

*Utilización de la cámara de ionización
líquida en maniquí de tejido equivalente
para verificación en dosimetría clínica.*

Br. Alvaro Alejandro Ruiz Plata

Tutor: M.Sc. Jesús Enrique Dávila Pérez

Trabajo Especial de Grado



Caracas, 19 de enero del año 2011



Universidad Central de Venezuela

Facultad de Ciencias

Escuela de Física

**UTILIZACIÓN DE LA CÁMARA DE
IONIZACIÓN LÍQUIDA EN MANIQUÍ DE
TEJIDO EQUIVALENTE PARA VERIFICACIÓN
EN DOSIMETRÍA CLÍNICA.**

Br. Alvaro Alejandro Ruiz Plata

M.Sc. Jesús Enrique Dávila Pérez, Tutor

Caracas, 19 de enero del año 2011

**Utilización de la cámara de ionización líquida en maniquí de tejido
equivalente para verificación en dosimetría clínica.**

Copyright © 2011

Universidad Central de Venezuela, Alvaro Alejandro Ruiz Plata

UTILIZACIÓN DE LA CÁMARA DE IONIZACIÓN LÍQUIDA EN
MANIQUÍ DE TEJIDO EQUIVALENTE PARA VERIFICACIÓN EN
DOSIMETRÍA CLÍNICA.

Br. Alvaro Alejandro Ruiz Plata

*Trabajo Especial de Grado presentado
ante la ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título de:*
Licenciado en Física.

Quienes suscriben, miembros del Jurado que examinó el trabajo presentado por el Br. Alvaro Alejandro Ruiz Plata, titulado: “**Utilización de la cámara de ionización líquida en maniquí de tejido equivalente para verificación en dosimetría clínica.**” para optar al título de Licenciado en Física, consideramos que dicho trabajo cumple con los requisitos exigidos por los reglamentos respectivos y por lo tanto lo declaramos APROBADO en nombre de la Universidad Central de Venezuela.

M.Sc. Jesús Enrique Dávila Pérez, Tutor

Fecha

M.Sc. Ana R. Quintero

Fecha

M.Sc. Raudel Campa

Fecha

Caracas, 19 de enero del año 2011

Agradecimientos

En primer lugar le agradezco a Dios, porque a pesar de los distintos tipos de adversidades presentadas me ha permitido culminar mi carrera.

A Ana Ramirez y a mi padre Miguel Ruiz, por apoyarme tanto en mi carrera como en muchos otros aspectos de mi vida.

A mi tutor, Jesús Dávila, por compartir su experiencia y conocimientos conmigo, guiarme y corregir cuando era necesario cada uno de los pasos que seguí durante la orientación en Física Médica, y especialmente en el Trabajo Especial de Grado.

A la Universidad Central de Venezuela, lugar que me brindó la oportunidad de desarrollarme como estudiante universitario, sobre todo en la Facultad de Ciencias.

Al departamento de Física del Servicio de Radioterapia la Trinidad, del Centro Médico Docente la Trinidad, donde fueron realizados cada uno de los experimentos de este Trabajo Especial de Grado.

Resumen

Utilización de la cámara de ionización líquida en maniquí de tejido equivalente para verificación en dosimetría clínica.

Alvaro Alejandro Ruiz Plata

M.Sc. Jesús Enrique Dávila Pérez, Tutor

Universidad Central de Venezuela

La dosimetría clínica es aquel proceso o conjunto de procedimientos que tienen como finalidad mejorar la manera en que se distribuye la dosis sobre el volumen a tratar, destacándose mucho más la importancia de ésta en radioterapia debido a las altas dosis que se llegan a emplear, por ello es de vital importancia que se cumplan en todo momento uno de los principios fundamentales de la protección radiológica, *la optimización*. Como parte de ello, sumado además al programa de control de calidad está el hecho de utilizar la cámara de ionización líquida **microLion**. En este caso las medidas se hacen en un medio como agua o gel, por lo tanto la fluencia de partículas no se ve modificada debido a que las densidades dentro y fuera del detector son próximas. La importancia radica en que se cumple mucho más con las bases de las que parten las teorías de cavidades. De la mano con todo esto tenemos la falta de información sobre el comportamiento de las cámaras de ionización de estado líquido, en diferentes ámbitos y en particular para la verificación de la dosimetría clínica. Más que asegurar que se entregará la mejor distribución de dosis, lo que se desea en este trabajo especial de grado, **TEG**, es conocer cual es el comportamiento de la cámara de ionización líquida para hacer la verificación de la dosimetría clínica, tomando en cuenta todas sus características físicas. Para ello se irradiará a la cámara de ionización líquida con

2 técnicas diferentes, y así también observar como varia función de la planificación escogida, deseando que la respuesta no dependa de la técnica. El como se utilizará la cámara se podrá ver en la metodología de este trabajo.

M.Sc. Jesús Enrique Dávila Pérez
Tutor

ÍNDICE GENERAL

Índice General	viii
Lista de Figuras	x
Lista de Tablas	xii
1. Marco teórico	1
1.1. Detectores de estado líquido y gaseoso	1
1.1.1. Detectores de estado líquido	1
1.1.2. Detectores de estado gaseoso	9
1.2. Teoría de Cavidades	12
1.2.1. Teoría de Bragg-Gray	13
1.2.2. Teoría de Spencer-Attix	18
1.2.3. Teoría de Burlin	21
1.3. Definiciones Básicas	23
1.3.1. Poder de Frenado Másico	23
1.3.2. Equilibrio de Partículas Cargadas	25

1.3.3.	Dosimetría física	25
1.3.4.	Dosimetría clínica	32
2.	Metodología	35
2.1.	Material y equipo a utilizar	36
2.2.	Dosimetría física	37
2.3.	Dosimetría clínica	40
3.	Resultados	43
3.1.	Dosimetría física	43
3.2.	Dosimetría clínica	48
4.	Análisis de resultados	52
	Conclusión	54
	Bibliografía	56

LISTA DE FIGURAS

1.1.	Prototipo de la cámara de burbujas.	3
1.2.	Esquema básico de funcionamiento de un detector de centelleo líquido.	4
1.3.	Dieléctrico	5
1.4.	Esquema de la GLIC-03. Imagen tomada de <i>Physics in Medicine and Biology</i>	7
1.5.	Cámara MicroLion.	9
1.6.	Número de iones colectados en función del voltaje aplicado entre las placas.	9
1.7.	Haz de radiación que incide en medio homogéneo que contiene una cavidad de volumen v	13
1.8.	Densidad de ionización , en unidades arbitrarias, Vs Separación de las paredes , en mm. Comparación de las densidades de ionización medidas, curva sólida, en cámaras de ionización llenas de aire con paredes de diferentes materiales y de ancho ajustable, con la teoría de <i>Bragg-Gray</i> (marcas a la izquierda), y la teoría de <i>Spencer</i> (curva punteada), utilizando rayos δ de ^{198}Au	18
1.9.	Variación del tamaño de la cavidad en un medio w que es irradiado.	21
1.10.	Variación de la fluencia de partículas cargadas con la distancia al colocar una cavidad, que contiene un medio g , dentro de un medio w	23

1.11.	Curva de porcentaje de dosis en profundidad, utilizando voltajes de 6 MV y 18 MV.	26
1.12.	PDD Vs SSD	27
1.13.	PDD del Co 60	30
1.14.	Representación gráfica de condiciones para calcular el FRD.	31
1.15.	Factor de dispersión del colimador y el maniquí en función del tamaño de campo en cm^2	32
2.1.	Maniquí.	40
2.2.	Posicionamiento con laser.	41
2.3.	Volumen a irradiar.	42
3.1.	Distribución de las dosis utilizando RTC3-D.	48
3.2.	Campos RTC3-D	49
3.3.	Distribución de dosis, IMRT.	50
3.4.	Campos, IMRT.	51

LISTA DE TABLAS

1.1.	Especificaciones técnicas de la MicroLion dadas por el fabricante, PTW.	8
1.2.	Energía necesaria para producir un par ionico, $P.I.$, en diferentes gases.	11
1.3.	Relaciones entre las dosis para cavidades llenas de aire mediante la teoría de <i>Spencer</i> y mediante la teoría de <i>Bragg-Gray</i> . M.P. significa medio material de las paredes.	34
3.1.	Valores de la carga para determinar el $TPR_{20,10}$ y K_Q utilizando la cámara Farmer	43
3.2.	$TPR_{20,10}$	43
3.3.	Determinación del factor de corrección por polaridad, K_{pol} , para la cámara Farmer	44
3.4.	Determinación del factor de corrección por recombinación, K_s , para la cámara Farmer	44
3.5.	Valores calculados de los factores de corrección K_Q , K_{pol} , K_s y K^{ref}	44
3.6.	Determinación del factor de corrección por polaridad, K_{pol} , para la cámara líquida microLion	45
3.7.	Determinación del factor de corrección por recombinación, K_s , para la cámara líquida microLion	45
3.8.	Valores calculados de los factores de corrección K_{pol} , K_s y K^{liq}	45

3.9.	Bloque 1 para determinar el factor de calibración de la cámara microLion	46
3.10.	Bloque 2 para determinar el factor de calibración de la cámara microLion	46
3.11.	Bloque 3 para determinar el factor de calibración de la cámara microLion	47
3.12.	Factor de corrección por presión y temperatura, lectura promedio corregida y dosis para la cámara Farmer , utilizando su factor de calibración, $N_{D,w,Q}^{ref} = 0,05065 \frac{Gy}{nC}$	47
3.13.	Factor de calibración de la cámara líquida microLion	47
3.14.	Lecturas obtenidas utilizando RTC3-D.	49
3.15.	Lecturas obtenidas utilizando IMRT.	50

CAPÍTULO 1

MARCO TEÓRICO

1.1. Detectores de estado líquido y gaseoso

Para tener una buena comprensión de este T.E.G., en este capítulo se describirán a los detectores de radiación que utilizan líquidos y gases como volumen sensible, se definen algunas de sus ventajas y desventajas más importantes, para así justificar cada uno de los procedimientos realizados para la verificación de la dosimetría clínica.

1.1.1. Detectores de estado líquido

La etapa en la que se empezaron a considerar a los líquidos como medio sensible para las ionizaciones data desde 1896, donde Thomson descubrió que los líquidos dieléctricos se ionizaban cuando eran irradiados con rayos-X. Luego el científico George Cecil Jaffe, hizo un estudio sobre la recombinación de los portadores de carga producidos en una correlación espacial cercana y publicó su famoso trabajo, en 1913, sobre la

teoría columnar de ionización. Gracias a esta teoría fue posible explicar los tipos de ionizaciones que se podían dar cuando la radiación incidía en los líquidos dieléctricos.

Dependiendo del tipo de recombinación que se dé, se le denominan *recombinación inicial* y *recombinación general*. La recombinación inicial es el proceso en el cual se recombinan solo iones que son producidos a lo largo del trayecto de una partícula ionizante. La tasa de este tipo de recombinación aumenta con la densidad del medio ionizado y con la transferencia lineal de energía, LET (por sus siglas en ingles), de la partícula ionizante. En cambio, la recombinación general es el proceso en el cual las recombinaciones se pueden dar entre iones que provienen de las trayectorias de otras partículas cargadas.

En 1926, Lars Onsager publicó las correcciones sobre soluciones electrolíticas del movimiento browniano de los iones. De esta teoría un punto importante fue el estudio de la probabilidad de que el electrón escape del campo de coulomb de su ion precedente. Este es un punto muy importante pues siempre que ocurren ionizaciones y se quieren contabilizar hay que hacerlo de manera estadística.

Dicha probabilidad es expresada en función de la coordenada r , la separación inicial r_0 y la orientación θ del par con respecto al campo eléctrico externo como se puede ver en la ecuación 1.1.

$$P_{esc}(r, \theta) = \exp\left(\frac{-r_0}{r} - \beta r(1 - \cos \theta)\right) \sum_{n,m} \frac{\beta^{n+m} (1 + \cos \theta)^{n+m} r^n r_0^m}{m! (m+n)!}, \quad (1.1)$$

donde

$$r_0 = \frac{e^2}{\epsilon K_B T} \quad \text{y} \quad \beta = \frac{eE}{2K_B T}. \quad (1.2)$$

Las constantes están referidas a: e carga del electrón, ϵ la permitividad relativa del líquido, E campo eléctrico externo, K_B constante de Boltzman y T a la temperatura absoluta del líquido.

Para mostrar un poco las variantes existentes de los detectores de estado líquido se describirán algunos de ellos, hasta llegar al detector de estado líquido que se utilizó en este T.E.G. como objeto de estudio.

Los dispositivos de detección utilizando medios materiales líquidos como tal remiten aproximadamente desde los años 50 donde el físico estadounidense *Donald Glaser* inventó la conocida **cámara de burbujas** (1952), y que recibió el premio nobel por este invento en 1960.

La cámara de burbujas es un dispositivo de detección de partículas cargadas y tiene una configuración muy sencilla. Ésta consiste en un espacio que contiene el líquido, por lo general hidrógeno líquido, a su alrededor circula una corriente de manera de crear un campo magnético a través del líquido. Este líquido se mantiene a presión con un piston y además muy cerca, por debajo, de su temperatura de ebullición y así cuando las partículas incidan crearán burbujas, el piston se mueve y se toma una fotografía de la trayectoria de la partícula. El esquema del prototipo básico se muestra en la figura 1.1.

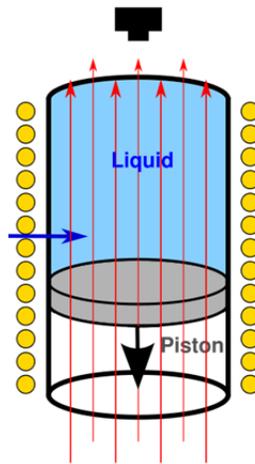


Figura 1.1: Prototipo de la cámara de burbujas.

Contador de centelleo líquido. El principio de detección de este tipo de detectores está basado en el fenómeno de la luminiscencia utilizando muestras que se

introducen en un vial, llamado vial de centelleo. El vial de centelleo es por lo general de vidrio o de plástico, dentro se introduce un líquido al que se le llama líquido centellador. Los líquidos centelladores comunmente usados son de componentes orgánicos con alta eficiencia de centelleo.

Además existe lo que se conoce como centellador primario y centellador secundario; donde en el primero se dá el fenómeno de centelleo y también se produce radiación ultravioleta. Los fotones producidos se contabilizan con un fotomultiplicador, y debido a la producción de la radiación ultravioleta que no puede ser detectada por el material fotosensible, se utiliza el llamado centellador secundario. El centellador secundario se encarga de cambiar la longitud de onda de los fotones UV y llevarlos al visible para así ser detectados por el fotomultiplicador. Un esquema básico de este tipo de detector se muestra en la figura 1.2.

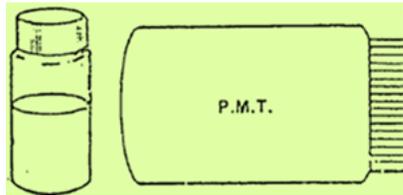


Figura 1.2: Esquema básico de funcionamiento de un detector de centelleo líquido.

Los líquidos utilizados en la mayoría de los detectores líquidos son de tipo *dieléctrico* por ende para conocer y aprovechar las ventajas del detector se deben conocer las características del dieléctrico. Se define como dieléctrico aquel material que en un rango de valores de diferencias de potencial, ΔV , no conduce electricidad. Como se puede ver en la figura 1.3 el campo eléctrico entre las placas polariza al material, el cual siempre se mantiene eléctricamente neutro, creándose una capa de cargas negativas del lado de la placa positiva y una capa de cargas positivas del lado de la placa negativa. De esta manera se logra que la carga aumente en cada una de las placas sin aumentar la diferencia de potencial, ni la distancia entre las placas ni el área de las mismas.



Figura 1.3: Dieléctrico

Se pasará ahora a comentar algunas de las propiedades de los dieléctricos a las cuales se hicieron referencia.

1.1.1.0.1. Conductividad eléctrica. En los dieléctricos líquidos esta propiedad es de naturaleza iónica y tiene un alto coeficiente de temperatura, es decir que entre más se eleva la temperatura más conductor se hace el material. Los portadores de carga son muy escasos y esto hace que los valores de campo eléctrico aplicado sean muy elevados. Cabe destacar que los portadores de carga obtenidos no solo se deben a la ionización del líquido sino también a la de impurezas presentes.

1.1.1.0.2. Rigidez dieléctrica. Se le llama así al valor de campo eléctrico que puede ser aplicado al dieléctrico antes de que empiece a conducir electricidad. Las variaciones de la rigidez no son tan dependientes de la presión pero si lo son de la temperatura.

1.1.1.0.3. Rendimiento de iones libres G_{fi} . Ésta es una cantidad muy importante a tomar en cuenta, ya que, no toda la ionización producida es contabilizada. En los lugares donde ocurren ionizaciones y excitaciones en líquidos aproximadamente hay pérdidas de 100 eV en las interacciones que generan grupos de 2 o 3 pares de electrón/ión, además de esto en los líquidos, a diferencia de los gases, una vez que ocurre la ionización los electrones aún están dentro del campo de coulomb de sus iones

y por lo tanto tienden a haber recombinaciones. Aquellos iones que no se recombinan son los llamados iones libres los cuales se pueden contabilizar mediante un parámetro de rendimiento. Este parámetro, G_{fi} , se define entonces como el número de pares electrón/ión producidos por cada 100 eV de energía absorbida y que escapan de su atracción mutua de coulomb.

1.1.1.0.4. Movilidad ionica K . El movimiento de los iones no siempre es el mismo para todos los materiales, por ende, la movilidad ionica es importante si por ejemplo se quiere saber el tiempo de tránsito τ de los portadores de carga dentro del líquido. La movilidad ionica, viene expresada en unidades de área, voltaje y tiempo; también es aproximadamente 1000 veces menor que en los gases. Se expresa así

$$K = \frac{d}{\tau E}, \quad (1.3)$$

donde d es la distancia entre los electrodos y E el campo eléctrico aplicado.

El 10 de mayo de 2007, en un artículo publicado en la revista *Physics in Medicine and Biology* se describe a la cámara **GLIC-03**, como un tipo de cámara de ionización líquida que se utilizó para realizar comparaciones con otros dispositivos de detección y probar las propiedades, ventajas y/o desventajas que un volumen sensible líquido puede brindar. Tiene la propiedad de poder variar el líquido a utilizar. La figura 1.4 muestra un esquema de la constitución de la cámara.

Ésta consta de un electrodo llamado electrodo de guarda con la finalidad de poder hacer pruebas tanto con líquido como sin él y así también funcionar como una cámara llena de gas. También se evaluó como variaba la respuesta con la separación de los electrodos, la estabilidad y reproducibilidad de las lecturas utilizando haces de fotones de 18 MV y a una tasa de 100 UM/min.

La finalidad de hacer estudios con la cámara GLIC-03 era obtener información para crear un dispositivo que pudiera ser utilizado en la dosimetría clínica. Se obtuvo

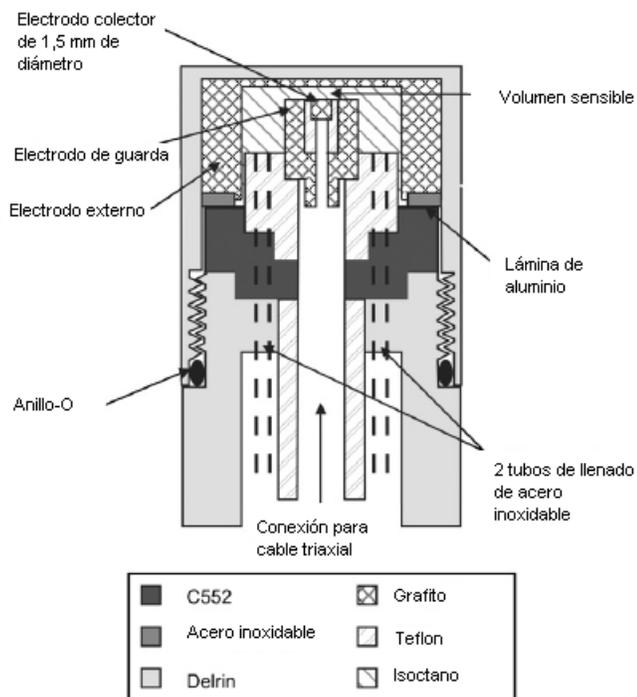


Figura 1.4: Esquema de la GLIC-03. Imagen tomada de *Physics in Medicine and Biology*.

que la respuesta de la cámara GLIC-03 decreció un 1 por ciento después de 10 horas y la manera en que decrecía era estable, lineal y reproducible.

La **MicroLion**, utilizada en este T.E.G., es una cámara de ionización de estado líquido o cámara cuya cavidad utilizada como volumen sensible está llena de líquido. En la tabla 1.1 se muestran algunas especificaciones técnicas de la cámara dadas por el fabricante.

La **MicroLion** a diferencia de algunos prototipos que se han estudiado con anterioridad es el primer modelo de cámara de ionización líquida comercializado. En ella se han superado aspectos como la estabilidad que puede tener la respuesta de la cámara con el tiempo. Por ejemplo, si comparamos ese aspecto con la GLIC-03 nos podemos fijar que se habla de la estabilidad de la **MicroLion** en términos de años y no de horas.

Cámara de ionización	MicroLion tipo 31018
Fabricante	PTW-Freiburg
Aplicación	Dosimetría relativa en radioterapia
Volumen de medida	0,0017 cm^3
Dirección de irradiación	Axial
Dependencia direccional	$\leq \pm 1\%$, 40° . $\leq \pm 0,5\%$, para rotaciones alrededor del eje de la cámara

Tabla 1.1: Especificaciones técnicas de la MicroLion dadas por el fabricante, PTW.

Cuando se usan detectores de radiación gaseosos y se quiere hacer una medida en un medio con una densidad que es mucho mayor que la densidad del gas a utilizar hay un cambio apreciable para la fluencia de los electrones que van a entregar la dosis en el punto de interés. Además de eso al tener un gas como volumen sensible la cantidad de ionizaciones que se obtienen es muy baja y por ende hay que aumentar el volumen de las cámaras gaseosas. Esto conlleva a que la resolución espacial obtenida disminuya.

Es por ello que la cámara MicroLion al poseer un volumen sensible de un líquido dieléctrico, iso-octano, disminuye considerablemente la variación de la fluencia de las partículas cargadas, el volumen puede ser muy pequeño debido a su densidad y todo esto conlleva a que se de en mayor medida el C.P.E.¹ La figura 1.5 muestra la cámara en cuestion.

Como bien lo dice en las especificaciones técnicas dadas por el fabricante, la cámara es sugerida para procedimientos relacionados a la dosimetría física. Se quiere ver como es la respuesta de la misma al llevar sus bondades de buena estabilidad, volumen pequeño etc. al campo de la dosimetría clínica.

¹Debido a sus siglas en ingles, charged particle equilibrium, se refiere al equilibrio de partículas cargadas.



Figura 1.5: Cámara MicroLion.

1.1.2. Detectores de estado gaseoso

Los detectores de estado gaseoso son dispositivos que a través de una diferencia de potencial entre un cátodo y un ánodo recolectan la ionización que produce una partícula al pasar por un gas, que el detector contiene entre las placas, donde el electrón desprendido va hacia el electrodo positivo y la partícula ionizada hacia el electrodo negativo. Por lo general el medio que se utiliza para hacer la detección es el aire o algún tipo de gas inerte.

Estos detectores de estado gaseoso se clasifican dependiendo del voltaje que les sea aplicado entre el cátodo y el ánodo.

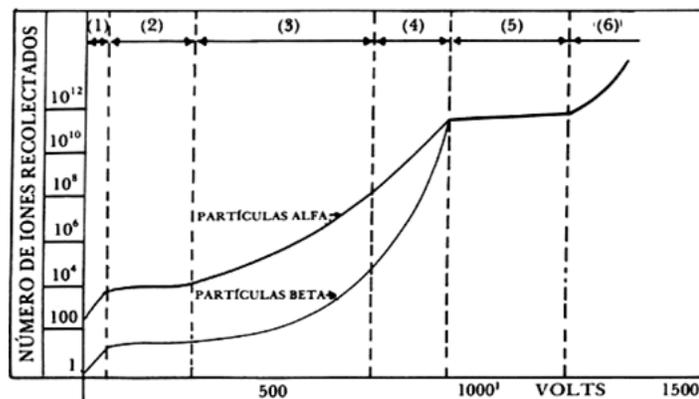


Figura 1.6: Número de iones colectados en función del voltaje aplicado entre las placas.

Como se puede ver en la figura 1.6 hay 6 diferentes intervalos de potencial los cuales están referidos a:

1. Voltaje aplicado muy bajo y por ende la atracción que ejercen los electrodos es muy pequeña originando que una fracción de los iones formados se recombinen y no se recolectan.
2. Aumentando el voltaje, la fuerza de atracción crece hasta que se recolectan todos los iones formados dentro del detector. Se le llama región de saturación. El dispositivo utilizado se denomina **cámara de ionización** y también se le asigna este nombre a la región. Solo se recolectan los iones formados por la interacción de la radiación con el gas.
3. Aceleración de los iones primarios va provocando ionizaciones secundarias. Efecto denominado **amplificación por gas**.
El número de iones recolectados crece proporcionalmente con el voltaje aplicado. El dispositivo utilizado se le conoce como **detector proporcional**.
4. La atracción ejercida por los electrodos en los iones y electrones es tan fuerte que los electrones son rápidamente absorbidos por el electrodo central. Los iones positivos se desplazan a velocidades menores. Cambia la intensidad de la fuerza de atracción y por ende la proporcionalidad de los iones recolectados. Se le conoce como **región de proporcionalidad limitada**.
5. El número de iones recolectados es independiente del tipo de radiación y del número de iones primarios. Las ionizaciones secundarias crean más ionizaciones formando una reacción en cadena. Esta región es conocida como **región Geiger**.
6. Incrementando, más aún, el voltaje se obtiene un gran número de señales aún cuando ninguna radiación atraviese el gas hasta hacerlo de manera continua. Se le llama **región de descarga continua**.

Se dice que se tiene una *cámara de ionización abierta* cuando tiene intercambio con el medio ambiente y el valor de la presión dentro de la misma es igual al de la presión atmosférica y cerrada si la presión es mayor. Las cámaras de ionización abiertas son generalmente utilizadas si se quiere mayor precisión mientras que las cerradas cuando se quiere mayor sensibilidad.

Un factor importante de los detectores gaseosos a tomar en cuenta es la energía que se necesita para producir un par iónico en el gas. Observese los valores de energías en la tabla 1.2

Gas	$E/P.I.$ (eV)
H_2	36.3
He muy puro	43.0
N_2	36.5
O_2	32.5
aire	35
Ne muy puro	36.8
Ar	26.4
Kr	24.1
Xe	21.9
CH_4	30.0
C_2H_4	29.0
CO	34.0
CO_2	34.0
CS_2	26.0
CCl_4	27.0
NH_3	39.0

Tabla 1.2: Energía necesaria para producir un par iónico, $P.I.$, en diferentes gases.

En cuanto al *contador proporcional* es importante resaltar que la cantidad de carga recolectada por los electrodos no es la misma que la debida a la ionización incidente, sino que es proporcional a la energía de la partícula incidente. Por lo tanto, este tipo de detector se utiliza generalmente para obtener la energía de la partícula que ioniza el gas empleado dentro del contador.

Otro tipo de contador es el *Geiger Muller*, éste es utilizado para medir los niveles de radiación en un lugar, sin discriminar en energía o tipo de partícula que la produce. Ésto se debe a la zona de potencial en la cual él trabaja.

1.2. Teoría de Cavidades

Los detectores de radiación son instrumentos en los cuales existe un espacio o cavidad en la cual se lleva a cabo la detección de la radiación.

Para poder entender un poco más los fenómenos que ocurren dentro de la cavidad, en función de obtener un valor de dosis, en algún punto dentro de la cavidad pero como si ella no estuviese allí, se estudian teorías desarrolladas especialmente para cavidades. Es por ello que este tipo de teorías recibe justamente el nombre de *teoría de cavidades*. De las teorías de cavidades que se hablará tenemos:

- Teoría de Bragg-Gray.
- Teoría de Spencer-Attix.
- Teoría de Burlin.

Estas teorías nos relacionan la dosis en el medio material del sensor, o detector, con las dosis en el medio material de interés. Además, las teorías de cavidades están basadas en un grupo de condiciones, las cuales se deben tener siempre presente para saber cuál es su rango de validez. Dichas condiciones se proceden a describir.

Consideremos que se tiene un haz de radiación externo, de fotones, que incide sobre un medio homogéneo dentro del cual se tiene una cavidad de volumen v . El volumen de la cavidad puede representar el volumen de algún tipo de cámara de ionización.

El volumen del medio homogéneo debe ser tal que cualquier partícula secundaria emitida, desde el volumen v , no salga del medio en el que se encuentra la cavidad.

Además de la composición atómica del medio, su densidad también debe ser homogénea y el haz de radiación indirecto debe ser un haz uniforme y no deben haber campos externos que cambien la trayectoria de las partículas cargadas.

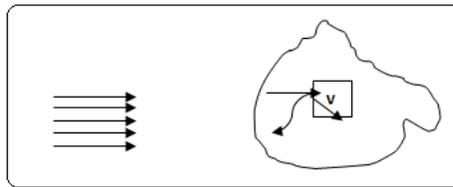


Figura 1.7: Haz de radiación que incide en medio homogéneo que contiene una cavidad de volumen v

Estas condiciones son necesarias para poder establecer y acercarnos más a la condición de equilibrio de partículas cargadas en el volumen ocupado por el medio homogéneo en el cual se encuentra la cavidad y/o volumen, v , de interés.

1.2.1. Teoría de Bragg-Gray

Además de las condiciones antes descritas, para poder aplicar la teoría de Bragg-Gray se tiene que cumplir que el tamaño de la cavidad sea pequeño y que la presencia de la cavidad no perturbe el campo de las partículas cargadas. Cuando se dice que la cavidad es pequeña es con respecto al rango de las partículas cargadas. A esto se le conoce como **primera condición de Bragg-Gray**.

Si partimos, a groso modo, del caso en que un haz de partículas cargadas con energía cinética T_0 es perpendicular a una superficie delgada con un número atómico Z dado, se debe cumplir lo siguiente:

- Poder de frenado de colisión debe permanecer prácticamente constante.
- La dispersión tiene que ser despreciable.
- La energía cinética que sale de una superficie delgada por rayos δ tiene que ser despreciable, bien porque la capa es gruesa comparada con el rango de los rayos δ o bien porque la capa está entre dos capas del mismo Z para proveer equilibrio de partículas cargadas, *CPE*, de los rayos δ .

Usualmente las partículas cargadas pueden satisfacer los puntos ya expresados.

La energía perdida debido a las colisiones, de una fluencia ϕ de partículas cargadas, con energía T_0 , que pasan perpendicularmente a través de una capa, de grosor de masa dado por ρt , está dado por la siguiente expresión:

$$E = \phi \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c \rho t, \quad (1.4)$$

donde ρ es la densidad de la capa, ρt es el camino que las partículas siguen al cruzar la capa, $(dT/\rho dx)_c$ es el poder de frenado másico por colisión del medio evaluado en T_0 .

Según lo dicho en párrafos anteriores, la energía perdida por las partículas cargadas, que permanece dentro del medio se pueden expresar en función de una magnitud radiométrica escalar y una magnitud fundamental, como lo son la energía impartida y la masa, respectivamente. Esta relación entre las magnitudes expresa la dosis absorbida por el medio, debido a las partículas, como sigue:

$$D = \frac{E}{\rho t}, \quad (1.5)$$

por lo tanto,

$$D = \frac{\phi \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c \rho t}{\rho t}, \quad (1.6)$$

obteniendo

$$D = \phi \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c. \quad (1.7)$$

Las unidades de la expresión anterior, según el procedimiento que se utilizó para obtenerla, están dadas en MeV/g , por lo tanto para llevarlas a la unidad de Gy se debe tener en cuenta la relación conocida:

$$MeV/g = 1,602 \times 10^{-10}. \quad (1.8)$$

Lo que ya se ha dicho deja en claro que todas las partículas cargadas que contribuyan a la dosis en el medio deben provenir de afuera de la cavidad, y también que ninguna de ellas se detenga dentro de la misma. Entonces se establece una **segunda condición de Bragg-Gray**, la cual es: la dosis absorbida en la cavidad debe ser depositada sólo por las partículas cargadas que la cruzan.

Una vez que ya se hayan estipulado las bases en las que yace la teoría, se expresa la relación entre las dosis absorbidas en las adyacencias de dos medios

$$\frac{D_w}{D_g} = \frac{\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{c,w}}{\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{c,g}}, \quad (1.9)$$

donde los subíndices g y w representan a cada uno de los medios y se puede ver que esta relación no depende de la fluencia de partículas ya que ésta es considerada igual en los límites de ambos medios.

La expresión anterior, referente a la relación entre las dosis, está dada para un haz de partículas cargadas siempre y cuando éste sea monoenergético. En el caso más

general, o caso real, se tiene un espectro energético. Para tomar en cuenta ese espectro energético se deben sumar todas las contribuciones para todos los valores de energía, promediando el poder de frenado másico de colisión en la cavidad, tomando ahora en cuenta que la fluencia también dependerá de la energía y por lo tanto se tomará la fluencia energética. Dicho de otra manera, se integran los diferenciales de dosis por colisión para cada energía en todo el espectro energético y se divide entre el diferencial de fluencia energética integrándola en el espectro energético para así obtener el valor medio del coeficiente de frenado másico para todo el espectro energético.

Se designará ${}^m_g\bar{S}$, al valor medio del poder de frenado másico, en un medio material identificado con la letra g , y la letra m hace referencia a la palabra másico. La expresión correspondiente es

$${}^m_g\bar{S} = \frac{\int_0^{T_{max}} \phi_T \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{c,g} dT}{\int_0^{T_{max}} \phi_T dT}, \quad (1.10)$$

de donde como ya se ha mencionado se obtiene la relación

$${}^m_g\bar{S} = \frac{D_g}{\phi}. \quad (1.11)$$

Haciendo un procedimiento análogo se obtiene el valor medio del poder de frenado másico en el medio fuera la cavidad, representado con la letra w , así:

$${}^m_w\bar{S} = \frac{D_w}{\phi}. \quad (1.12)$$

Para obtener una expresión que dé una relación entre las dosis, como la que se obtuvo para un haz monoenergético, se realiza el cociente de los valores medios del poder de frenado másico, y se obtiene:

$$\frac{D_g}{D_w} = \frac{{}^m_g\bar{S}}{{}^m_w\bar{S}}. \quad (1.13)$$

Definiendo

$$\frac{{}^m_g\bar{S}}{{}^m_w\bar{S}} = {}^m_{w,g}\bar{S}, \quad (1.14)$$

obtenemos así la **relación de Bragg-Gray** para haces de radiación **no-monoenergéticos**

$$D_w = {}^m_{w,g}\bar{S} D_g. \quad (1.15)$$

Es importante notar que las dependencias de la expresión son valores medibles y así se obtiene la dosis en el medio w . La dosis en el medio g tiene un valor conocido, que se obtiene por medio de la expresión

$$D_g = \frac{Q}{m} \left(\frac{\bar{W}}{e} \right)_g, \quad (1.16)$$

donde Q es la carga total recolectada en la cavidad, m es la masa del medio material que está en la cavidad y $\left(\frac{\bar{W}}{e} \right)_g$ la energía media para producir un par iónico en el material dentro de la cavidad.

Otra manera de llegar a una relación entre dosis lo explica **Spencer**, en la cual se obtiene una relación entre las dosis, como en la teoría de *Bragg-Gray*, pero por un método mucho más ingenioso y/o directo. Para llegar de forma más sencilla, a la expresión de *Bragg-Gray*, se tomó en cuenta que tanto la distribución de fluencia de partículas con respecto a la energía así como el poder de frenado, se puedan mantener constantes para un rango de energías dado. Por lo tanto se tiene que

$$\phi_T^e = \frac{N}{\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)}, \quad (1.17)$$

y así sustituir, ϕ_T^e , en la expresión general de dosis para un espectro de energías

$$D_g = \int_0^{T_{max}} \frac{N}{\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_w} \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_g dT. \quad (1.18)$$

Considerando que existe equilibrio de partículas cargadas se tiene que $D_w = NT_0$, donde T_0 es la energía cinética de cada una de las partículas de una fuente homogénea, por lo tanto al realizar el cociente entre las dosis en ambos medios

$$\frac{D_g}{D_w} = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_{max}} \frac{1}{\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_w} \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_g dT. \quad (1.19)$$

Obteniendo así la relación de *Bragg-Gray*

$$\frac{D_g}{D_w} =_{g,w} \bar{S}. \quad (1.20)$$

1.2.2. Teoría de Spencer-Attix

Attix y colaboradores sugirieron a *Spencer* que en el modelo de *Bragg-Gray* era necesario tomar en cuenta la producción de los rayos δ debido a que la teoría de *Bragg-Gray* no podía predecir los resultados que eran obtenidos experimentalmente.

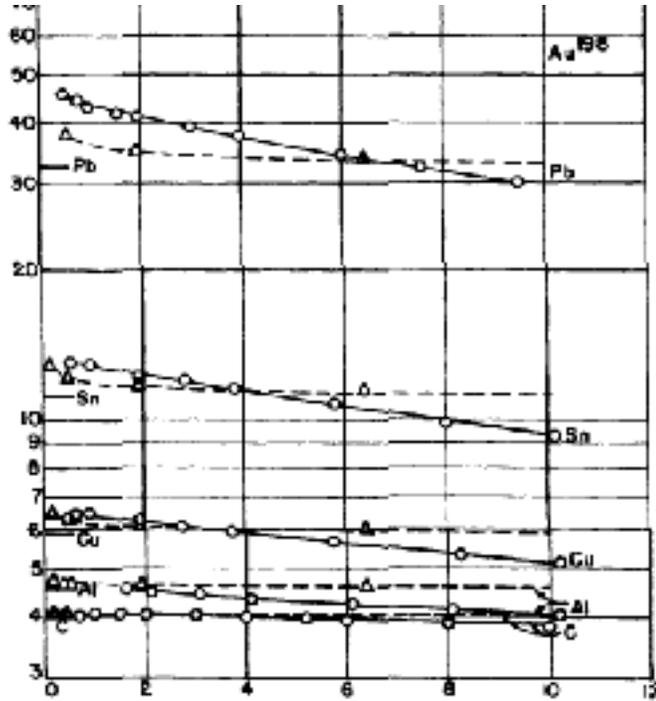


Figura 1.8: **Densidad de ionización**, en unidades arbitrarias, Vs **Separación de las paredes**, en mm. Comparación de las densidades de ionización medidas, curva sólida, en cámaras de ionización llenas de aire con paredes de diferentes materiales y de ancho ajustable, con la teoría de *Bragg-Gray* (marcas a la izquierda), y la teoría de *Spencer* (curva punteada), utilizando rayos δ de ^{198}Au .

Por lo tanto, la propuesta de *Spencer* no es solo modificar la teoría de cavidades de *Bragg-Gray* incorporando los efectos de los rayos δ , sino también lograr que la variación de la densidad de ionización con el tamaño de la cavidad pudiera tenerse en cuenta, al menos para cavidades lo suficientemente pequeñas que satisfagan las condiciones de *Bragg-Gray*.

Para ello se emplearon las mismas suposiciones utilizadas para la teoría de *Bragg-Gray*:

- Las 2 condiciones de *Bragg-Gray*.
- Existencia de **CPE**, (equilibrio de partículas cargadas).
- Ausencia de generación de bremsstrahlung.

La manera en que se quiere modificar y/o derivar la teoría conlleva a que se debe tener una fuente homogéneamente distribuida de electrones monoenergéticos de energía inicial T_0 (MeV) que emite N partículas por gramo a través de un medio homogéneo w .

La distribución energética de la fluencia de electrones, ϕ_T^{e,δ^2} , generados en los alrededores del medio es dividido, arbitrariamente, según la esquematización de *Spencer* en:

- **El grupo rápido:** electrones que tienen energías $T \geq \Delta$, por lo tanto transporta energía. Tienen suficiente energía para cruzar la cavidad si ellos colisionan.
- **El grupo lento:** electrones que tienen energías $T < \Delta$. No son capaces de entrar a la cavidad ni transportan energía.

Entonces para no tomar valores erróneos de la dosis se deben excluir del cálculo las energías de aquellos electrones con rango cero, ya que de no hacer esto habría una contradicción con que el rango de los electrones sea mucho menor que el tamaño de la cavidad, lo cual es una de las suposiciones de partida.

Por lo tanto una nueva expresión para el cálculo de la dosis en un medio w , en CPE, sería:

²Esta notación con e, δ quiere decir que se toman en cuenta los rayos δ en la distribución de la fluencia de partículas.

$$D_w = NT_0 = \int_{\Delta}^{T_0} \phi_T^{e,\delta} {}^m S(T, \Delta) dT \quad (1.21)$$

donde ${}^m S$, es el poder de frenado másico restringido para los electrones de energía T en un medio W , que incluye perdidas energéticas para rayos δ ³ que no superan a Δ .

La distribución de la fluencia de electrones, incluyendo los rayos δ , es corregida:

$$\phi_T^{e,\delta} = \frac{NR(T, T_0)}{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_w}, \quad (1.22)$$

donde $R(T, T_0)$ es la relación diferencial de las fluencia de electrones incluyendo los rayos δ , con la fluencia de electrones primaria solamente.

Por lo tanto al sustituir la ecuación 1.22 en la ecuación 1.21 tenemos que:

$$D_w = N \int_{\Delta}^{T_0} \frac{R(T_0, T)}{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_w} {}^m S(T, \Delta) dT. \quad (1.23)$$

Análogamente si se quiere expresar la dosis dentro de un medio g , en la cavidad, se tiene la expresión:

$$D_g = N \int_{\Delta}^{T_0} \frac{R(T_0, T)}{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_g} {}^m S(T, \Delta) dT. \quad (1.24)$$

La relación entre las dosis sería:

$$\frac{D_g}{D_w} = \frac{N \int_{\Delta}^{T_0} \frac{R(T_0, T)}{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_g} {}^m S(T, \Delta) dT}{N \int_{\Delta}^{T_0} \frac{R(T_0, T)}{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_w} {}^m S(T, \Delta) dT}. \quad (1.25)$$

En la tabla 1.3 se muestran relaciones entre las dosis calculadas por *Spencer*, para cavidades de aire teniendo en cuenta el valor umbral Δ , en medios que contienen fuentes monoenergéticas de electrones para varios valores de la energía cinética, T_0 , y para varios valores del Z del medio que contiene las fuentes. Luego se comparan estos valores con los que arroja la teoría de *Bragg-Gray* en las mismas condiciones.

³Solo estos rayos δ de baja energía contribuyen a la dosis en el sitio donde son producidos(no tienen rango).

1.2.3. Teoría de Burlin

La teoría de cavidades de *Burlin* es una teoría aplicada a cavidades de mayor tamaño que las utilizadas en las teorías de *Bragg-Gray* y de *Spencer-Attix*. Esta teoría considera que la fluencia de electrones en el medio decae exponencialmente al aumentar la longitud de la cavidad.

En la figura 1.9 se muestra una región con un medio w el cual está siendo irradiado con rayos γ . Hay 3 cavidades, donde cada una de ellas contiene un medio g en su interior, de diferentes tamaños (grande, mediana y pequeño) comparados con el rango de los electrones secundarios. e_1 se refiere a los electrones que son capaces de cruzar la cavidad, e_2 se refiere a los electrones que se originan en la cavidad y se detienen en las paredes de ésta, e_3 se refiere a los electrones que comienzan en la pared y terminan en la cavidad y por último e_4 se refiere a los electrones que se originan y se detienen en la cavidad. Debido a esto se puede notar que la dosis depende de la distancia entre las paredes.

Por otro lado si la cavidad es lo suficientemente grande los electrones que contribuyen a la dosis en las paredes lo harán de manera despreciable; es por ello que entonces la dosis promedio corresponde a aquellos electrones que se quedan en ella, los representados con e_4 .

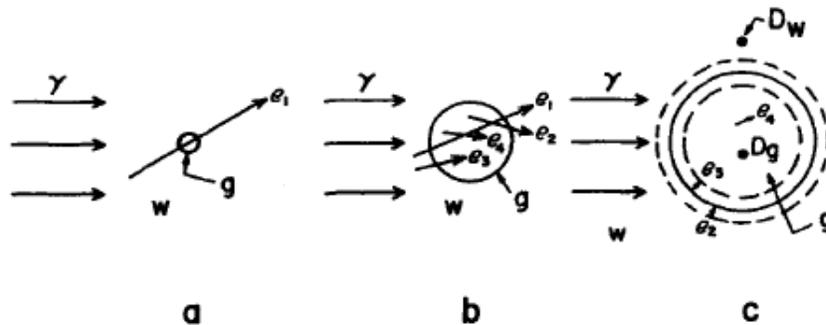


Figura 1.9: Variación del tamaño de la cavidad en un medio w que es irradiado.

Para la creación de la teoría, *Burlin* estableció el siguiente conjunto de hipótesis:

1. Los medios w y g son homogéneos.
2. Un campo de rayos γ homogéneo existe en cualquier parte a través de w y g .
3. Existe equilibrio de partículas cargadas en todos los puntos de w y g que esten más allá que el rango de electrones máximo desde los límites de la cavidad.
4. Los espectros de equilibrio de electrones secundarios generados en w y g son los mismos.
5. La fluencia de electrones entrando desde la pared es atenuada exponencialmente mientras que pasa por el medio g , sin cambiar su distribución espectral.
6. La fluencia de electrones que surge en la cavidad se acumula hasta su valor de equilibrio exponencialmente como una función de la distancia en la cavidad. Coincide con el mismo coeficiente de atenuación β que se le aplica a los electrones que inciden en la cavidad.

Con esto se llega a que la relación entre las dosis de la teoría de cavidades de *Burlin* se escribe así:

$$\frac{\bar{D}_g}{D_w} = d \frac{m}{g,w} \bar{S} + (1 - d) \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_w^g, \quad (1.26)$$

, donde d es un parámetro asociado al tamaño de la cavidad, que se aproxima a 1 cuando la cavidad es pequeña y se aproxima a 0 cuando la cavidad es grande

$$d \equiv \frac{\bar{\phi}_w}{\phi_w^e} = \frac{1 - e^{\beta L}}{\beta L}, \quad (1.27)$$

donde L es el tamaño del camino a seguir en la cavidad.

La variación exponencial de la fluencia de electrones se puede ver en la figura 1.10. Como es de esperarse mientras aumenta la longitud la fluencia del medio w decae mientras que la correspondiente a g aumenta, pero al final referirse a g o w es lo mismo si se cumplen las condiciones ya expuestas.

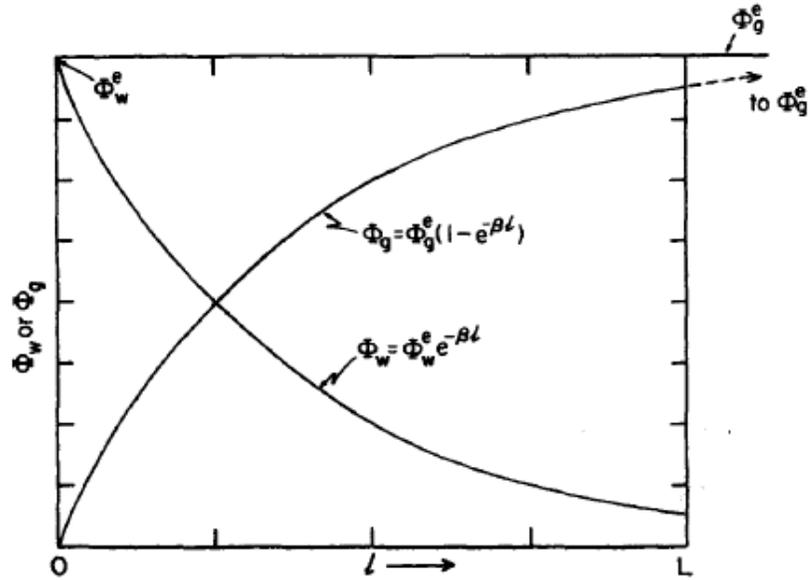


Figura 1.10: Variación de la fluencia de partículas cargadas con la distancia al colocar una cavidad, que contiene un medio g , dentro de un medio w .

1.3. Definiciones Básicas

1.3.1. Poder de Frenado Másico

En términos generales podemos definir el poder de frenado como una fuerza retardante de la pérdida de energía de la partícula por unidad de longitud.

Esta fuerza tiene dos tipos de contribuciones, una debida a las pérdidas por colisiones y otra debida a la pérdida de energía por radiación electromagnética.

El poder de freando se expresa:

$$S(E) = -\frac{dE}{dx}. \quad (1.28)$$

Tomando en cuenta que posee dos contribuciones tenemos, tenemos:

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} = \left[-\frac{dE}{dx} \right]_c + \left[-\frac{dE}{dx} \right]_{rad} \quad (1.29)$$

Como es lógico pensar, mientras más pesada sea la partícula incidente la interacción será mayor y, por lo tanto, el poder de frenado másico debido a las colisiones se incrementará mucho más rápido que el poder de frenado debido a las pérdidas radiativas.

Recordando que, como lo dice la electrodinámica clásica, cuando una partícula cargada es acelerada ésta emite radiación electromagnética cuya intensidad está dada por la siguiente expresión:

$$I = c \frac{z^2 Z^2}{M^2}, \quad (1.30)$$

donde I es la intensidad, c es una constante, z y Z corresponden al número atómico de la partícula incidente y del medio, respectivamente.

Como se puede ver el poder de frenado depende del medio material y también de la carga y energía de la partícula incidente en dicho medio. Para partículas cargadas muy pesadas tenemos que:

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{\text{colisión}} \approx c\rho \frac{Z^2 z^2}{Av^2} \quad (1.31)$$

donde ρ es la densidad del medio, A es el número másico del medio y v es la velocidad de la partícula.

Es importante tener en cuenta que para partículas pesadas el poder de frenado por radiación se puede despreciar en presencia del poder de frenado por colisión. Para el caso de electrones el poder de frenado es mucho menor que el correspondiente al de las partículas pesadas, además en este caso ya el termino debido a la radiación no se considera tan despreciable y es:

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{\text{radiación}} = c\rho Z E_c \quad (1.32)$$

donde se tiene que E_c es la energía cinética del electrón.

Para efectos de medir el poder de frenado, se aplica un truco matemático para su mayor facilidad. Éste consiste en asignarle a un recorrido de espesor lineal x un **espesor másico**, X_m , cuyas unidades están dadas en Kg/m^2 . Esta relación se puede ver así:

$$X_m = x\rho. \quad (1.33)$$

Por lo tanto se obtiene el famoso *poder de frenado másico* como sigue:

$$\left[-\frac{dE}{dX_m} \right] = \frac{1}{\rho} \left[-\frac{dE}{dx} \right]. \quad (1.34)$$

1.3.2. Equilibrio de Partículas Cargadas

Se dice que hay equilibrio de partículas cargadas *en un punto* si la distribución de radiancia de partículas cargadas con respecto a la energía es constante en una distancia igual al alcance máximo de la partícula cargada.

$$\dot{\phi}_{\Omega,E} = \frac{d\dot{\phi}_{\Omega}}{dE} = \text{constante}. \quad (1.35)$$

1.3.3. Dosimetría física

Es aquella dosimetría que se realiza con la finalidad de calibrar y acondicionar el equipo, determinar los perfiles de dosis y las curvas de dosis en profundidad.

Esto se debe a que la dosis absorbida, por paciente o maniquí, depende de varios factores a tomar en cuenta para caracterizar el haz, como son:

- Profundidad.
- Energía del haz.
- Distancia desde la fuente.
- Sistema de colimación.
- Tamaño de campo.

En la figura 1.11 se puede observar como con la profundidad varia el *porcentaje de la dosis*, por lo general se hace referencia a él como **PDD**, por sus siglas en ingles.

Este porcentaje de dosis se hace con respecto a una profundidad de referencia que está sobre el eje central.

Para expresar cual es el porcentaje, de la dosis absorbida a cualquier profundidad, D_d , con respecto a la dosis en una profundidad de referencia, D_{d_0} , utilizamos la siguiente expresión:

$$\mathbf{PDD}(d, d_0) = \frac{D_d}{D_{d_0}} 100. \quad (1.36)$$

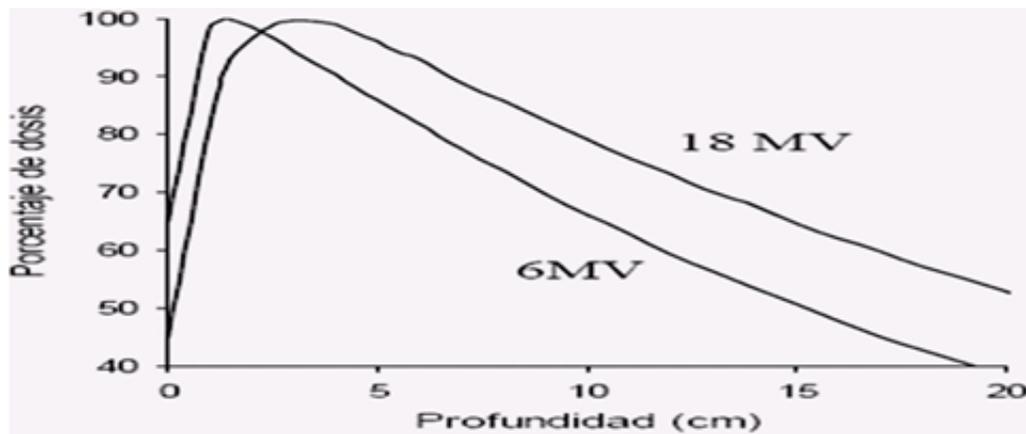


Figura 1.11: Curva de porcentaje de dosis en profundidad, utilizando voltajes de 6 MV y 18 MV.

Se puede observar como para profundidades antes de la zona de acumulación, la ionización es mayor que la absorción. En el punto más alto el número de fotones absorbidos se iguala con las ionizaciones producidas, en promedio. Luego de la zona de acumulación los fotones son absorbidos en su mayoría y las ionizaciones son menores.

A su vez el **PDD** depende de otros factores, que también modifican la dosis, como lo son:

- Energía del haz.
- Distancia fuente superficie, SSD por sus siglas en ingles.

- Tamaño de campo.

La dependencia del **PDD** con la energía del haz se puede ver fácilmente en la figura 1.11, donde a medida que aumentan los valores de energía se observa un aumento de la profundidad donde el **PDD** alcanza su valor máximo. Dicho de otra manera la zona de build up, o zona de acumulación, se corre a la derecha. Esto es de esperarse pues, para una misma partícula, más energía significa más penetración y por ende hay menos **PDD** en la superficie.

Para evaluar ahora la dependencia del **PDD** con **SSD** veamos primero como varia el haz de radiación, para dos valores de distancia fuente-superficie, en una profundidad dada y con un tamaño de campo fijo en la superficie.

Notar en la figura 1.12 como en la profundidad de interés varia el área. Se puede ver, en un mismo plano, como el área correspondiente al menor valor de **SSD** es mayor que el área que le corresponde al mayor valor de **SSD**.

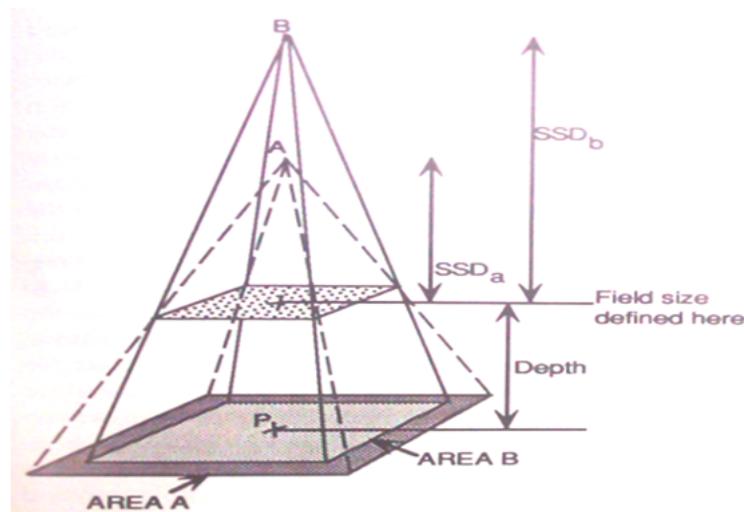


Figura 1.12: PDD Vs SSD

Al disminuir **SSD** , que equivale a acercarse a una fuente, la dosis por unidad de tiempo aumentará tanto en la superficie como en la profundidad que se quiere evaluar

ya que tenemos un mayor número de fotones por unidad de área.

Para esto es muy útil recordar que la velocidad de variación de la función $1/r^2$ es mucho mayor cuando nos acercamos al origen que cuando nos alejamos del mismo. Entonces si tenemos esa gráfica en mente nos damos cuenta que al acercarnos a valores de r cercarnos al cero la función se dispara bruscamente al infinito, pero si nos alejamos del cero, por lo contrario empezamos a tomar valores grandes de r , por lo tanto la función tenderá a disminuir su valor pero con una velocidad muy pobre.

Una vez entendido lo del parrafo anterior⁴, podemos entonces entender que a pesar que la tasa de dosis aumenta, al disminuir **SSD** el **PDD** va a disminuir, ya que éste es un valor relativo que se calcula con respecto a un punto de referencia. Entonces tenemos que :

$$\text{Tasa de dosis} \propto \frac{1}{SDD}. \quad (1.37)$$

$$PDD \propto SDD. \quad (1.38)$$

Siguiendo la misma línea de estudio sobre la dependencia del **PDD** con **SSD**, se pasará a expresar esta dependencia de una manera más explicita, y aproximada, utilizando la llamada **formula de Mayneord**

$$\mathbf{PDD}(d, r, f) = \mathbf{PDD}(d, r, f_i) \left(\frac{f + d_m}{f_i + d_m} \right)^2 \left(\frac{f_i + d}{f + d} \right)^2 \quad (1.39)$$

donde d y r se refieren a los valores de profundidad de cálculo y tamaño de campo respectivamente. La distancia fuente superficie, para la cual se quiere saber el nuevo **PDD**, se identificó con la letra f , la distancia fuente superficie inicial se identificó con f_i y por último d_m se refiere a la profundidad de dosis máxima.

⁴Se recomienda siempre imaginarse la gráfica del inverso del cuadrado y en especial como varía su pendiente.

En la ecuación 1.39 se le llama factor de Mayneord a

$$F = \left(\frac{f + d_m}{f_i + d_m} \right)^2 \left(\frac{f_i + d}{f + d} \right)^2 \quad (1.40)$$

por lo tanto tenemos que

$$\mathbf{PDD}(d, r, f) = F \mathbf{PDD}(d, r, f_i) \quad (1.41)$$

El factor de Mayneord, \mathbf{F} , es razonablemente preciso para calcular el cambio en el \mathbf{PDD} para **campos pequeños** donde la componente de dispersión es pequeña.

Al usar \mathbf{F} , se debe tener especial cuidado con las condiciones de trabajo bajo las cuales se aplica. Se declaran como condiciones extremas las siguientes:

- Baja energía. Considerando bajas energías aquellas menores a la del ^{60}Co , que emite radiación gamma de 2 tipos, 1,17 y 1,33 MeV.
- Campos grandes. Se considera un campo grande aquel donde la componente de dispersión de la dosis no sea mucho menor que la debida al haz primario. Si es posible despreciarla al compararla con la componente del haz primario, entonces se estaria en mejores condiciones para los campos óptimos del factor de Mayneord, \mathbf{F} .
- Profundidades muy grandes. Aquellas que son mucho mayores que la profundidad de dosis máxima, d_m .
- Cambios en \mathbf{SSD} muy grandes. Se definen como los cambios que hacen que el factor no siempre oscile entre valores muy cercanos a 1. Se quiere es lograr que el cambio de \mathbf{SSD} no varíe, significativamente, el número de fotones por unidad de área en la profundidad de interés. Es fácil ver que si f es mayor que f_i entonces \mathbf{F} es mayor que 1, y es menor que 1 si ocurre lo contrario.

Una expresión para las variaciones en el **PDD** que toma en cuenta otros parámetros es la siguiente:

$$\mathbf{PDD}(d, r, f) = \mathbf{PDD}\left(d, r/F^{1/2}, f_i\right) \frac{F_{man}(r/F^{1/2})}{F_{man}(r)} F \quad (1.42)$$

donde F_{man} es el factor de maniqui y está definido como una relación del factor de retrodispersión para un tamaño de campo dado, $FRD(r)$, y el factor de retrodispersión para el tamaño de campo de referencia, $FRD(r_{ref})$.

$$F_{man}(r) = \frac{FRD(r)}{FRD(r_{ref})}. \quad (1.43)$$

El FRD hay que tomarlo en cuenta cuando los fotones son de baja energía donde el porcentaje de dosis en profundidad varía diferente para profundidades bajas.

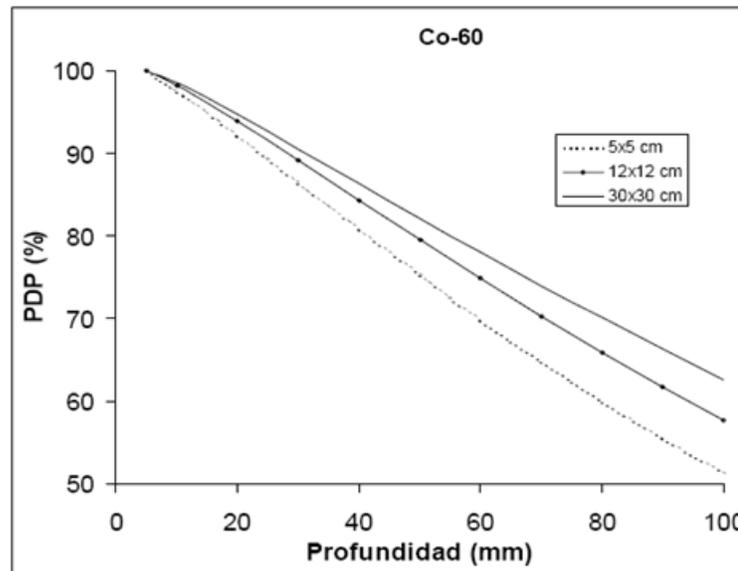


Figura 1.13: PDD del Co 60

Es utilizado para pasar de la tasa de dosis en aire a la tasa de dosis en agua y ambos con una misma distancia de referencia.

Se puede entonces observar que el FDR depende de

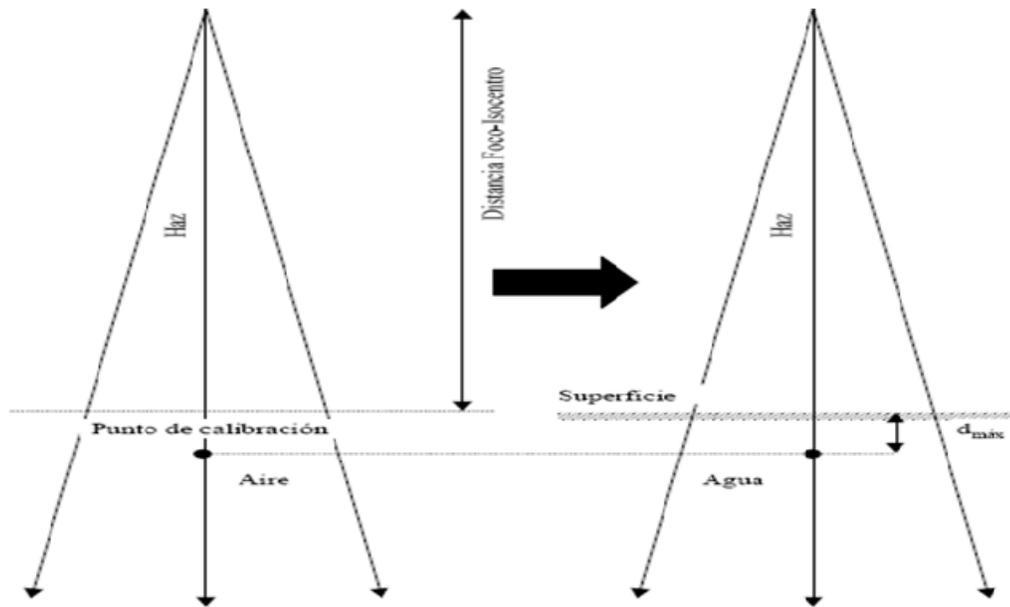


Figura 1.14: Representación gráfica de condiciones para calcular el FRD.

- Energía del haz.
- Tamaño de campo.

Ya se ha dicho que debido a las dispersiones por el maniquí habrán variaciones en el **PDD**, por lo tanto para estudiar como la dispersión contribuye a la dosis hay que tener en cuenta tanto a las dispersiones producidas por el maniquí como las dispersiones que produce el tamaño del campo. No obstante, la componente de la dosis debido a la dispersión es casi totalmente dependiente del tamaño de campo.

Notar como en la figura 1.15 el factor de dispersión debido al colimador varía mucho mas rápido que el correspondiente al maniquí.

En teoría, o idealmente, se podría decir que para un campo de $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$ la dosis se debería solo a la radiación primaria.

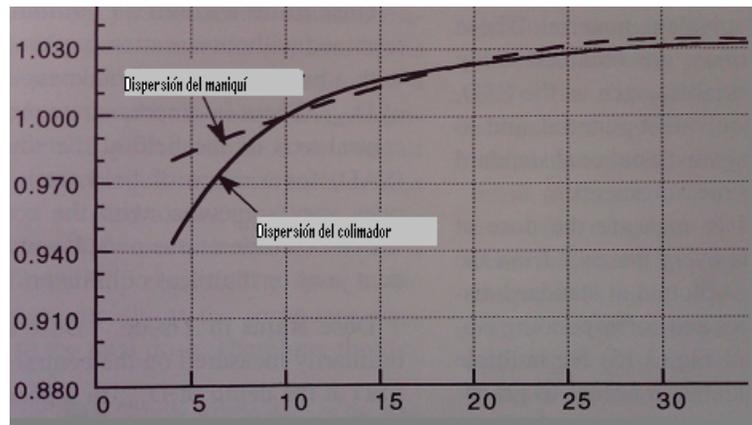


Figura 1.15: Factor de dispersión del colimador y el maniquí en función del tamaño de campo en cm^2 .

1.3.4. Dosimetría clínica

En pocas palabras se puede definir como aquella recaudación de información, de diversa índole en física y geometría, para planificar la mejor manera a tratar, dando la dosis prescrita por el oncólogo radioterapeuta.

1.3.4.0.5. Planificación. Cuando hablamos de planificación nos referimos a un proceso mediante el cual se llevará a cabo la determinación del volumen a ser tratado, la dosis que se va a entregar, el esquema de fraccionamiento y hasta el correcto posicionamiento del paciente para el momento de la irradiación. Para todo eso hay que elegir el arreglo de campo que se usará, colocando accesorios que modifican el haz y produciendo la distribución de isodosis más apropiada. Para llevar a cabo muchas tareas en la planificación se utilizan distintas herramientas; una que es de vital importancia cuando nos referimos a la planificación en si es el **sistema de planificación**.

1.3.4.0.6. Sistema de planificación: entiendase por sistema de planificación, del tratamiento, a todo aquel equipo y software destinado a la búsqueda del aumento de

la precisión de la dosis que se entregará al blanco. Para esto se deben contar con procedimientos de cálculos muy complejos, y por lo general, a medida que se quiera perfeccionar la precisión pues la complejidad aumentará. Todo esto dice que las pruebas de aceptación y de control de calidad de los sistemas de planificación deben ser cada vez más complejas e importantes.

M.P.	$T_0(KeV)$	D_g/D_w							D_g/D_w B-G
		Spencer							
		$\Delta(KeV) =$	2.5	5.1	10.2	20.4	40.9	81.8	
		$Rango^b(mm) =$	0.015	0.051	0.19	0.64	2.2	7.2	
C	1308		1.001	1.002	1.003	1.004	1.004	1.005	1.006
	654		0.990	0.991	0.992	0.992	0.993	0.994	0.994
	327		0.985	0.986	0.987	0.988	0.988	0.989	0.989
Al	1308		1.162	1.151	1.141	1.134	1.128	1.123	1.117
	654		1.169	1.155	1.145	1.137	1.131	1.126	1.125
	327		1.175	1.161	1.151	1.143	1.136	1.130	1.134
Cu	1308		1.456	1.412	1.381	1.359	1.340	1.327	1.312
	654		1.468	1.421	1.388	1.363	1.345	1.329	1.327
	327		1.485	1.436	1.400	1.375	1.354	1.337	1.353
Sn	1308		1.786	1.694	1.634	1.592	1.559	1.535	1.508
	654		1.822	1.723	1.659	1.613	1.580	1.551	1.547
	327		1.861	1.756	1.687	1.640	1.602	1.571	1.595
Pb	1308		2.054	1.940	1.865	1.811	1.770	1.730	1.730
	654		2.104	1.985	1.904	1.848	1.801	1.796	1.796
	327		2.161	2.030	1.946	1.881	1.832	1.876	1.876

Tabla 1.3: Relaciones entre las dosis para cavidades llenas de aire mediante la teoría de *Spencer* y mediante la teoría de *Bragg-Gray*. M.P. significa medio material de las paredes.

CAPÍTULO 2

METODOLOGÍA

El diseño de la metodología consta de una serie de pasos sistemáticos, para llevar a cabo la verificación de la dosis. Primero recordemos los objetivos planteados en este **TEG**:

- Conocer la respuesta de la cámara de ionización líquida en maniquí de tejido equivalente.
- Comprobar la utilidad del detector en la verificación de planes de tratamiento en campos angostos.
- Implementar el uso del detector dentro del programa de control de calidad para radiocirugía.

2.1. Material y equipo a utilizar

Como en física a la hora de realizar una práctica de algún tipo se utilizan una serie de materiales para poder llevar a cabo todos los procedimientos, se procederá a mencionar algunos de los materiales utilizados.

1. Acelerador de electrones de la casa *Varian* modelo TRILOGY.
2. Tomografo computarizado modelo Brillance CT, Philips.
3. Sistemas de planificación Varian medical sistem, versión 8.9.
4. Cámara de ionización cilíndrica TN-30013, PTW.
5. Cámara de ionización líquida **MicroLion** 30018, PTW.
6. Electrómetro modelo unidos, PTW.
7. Electrómetro de canal dual TANDEM , PTW.
8. Maniquí de tejido equivalente, H_2O .
9. Maniquí de tejido equivalente, gel.
10. Barómetro 350 series, Meriam instrument.

2.1.0.0.7. Descripción del procedimiento Siempre es necesario hacer la verificación del correcto funcionamiento de todos los equipos, para ello se realizarán una serie de procedimientos que están dentro de la dosimetría física, luego se pasará a la descripción de los procedimientos correspondientes a la dosimetría clínica.

2.2. Dosimetría física

Las pruebas correspondientes necesarias para la dosimetría física fueron las siguientes:

2.2.0.0.8. Pruebas mecánicas: este tipo de pruebas es de vital importancia ya que, por ejemplo, con respecto a la alineación que puedan tener los ejes del gantry, colimador y la camilla, entre otras características mecánicas del acelerador, están alineados otros sistemas, como por ejemplo el sistema de rayos láser y todo el posicionamiento en sí estaría en peligro de hacerse erróneamente de no existir un correcto funcionamiento mecánico del equipo.

Las pruebas mecánicas realizadas fueron:

- Determinación del cero del colimador utilizando un tamaño de campo grande, guiándose por el retículo.
- Determinación del cero del gantry con la ayuda de niveles.
- Verificación de la distancia fuente superficie **SSD**.
- Verificación de los tamaños de campo.

Además de esto también se realizan otras pruebas relacionadas con el equipo de detección, con la finalidad de caracterizarlos, conocer su respuesta a las radiaciones comparando sus lecturas con los valores dados en el laboratorio secundario, caracterizar el haz, entre otras.

En este **TEG** se utilizará la cámara de ionización líquida microLion por lo que será necesario calcular factores de corrección por polarización y por recombinación, el factor de calibración y así estar seguros que estos correspondan con los del protocolo utilizado para la obtención de estos valores.

Primero que nada, para expresar el error se sumó la desviación estandar con la apreciación del instrumento utilizado. Donde la expresión de la desviación estandar es:

$$\sigma = \left[\frac{\sum X_i^2 - \frac{(\sum X_i)^2}{n}}{n - 1} \right]^{1/2}. \quad (2.1)$$

Para realizar el cálculo del $TPR_{20,10}$ se utilizó la formula empírica

$$TPR_{20,10} = 1,2661PDD_{20,10} - 0,0595, \quad (2.2)$$

donde el $PDD_{20,10}$ se calcula como se expresó en la ecuación 1.36.

Luego con el valor $TPR_{20,10}$ obtenido se procede a utilizar el **TRS-398** donde están tabulados los valores de K_Q para diversos valores de $TPR_{20,10}$, y de no estar alguno se calcula por interpolación.

Como las lecturas de las cámaras pueden variar por cambio de polaridad y por las recombinaciones existentes, se tienen factores para su corrección denominados K_{pol} y K_s respectivamente. Éstos son calculados como se indica a continuación:

$$K_{pol} = \frac{|L_+| + |L_-|}{2L}, \quad (2.3)$$

$$K_s \approx \frac{\frac{L_a}{L_b} - 1}{\frac{V_a}{V_b} - 1} + 1, \quad (2.4)$$

donde $|L_+|$ y $|L_-|$ corresponden al valor absoluto de las lecturas que se toman para voltajes de polarización positivo y negativo respectivamente. L es la lectura con la tensión normal de trabajo. L_a y L_b son las lecturas correspondientes para los voltaje V_a y V_b respectivamente; donde la relación V_a/V_b debe ser mayor o igual a 3.

Otro factor de corrección importante es aquel que corresponde a los cambios de presión y temperatura, K_{PT} , se calcula con la siguiente expresión:

$$K_{PT} = \frac{(273,15 + T) P_0}{(273,15 + T_0) P}, \quad (2.5)$$

donde P_0 y T_0 corresponden a los valores de presión y temperatura en las condiciones en que se calibró la cámara de referencia. La cámara de referencia utilizada es la cámara de ionización cilíndrica farmer de la PTW, modelo TN- 30013 y serial 1081.

Una vez calculados todos los factores mencionados anteriormente se procede entonces a calcular la dosis con las lecturas de la cámara de referencia. La expresión de cálculo para la dosis es :

$$D_{w,Q}^{ref} = N_{D,w,Q_0}^{ref} \bar{L}_{corregida}^{ref} K^{ref}, \quad (2.6)$$

donde N_{D,w,Q_0}^{ref} es el factor de calibración de la cámara de referencia, cuyo valor es dado por el Laboratorio Secundario de Calibración Dosimétrica del país, éste se encuentra en el IVIC. $\bar{L}_{corregida}^{ref}$ corresponde al valor promedio de las lecturas con la cámara de referencia, corregidas por las modificaciones que causan las variantes de presión y temperatura utilizando el factor de la ecuación 2.5. K^{ref} corresponde al factor de corrección de la cámara de referencia expresado:

$$K^{ref} = K_Q K_{pol}^{ref} K_s^{ref}, \quad (2.7)$$

donde los factores de corrección por polarización y por recombinación se calculan como se muestra en las ecuaciones 2.3 y 2.4.

La expresión para la dosis de la cámara de ionización de estado líquido correspondiente es:

$$D_{w,Q}^{liq} = N_{D,w,Q}^{liq} \bar{L}^{liq} K^{liq}, \quad (2.8)$$

análogamente tenemos que $N_{D,w,Q}^{liq}$ es el factor de calibración, a determinar, de la cámara líquida. \bar{L}^{liq} se refiere al valor medio de las lecturas realizadas con la cámara líquida sin correcciones por temperatura y presión ya que ésta es una cámara cerrada. K^{liq} es el factor de corrección para la cámara líquida y se expresa así:

$$K^{liq} = K_{pol}^{liq} K_s^{liq}, \quad (2.9)$$

donde los factores K_{pol}^{liq} y K_s^{liq} se calculan como se muestra en las ecuaciones 2.3 y 2.4.

Una vez obtenida la dosis que se entregó a la cámara farmer, en las mismas condiciones de irradiación de la cámara líquida, se igualan las expresiones y se despeja el factor de calibración para la cámara líquida. Se tiene entonces que:

$$N_{D,w,Q}^{liq} = \frac{D_{w,Q}^{ref}}{\overline{L}^{liq} K^{liq}}. \quad (2.10)$$

2.3. Dosimetría clínica

Con el objetivo de obtener la mejor dosimetría clínica se realizarán una serie de pasos hasta llegar a la verificación en sí. Dependiendo de lo que se obtenga se pasará a la realización del protocolo.

Primero se vertió el gel dentro del molde que sirvió para contener y darle forma al maniquí de tejido equivalente para luego proceder a colocar la cámara de ionización líquida dentro del mismo.

Una vez que se tuvo listo el maniquí se paso a la etapa del posicionamiento del mismo en el tomógrafo. Con anterioridad le fueron colocados marcadores fiduciales al maniquí, debido a su simetría, para poder tener una mejor orientación del mismo en la tomografía.

Para la adquisición de las imagenes tomográficas y para el posicionamiento a la hora de la irradiación el maniquí se posicionó como se ve en la figura 2.1

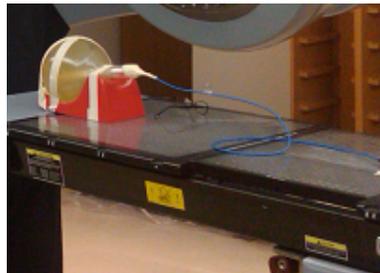


Figura 2.1: Maniquí.

Además dentro del cuarto de maquinas con la ayuda del laser y de las marcas fiduciales se posicionó el maniquí de la misma manera que en la tomografía, como se puede ver en la figura 2.2



Figura 2.2: Posicionamiento con laser.

Luego de obtener las imagenes se procedió a procesarlas, empezando por delimitar el volumen de interés y su PTV¹, como se muestra en la figura 2.3. Se le especifica al sistema de planificación el tipo de técnica, la posición del gantry y el colimador, el número de campos y la dosis que se quiere entregar en cada unos de ellos para observar la distribución de la dosis sobre el volumen a irradiar.

Se reproduce la posición con la que fueron tomadas las imagenes del maniquí antes de aplicar el tratamiento planificado. Se conectan a la cámara los dispositivos necesarios para su funcionamiento como la fuente de poder, el electrómetro y la computadora en el cuarto de control y así proceder a preirradiar con 3000 UM para proceder a irradiar con el plan elaborado, con ambas técnicas.

¹Por sus siglas en ingles, hace referencia al volumen de planificación del tratamiento.

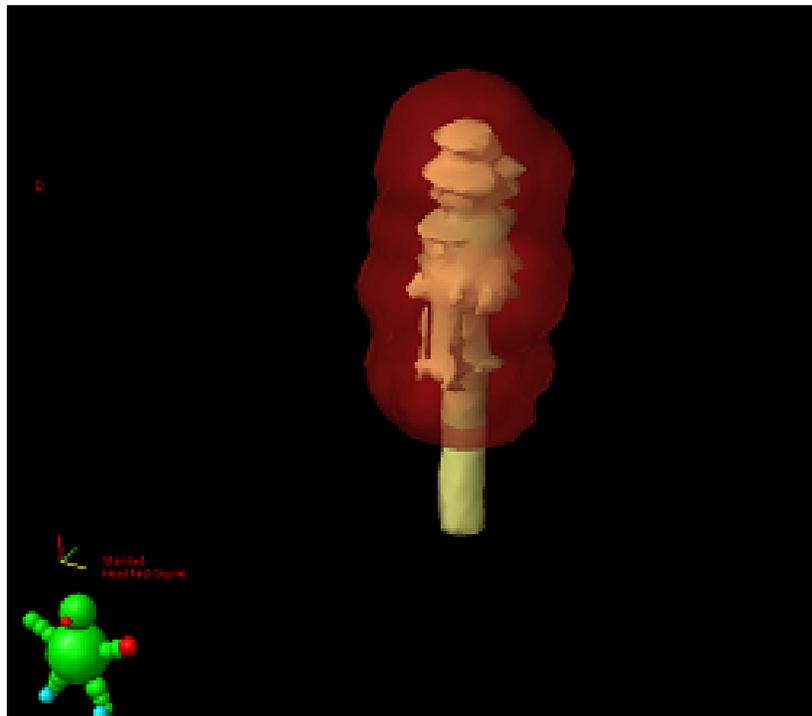


Figura 2.3: Volumen a irradiar.

CAPÍTULO 3

RESULTADOS

3.1. Dosimetría física

<i>Profundidad</i> (cm)	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_4 (nC)	L_5 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
20	6.320	6.319	6.319	6.321	6.318	6.319	1.141
10	10.99	10.99	10.99	10.99	10.99	10.99	0.01

Tabla 3.1: Valores de la carga para determinar el $TPR_{20,10}$ y K_Q utilizando la cámara **Farmer**.

Por lo tanto se obtiene que el $TPR_{20,10}$ es

$$\boxed{\boxed{0.668}}$$

Tabla 3.2: $TPR_{20,10}$.

$V(V)$	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_4 (nC)	L_5 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
-400	10.99	10.98	10.99	10.99	10.99	10.99	0.01
400	10.98	10.98	10.98	10.98	10.98	10.98	0.01
$V(V)$	T ($^{\circ}C$)		P (mbar)		K_{PT}	$L_{prom}^{K_{PT}}$ (nC)	
-400	23.6		896.0		1.14475	12.58080	
400	23.5		894.8		1.14570	12.57979	

Tabla 3.3: Determinación del factor de corrección por polaridad, K_{pol} , para la cámara **Farmer**.

$V(V)$	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_4 (nC)	L_5 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
200	10.97	10.96	10.96	10.96	10.97	10.96	0.02
400	10.98	10.98	10.98	10.98	10.98	10.98	0.01
$V(V)$	T ($^{\circ}C$)		P (mbar)		K_{PT}	$L_{prom}^{K_{PT}}$ (nC)	
200	23.60		895.4		1.14558	12.55556	
400	23.45		894.8		1.14570	12.57979	

Tabla 3.4: Determinación del factor de corrección por recombinación, K_s , para la cámara **Farmer**.

K_Q	K_{pol}	K_s	K^{ref}
0.991	1.000	1.000	0.993

Tabla 3.5: Valores calculados de los factores de corrección K_Q , K_{pol} , K_s y K^{ref} .

$V_{aplicado}$ (V)	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_4 (nC)	L_5 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
-800	5.992	5.991	5.991	5.993	5.991	5.992	0.895
800	5.995	5.997	5.995	5.996	5.995	5.996	0.002

Tabla 3.6: Determinación del factor de corrección por polaridad, K_{pol} , para la cámara líquida **microLion**.

$V_{aplicado}$ (V)	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_4 (nC)	L_5 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
250	3.824	3.822	3.823	3.823	3.823	3.823	0.002
800	5.995	5.997	5.995	5.996	5.995	5.996	0.002

Tabla 3.7: Determinación del factor de corrección por recombinación, K_s , para la cámara líquida **microLion**.

K_{pol}	K_s	K^{liq}
0.999	1.258	1.258

Tabla 3.8: Valores calculados de los factores de corrección K_{pol} , K_s y K^{liq} .

Cámara Farmer					
<i>Profundidad</i> (cm)	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
10	10.98	10.98	10.98	10.98	0.01
	T ($^{\circ}C$)	P (mbar)			
	23.45	894.8			
Cámara microLion					
<i>Profundidad</i> (cm)	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
10	5.982	5.989	5.990	5.987	0.005

Tabla 3.9: Bloque 1 para determinar el factor de calibración de la cámara **microLion**.

Cámara Farmer					
<i>Profundidad</i> (cm)	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
10	10.97	10.97	10.97	10.97	0.01
	T ($^{\circ}C$)	P (mbar)			
	22.70	893.7			
Cámara microLion					
<i>Profundidad</i> (cm)	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
10	5.980	5.981	5.981	5.981	0.002

Tabla 3.10: Bloque 2 para determinar el factor de calibración de la cámara **microLion**.

Cámara Farmer					
<i>Profundidad</i> (cm)	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
10	10.98	10.98	10.98	10.98	0.01
	T ($^{\circ}C$)	P (mbar)			
	22.60	894.1			
Cámara microLion					
<i>Profundidad</i> (cm)	L_1 (nC)	L_2 (nC)	L_3 (nC)	L_{prom} (nC)	ΔL (nC)
10	5.979	5.981	5.982	5.981	0.002

Tabla 3.11: Bloque 3 para determinar el factor de calibración de la cámara **microLion**.

Bloque	K_{PT}	$L_{prom}^{corregida}$ (nC)	$D_{w,Q}^{ref}$ (Gy)
1	1.146	12.58	0.632
2	1.144	12.553	0.631
3	1.143	12.554	0.631

Tabla 3.12: Factor de corrección por presión y temperatura, lectura promedio corregida y dosis para la cámara **Farmer**, utilizando su factor de calibración, $N_{D,w,Q}^{ref} = 0,05065 \frac{Gy}{nC}$.

$N_{1,w,Q}^{liq}$ (Gy/nC)	$N_{2,w,Q}^{liq}$ (Gy/nC)	$N_{3,w,Q}^{liq}$ (Gy/nC)	$N_{prom,w,Q}^{liq}$ (Gy/nC)
0.08397	0.08387	0.08388	0.084

Tabla 3.13: Factor de calibración de la cámara líquida **microLion**.

3.2. Dosimetría clínica

Después de la planificación por RTC3-D se puede observar la distribución de dosis obtenida en la figura 3.1.

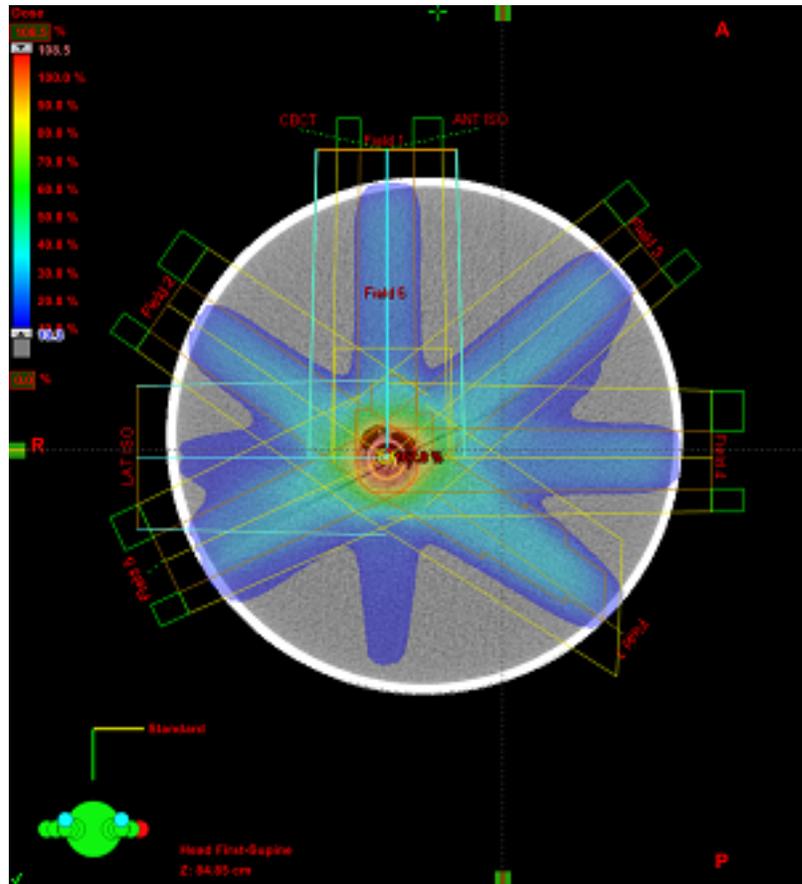


Figura 3.1: Distribución de las dosis utilizando RTC3-D.

La incidencia de los campos utilizados se puede observar mejor en 3.2.

La distribución de la dosis por IMRT se puede observar en la figura 3.3 y los campos utilizados en la figura 3.4.

Las lecturas obtenidas con la cámara MicroLion, con RTC3-D y con IMRT se pueden observar en las tablas 3.14 y 3.15:

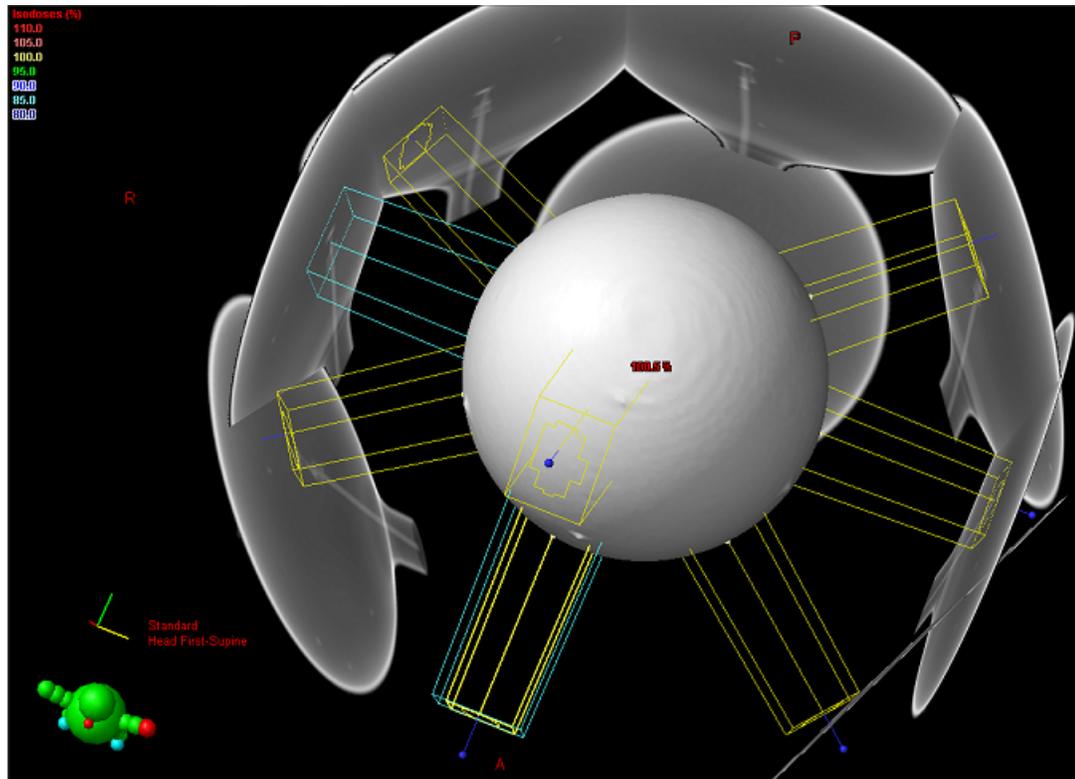


Figura 3.2: Campos RTC3-D

L (nC)	Dosis (Gy)
23.23	2.452
22.77	2.402
21.44	2.263
20.78	2.193

Tabla 3.14: Lecturas obtenidas utilizando RTC3-D.

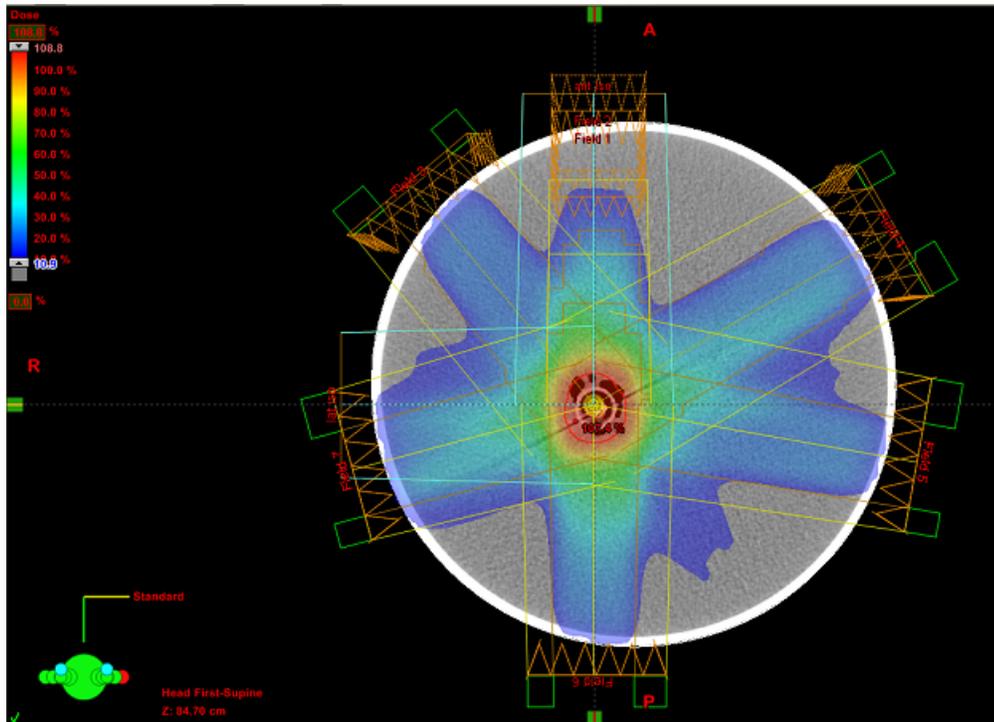


Figura 3.3: Distribución de dosis, IMRT.

L (nC)	Dosis (Gy)
6.930	0.778
7.576	0.851
7.945	0.893

Tabla 3.15: Lecturas obtenidas utilizando IMRT.

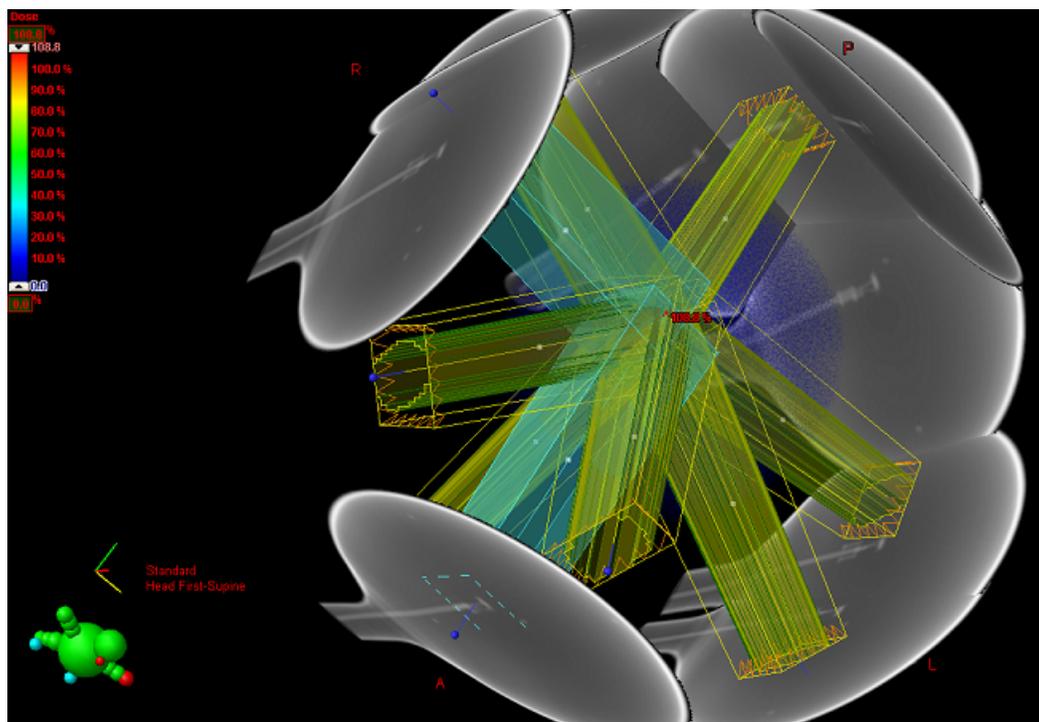


Figura 3.4: Campos, IMRT.

CAPÍTULO 4

ANÁLISIS DE RESULTADOS

La aplicación de dos planes de tratamiento diferentes debe dar como resultado la misma dosis calculada, más analizando los resultados obtenidos nos podemos dar cuenta que no es así. Hay una diferencia en las lecturas de los valores de dosis planificados por RTC3-D, (Radioterapia conformada en 3 dimensiones), y por IMRT, (radioterapia por intensidad modulada), utilizando la cámara MicroLion.

La entrega de dosis calculada por campo es de 2 Gy , y tenemos que:

- Para RTC3-D las lecturas obtenidas cerca del isocentro sobrepasaban a la dosis calculada en la superficie en aproximadamente un 20% .
- Para IMRT las lecturas eran aproximadamente $1/3$ menor que las lecturas que se obtuvieron por RTC3-D.

Se deben tener en cuenta las características de las técnicas de tratamiento en sí, algunos aspectos técnicos importantes de la cámara utilizada y el posicionamiento de la cámara durante la entrega de la dosis.

En cuanto a las técnicas, cada una de ellas es isocéntrica y la dosis planificada por campo, es en la superficie del volumen de interés. Por lo tanto en RTC3-D cerca del isocentro se obtendrán puntos calientes tal cual lo muestra el TPS en las curvas de isodosis obtenidas. Por otro lado, al tener los colimadores estáticos los tamaños de los campos no varían, y se debe considerar para efectos de la dosis que a medida que el tamaño del campo aumenta o disminuye la dosis lo hace con ellos debido a la dispersión. Al comparar los tamaños de campo de las dos técnicas resulta que los correspondientes a RTC3-D son mayores. En IMRT debido a que las láminas se mueven en función de dar la dosis prescrita en la superficie del volumen blanco, no necesariamente la radiación siempre está incidiendo en el isocentro, aunque el tamaño de campo inicial conformado por éstas siempre lo debe incluir porque la técnica es isocéntrica.

Además se tiene que, según el fabricante la dirección preferencial de irradiación es axial y en la medición de la dosis entregada no se colocó la cámara en esa posición específica. Otro factor es la dependencia direccional de la cámara que resulta ser de un 1 % hasta 40 grados con respecto a la dirección axial.

Por otro lado, se podría también considerar evaluar el grado de pureza que pueda existir en el maniquí de tejido equivalente usado y si este de alguna manera intervendría de manera decisiva en las lecturas.

CONCLUSIÓN

Sabiendo que han sido superadas barreras de estabilidad de las lecturas en trabajos anteriores, así como la variación de la fluencia de partículas cargadas ha disminuido al usar la MicroLion, que previamente en la realización de la dosimetría física el comportamiento de la cámara MicroLion fue exitoso, considerando los objetivos planteados y las premisas del análisis de resultados, tenemos que:

- Al hacer la verificación utilizando RTC3-D la dosis concuerda, “bastante bien”, con la dosis en las cercanías del isocentro ya que, el volumen sensible de la cámara se encuentra muy cerca del mismo y la cercanía de las superficies de isodosis ayudan a la generación de puntos calientes. Todo esto considerando que también hay variaciones de las lecturas cerca del 1 % cuando la incidencia no es axial, como se indica en la tabla 1.1. El que existan curvas de isodosis con el mismo porcentaje que el correspondiente a la de la superficie secundaria, una vez más, que las lecturas obtenidas en RTC3-D concuerdan muy bien con los valores planificados.

Por otra parte al cambiar la técnica de tratamiento a IMRT, la cámara MicroLion resultó deficiente para la verificación de la dosis según lo planificado. Como ya

se mencionó depende de muchas variables, aunque por RTC3-D se obtuvieron resultados “aceptables” con IMRT resultaron ser mucho más considerables las desviaciones como se indica en las tablas de resultados y el análisis de los mismos.

- A pesar de la gran resolución espacial que puede dar un detector de radiaciones de estado líquido, debido a su densidad, como lo es en este caso la MicroLion, y que ésta a su vez conlleva que su volumen sea muy pequeño, ha dado resultados erróneos. Esto se debe a que en IMRT los beamlets van cambiando de acuerdo al campo y a la zona a irradiar no permaneciendo el área sensible de la cámara dentro del beamlet. En RTC3-D, aunque toda la cámara permanece dentro del campo durante toda la irradiación, la incidencia del haz no es siempre axial, lo cual puede dar indicios del porque las diferencias encontradas en la dosis planificada y medida.
- El modificar la posición de un detector por cada campo no resulta una técnica a considerar pues el tiempo por tratamiento sería muy largo. También está el hecho que entre más parámetros se tengan que modificar el error de cualquier cantidad aumentará; es por ello que la MicroLion se colocó en una posición arbitraria y no en la posición preferencial de irradiación para saber que tan útil resultaría ésta en verificaciones de dosimetría clínica.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] FRANK HERBERT ATTIX. Introduction to the radiological physics and radiation dosimetry. Primera edición, 1986. Jhon Wiley & Sons, Inc. Pp. 29-34, 171-188, 231-234, 242-250.
- [2] FAIZ M. KHAN. The physics of radiation therapy. Segunda edición, 1994. Lippincott Williams & Wilkins. Pp. 47-49, 96-97, 102-108.
- [3] GLENN F. KNOLL. Radiation detection and measurement. Tercera edición, 2000. Jhon Wiley & Sons, Inc. Pp. 129-131, 204-206, 223, 367-370.
- [4] GUNILLA C. BENTEL. Radiation therapy planning. Segunda edición, 1996. McGraw-Hill. Pp. 37-43.
- [5] ZANG-HEE CHO, J. P. JONES AND MANBIR SINGH. Foundations of medical imaging. Primera edición, 1993. Jhon Wiley & Sons, Inc. Pp. 116.118.
- [6] HAROLD ELFORD JOHNS, JOHN ROBERT CUNNINGHAM. The Physics of radiology. Cuarta edición, 1983. Charles C. Thomas. Pp. 362-372.

- [7] ICRU (1998). Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation. Reporte 60. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD 20814.
- [8] RODRÍGUEZ B. PABLO E. Diseño de maniquí para tomografía computarizada y protocolo para control de calidad en imágenes utilizadas para radioterapia conformada en 3D. Trabajo especial de grado presentado ante la Escuela de Física de la Universidad Central de Venezuela para optar al Título de Licenciado en Física. Caracas, Mayo de 2007.
- [9] ROMERO T. , MARY C. Mediciones con MOSFET en maniquí pélvico para tratamiento de próstata con braquiterapia de alta tasa de dosis (^{192}Ir), comprobaciones de dosis y análisis del índice de conformación. Trabajo especial de grado presentado ante la Escuela de Física de la Universidad Central de Venezuela para optar al Título de Licenciada en Física. Caracas, Mayo de 2008.
- [10] AGUIRRE LAURA. Utilización de maniquí y detector de diamante para la comprobación de dosis en tratamiento de radiocirugía con conos, pruebas al sistema de planificación y cálculo de dosis. Trabajo especial de grado presentado ante el Departamento de Física de la facultad de ciencias de la Universidad de los Andes para optar al Título de Licenciada en Física. Caracas, Marzo de 2008.
- [11] K. J. STEWART, A. ELLIOTT Y J. P. SEUNTJENS. Physics in Medicine and Biology. 52 (2007) 3089-3104. Development of a guarded liquid ionization chamber for clinican dosimetry. Unidad de Física Médica del Hospital General de Montreal, Canada. Pp. 3089, 3091, 3102.