Kilby W and Satariano N 2014 Monte Carlo simulated correction factors for output factor measurement with the CyberKnife system—results for new detectors and correction factor dependence on measurement distance and detector orientation *Phys. Med. Biol.* **59** N11–7
- Francescon P, Kilby W, Satariano N and Cora S 2012 Monte Carlo simulated correction factors for machine specific reference field dose calibration and output factor measurement using fixed and iris collimators on the CyberKnife system *Phys. Med. Biol.* **57** 3741–58
- Krauss A and Kapsch R P 2014 Experimental determination of  $k_Q$  factors for cylindrical ionization chambers in 10 cm × 10 cm and 3 cm × 3 cm photon beams from 4MV to 25MV *Phys. Med. Biol.* **59** 4227–46
- Lárraga-Gutiérrez J M, Ballesteros-Zebadúa P, Rodríguez-Ponce M, García-Garduño O A, Olinca O and De G 2015 Properties of a commercial PTW-60019 synthetic diamond detector for the dosimetry of small radiotherapy beams *Phys. Med. Biol.* **60** 905
- Lárraga-Gutiérrez J M, García-Hernández D, García-Garduño O A, Galván de la Cruz O O and Ballesteros-Zebadúa K P 2012 Evaluation of the Gafchromic EBT2 film for the dosimetry of radiosurgical beams *Med. Phys.* **39** 6111–8
- Laub W U and Wong T 2003 The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT *Med. Phys.* **30** 341
- Li X A, Soubra M, Szanto J and Gerig L H 1995 Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps *Med. Phys.* **22** 1167–70
- Low D A, Parikh P, Dempsey J F, Wahab S and Huq S 2003 Ionization chamber volume averaging effects in dynamic intensity modulated radiation therapy beams *Med. Phys.* **30** 1706
- McKerracher C and Thwaites D I 2007 Head scatter factors for small MV photon fields. Part II: the effects of source size and detector *Radiother. Oncol.* **85** 286–91
- Muir B R and Rogers D W O 2010 Monte Carlo calculations of  $k_Q$ , the beam quality conversion factor *Med. Phys.* **37** 5939
- Muir B R and Rogers D W O 2011 The central electrode correction factor for high-Z electrodes in small ionization chambers *Med. Phys.* **38** 1081
- Palmans H, Thomas R A S, Duane S, Sterpin E and Vynckier S 2010 Ion recombination for ionization chamber dosimetry in a helical tomotherapy unit *Med. Phys.* **37** 2876–89
- Rogers D W O, Kawrakow I, Seuntjens J P and Walters B R B 2013a *NRC User Codes for EGSnrc*
- Rogers D W O, Walters B and Kawrakow I 2013b *BEAMnrc Users Manual*
- Sauer O A and Wilbert J 2007 Measurement of output factors for small photon beams *Med. Phys.* **34** 1983
- Scott A J D, Kumar S, Nahum A E and Fenwick J D 2012 Characterizing the influence of detector density on dosimeter response in non-equilibrium small photon fields *Phys. Med. Biol.* **57** 4461–76

- Underwood T S A, Winter H C, Hill M A and Fenwick J D 2013a Detector density and small field dosimetry: integral versus point dose measurement schemes *Med. Phys.* **40** 082102
- Underwood T S A, Winter H C, Hill M A and Fenwick J D 2013b Mass-density compensation can improve the performance of a range of different detectors under non-equilibrium conditions *Phys. Med. Biol.* **58** 8295–310
- Walters B, Kawrakow I and Rogers D W O 2013 *DOSXYZnrc Users Manual*
- Wulff J, Heverhagen J T, Karle H and Zink K 2010a Investigation of correction factors for non-reference conditions in ion chamber photon dosimetry with Monte-Carlo simulations *Z. Med. Phys.* **20** 25–33
- Wulff J, Heverhagen J T, Zink K and Kawrakow I 2010b Investigation of systematic uncertainties in Monte Carlo-calculated beam quality correction factors *Phys. Med. Biol.* **55** 4481–93



Casa abierta al tiempo

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA

# ACTA DE DISERTACIÓN PÚBLICA

No. 00043

Matrícula: 209381879

DETERMINACIÓN EXPERIMENTAL DE FACTORES DE CAMPO ( $\Omega_{fclm, fmsr}$ ) EN DOSIMETRÍA DE HACES FUERA DEL EQUILIBRIO ELECTRÓNICO LATERAL.

En la Ciudad de México, se presentaron a las 12:00 horas del día 26 del mes de julio del año 2016 en la Unidad Iztapalapa de la Universidad Autónoma Metropolitana, los suscritos miembros del jurado:

- DR. HECTOR OCTAVIO MURRIETA SANCHEZ
- DR. SALVADOR ANTONIO CRUZ JIMENEZ
- DRA. MERCEDES RODRIGUEZ VILLAFUERTE
- DR. JUAN AZORIN NIETO
- DR. GERARDO MUÑOZ HERNANDEZ

Bajo la Presidencia del primero y con carácter de Secretario el último, se reunieron a la presentación de la Disertación Pública cuya denominación aparece al margen, para la obtención del grado de:

DOCTOR EN CIENCIAS (FISICA)

DE: JOSE MANUEL LARRAGA GUTIERREZ

y de acuerdo con el artículo 78 fracción IV del Reglamento de Estudios Superiores de la Universidad Autónoma Metropolitana, los miembros del jurado resolvieron:

## APROBAR

Acto continuo, el presidente del jurado comunicó al interesado el resultado de la evaluación y, en caso aprobatorio, le fue tomada la protesta.

REVISÓ

LIC. JULIO CESAR DE LARA ISASSI  
DIRECTOR DE SISTEMAS ESCOLARES

DIRECTOR DE LA DIVISIÓN DE CBI

DR. JOSE GILBERTO CORDOBA HERRERA

PRESIDENTE

DR. HECTOR OCTAVIO MURRIETA SANCHEZ

VOCAL

DR. SALVADOR ANTONIO CRUZ JIMENEZ

VOCAL

DRA. MERCEDES RODRIGUEZ VILLAFUERTE

VOCAL

DR. JUAN AZORIN NIETO

SECRETARIO

DR. GERARDO MUÑOZ HERNANDEZ