

Tesis de Maestría

Implementos de la técnica de irradiación total de piel con electrones y su verificación mediante dosimetría in vivo a través de detectores luminiscentes ópticamente estimulados

Viteri Revelo, Jully Elizabeth

2015-09-16

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Viteri Revelo, Jully Elizabeth. (2015-09-16). Implementos de la técnica de irradiación total de piel con electrones y su verificación mediante dosimetría in vivo a través de detectores luminiscentes ópticamente estimulados. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Viteri Revelo, Jully Elizabeth. "Implementos de la técnica de irradiación total de piel con electrones y su verificación mediante dosimetría in vivo a través de detectores luminiscentes ópticamente estimulados". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2015-09-16.

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES



**IMPLEMENTOS DE LA TÉCNICA DE IRRADIACIÓN
TOTAL DE PIEL CON ELECTRONES Y SU VERIFICACIÓN
MEDIANTE DOSIMETRÍA *IN VIVO* A TRAVÉS DE DETECTORES
LUMINISCENTES ÓPTICAMENTE ESTIMULADOS**

Tesis

presentada para optar el título de Magíster en Física Médica

Autor

Ing. Jully Elizabeth Viteri Revelo

Director

Lic. Víctor José Bourel

Buenos Aires– Argentina

2015

Informe final aprobado por:

Autor

Jurado

Director

Jurado

Jurado

Dedicatoria:

*A mis abuelos Gonzalo y Cécica María por
tenerme siempre en sus oraciones,
a mis padres Luis Humberto y María Nivia por
ser la inspiración de mi vida.*

AGRADECIMIENTOS

Gracias a Dios por darme la fuerza, paciencia y sabiduría para cumplir con mis objetivos. A mi familia ya que sin su apoyo no hubiera podido llegar tan lejos, gracias por su respaldo, comprensión y amor que me dieron el impulso para seguir adelante en los momentos más difíciles, gracias por creer siempre en mí.

Al Lic. Victor Bourel, por su orientación, consejos y apoyo incondicional para el desarrollo del presente trabajo de investigación.

A la directora de la Maestría, Lic. Diana Feld, por brindarme la oportunidad de hacer parte del presente post-grado. Gracias por enseñarme que con disciplina y dedicación no hay conocimiento inalcanzable.

A Vidt Centro Médico y Nuclear Control S.A., por ofrecerme sus instalaciones y equipamientos de manera desinteresada.

Al Ing. Silvio Arbiser y a la Lic. Rosana Sansogne por su respaldo y gestión para que pudiera concluir mi trabajo de investigación.

Al Ing. Mariano Skumanic responsable físico del Centro de Terapia Radiante CEDITRIN por su orientación, enseñanzas y observaciones durante las mediciones.

Al MSc. Edward Meca por su colaboración y aportes técnicos en cuanto a la dosimetría con OSLD, pero sobre todo por su amistad sincera e incondicional.

A las bellas personas que directa o indirectamente colaboraron de diferentes maneras y que hicieron parte de esta etapa de mi vida.

A todos muchas gracias.

RESUMEN

La Irradiación total de piel con electrones (TSEI) es una técnica de radioterapia especial que a sido generalmente utilizada para el tratamiento de pacientes adultos con mycosis fungoide, tiene como objetivo suministrar una dosis uniforme a toda la piel del paciente sin afectar los demás órganos de manera significativa. La TSEI también a sido extendida para el tratamiento de otras enfermedades cutáneas tales como el sarcoma de Kaposi y scleromyxedema. El presente trabajo tuvo como objetivo la implementación de la técnica de TSEI así como su verificación mediante la dosimetría in vivo utilizando dosímetros luminiscentes ópticamente estimulados (OSLD) de óxido de aluminio dopados con carbono ($Al_2O_3:C$).

Una amplia variedad de medidas dosimétricas se llevaron a cabo para el desarrollo de la técnica Stanford para TSEI. Entre las mediciones se encontró el ángulo de inclinación del gantry entre la horizontal y el eje central del haz, la verificación del perfil del campo, la distribución de dosis en profundidad y la determinación del factor de rotación.

Para la verificación de la técnica se implementó la dosimetría in vivo con OSLD. Los dosímetros fueron calibrados en condiciones de TSEI, se calibraron en un rango de dosis de 10cGy a 300cGy y asimismo los OSLD fueron caracterizados para encontrar sus cualidades dosimétricas tales como la linealidad con la dosis y su dependencia con el ángulo de incidencia del haz de radiación. Todas las mediciones se realizaron a una distancia de 440cm de SSD de un acelerador lineal Varian Clinac 2100C operando bajo la modalidad de alta tasa de dosis (HDR) con electrones de 6MeV perteneciente al Centro de Terapia Radiante CEDITRIN.

Se encontró un ángulo de inclinación de gantry de $\pm 16^\circ$ desde el eje horizontal, el cual garantiza la uniformidad de la dosis de $\pm 10\%$ sobre una región de más de 170cm de largo de acuerdo al perfil del campo obtenido. También se midió varios puntos excéntricos con OSLD los cuales reportaron para el eje vertical un 2% menos de dosis a los 14cm respecto de la dosis en el eje central y para la distancia de 28cm un 3% más de dosis. Por otro lado el factor de rotación obtenido con OSLD reportó una diferencia del 2.35% respecto al obtenido con la cámara de ionización de placas plano paralelas ROOS, su verificación es de vital importancia ya que representa la disminución de la dosis para cada campo dual debido a la contribución de los campos adyacentes.

Los resultados encontrados para la implementación de la dosimetría in vivo reportaron que los dosímetros tienen una respuesta lineal de acuerdo a la dosis recibida en el rango de los 10cGy hasta los 300cGy, de tal manera que no se produce supralinealidad alguna. Con respecto a la dependencia angular de los OSLD para la geometría que corresponde a las condiciones de tratamiento, se encontraron desviaciones menores al 6.5% hasta 75° y desviaciones menores al 48% para 90° y 270° respecto de 0°. Cuando se evaluó la dependencia angular en una geometría semi-ideal, se encontraron desviaciones menores al 1% hasta 75° y desviaciones menores al 16% para 90° y 270° respecto de 0° y para el tercer arreglo que representó una geometría ideal, se encontraron desviaciones menores al 1,3% en todos los ángulos de incidencia respecto de 0°.

Finalmente, se evaluó la dosimetría in vivo en 4 pacientes, reportándose desviaciones menores a $\pm 10\%$ entre lo prescrito y lo medido con los OSLDs, estando acorde con los datos encontrados en la literatura y con las recomendaciones protocolarias.

Por los resultados obtenidos mediante la dosimetría in vivo con OSLDs implementada se puede concluir que la técnica Stanford para la irradiación total de piel con electrones se logró desarrollar con gran éxito.

CONTENIDO

	Pág.
INTRODUCCIÓN	11
1. INTRODUCCIÓN TEÓRICA	12
1.1 INTERACCIÓN DE LOS ELECTRONES CON LA MATERIA	12
1.1.1 Poder de Frenado	12
1.1.2 Poder de Dispersión	13
1.2 CARACTERÍSTICAS DOSIMÉTRICAS DE LOS HACES DE ELECTRONES	13
1.2.1 Rango	13
1.2.2 Porcentaje de Dosis en Profundidad en el Eje Central (PDD)	14
1.2.3 Planicidad y Simetría	15
1.2.4 Curvas de Isodosis	16
1.2.5 Influencia de la Irregularidad de la Superficie en las Curvas de Isodosis y el PDD	16
2. IRRADIACIÓN TOTAL DE PIEL CON HACES DE ELECTRONES	18
2.1 INTRODUCCIÓN	18
2.2 PARÁMETROS CLÍNICOS DEL HAZ.	19
2.3 REQUERIMIENTOS GENERALES PARA TSEI.	21
2.3.1 Requerimientos del Cuarto de Irradiación	21
2.3.2 Condiciones de Irradiación	22
2.3.3 Condiciones de Operación del Acelerador	23
2.4 DESCRIPCIÓN DE LAS TÉCNICAS DE IRRADIACIÓN.	23
2.4.1 Dos Campos Duales	25
2.4.2 Seis Campos Duales	26
2.5 DOSIMETRIA E INSTRUMENTACIÓN.	27
2.5.1 Métodos Dosimétricos	27
2.5.2 Mediciones Dosimétricas	28
2.5.3 Mediciones de Campos Múltiples	30
2.5.4 Medición de Dosis en el Punto de Calibración	30
2.5.5 Mediciones de Dosis para el Tratamiento de la Piel del Paciente	31
2.6 CONSIDERACIONES CON EL PACIENTE.	32
2.6.1 Posición del Paciente	32
2.6.2 Dispositivos de Apoyo para los Pacientes	32
2.6.3 Blindajes para el Paciente	33
2.6.4 Campos para Refuerzos Locales	34
2.7 DOSIMETRÍA IN VIVO	34
3. FÍSICA DE LA LUMINISCENCIA ÓPTICAMENTE ESTIMULADA	36
3.1 INTRODUCCIÓN	36
3.2 ESTIMULACIÓN ÓPTICA.	37
3.3 EL PROCESO DE LA LUMINISCENCIA ÓPTICAMENTE ESTIMULADA.	40
3.3.1 Modelo Usado para Explicar el Fenómeno de OSLD	43
3.3.2 Análisis de la Intensidad OSLD para Dos Trampas Activas	47
3.4 BLANQUEO ÓPTICO.	51
3.5 OSL: PROPIEDADES DE MATERIALES SINTÉTICOS.	53
3.5.1 $Al_2O_3:C$	53

3.5.2 Descripción del $Al_2O_3:C$	54
4. DESARROLLO EXPERIMENTAL	60
4.1 EQUIPAMIENTO UTILIZADO.	60
4.2 COMISIONAMIENTO DEL HAZ DE ELECTRONES DE 6 MeV EN MODO HDR.	64
4.2.1 Ángulo de Inclinación del Gantry	64
4.2.2 Perfil del Campo en Condiciones de Tratamiento	65
4.2.3 Verificación de la Dosis en Puntos Excéntricos	66
4.2.4 Determinación de la Dosis de Referencia	66
4.2.5 Factor de Rotación	67
4.3 CALIBRACIÓN DE LOS OSLD.	68
4.4 CARACTERIZACIÓN DOSIMÉTRICA DE LOS OSLD.	68
4.4.1 Linealidad con la Dosis	68
4.4.2 Dependencia Angular	69
4.5 VERIFICACIÓN EN FANTOMA DE LA TÉCNICA DE DOSIMETRÍA IN VIVO.	71
4.6 IMPLEMENTACIÓN CLÍNICA DE LA DOSIMETRÍA IN VIVO EN TSEI.	71
4.7 DESARROLLO DE UN ALGORITMO DE CÁLCULO PARA LA DETERMINACIÓN DE LA DOSIS CON OSLD EN TSEI.	73
5. ANÁLISIS DE RESULTADOS	74
5.1 COMISIONAMIENTO DEL HAZ DE ELECTRONES DE 6 MeV EN MODO HDR.	74
5.1.1 Ángulo de Inclinación del Gantry.	74
5.1.2 Perfil del Campo en Condiciones de Tratamiento.	75
5.1.3 Verificación de la Dosis en Puntos Excéntricos.	76
5.1.4 Determinación de la Dosis de Referencia.	77
5.1.5 Factor de Rotación.	79
5.2 CALIBRACIÓN DE LOS OSLD.	80
5.3 CARACTERIZACIÓN DOSIMÉTRICA DE LOS OSLD.	80
5.3.1 Linealidad con la Dosis	81
5.3.2 Dependencia Angular	85
5.4 VERIFICACIÓN EN FANTOMA DE LA TÉCNICA DE DOSIMETRÍA IN VIVO.	85
5.5 DOSIMETRÍA IN VIVO CON OSLD EN TSEI.	90
6. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	92
7. BIBLIOGRAFÍA	97
8. APÉNDICES	97
8.1 RESUMEN DE MATERIALES OSL, PROPIEDADES RELEVANTES Y REFERENCIAS CLAVES.	97
8.2 REPORTE DEL PORCENTAJE DOSIS MEDIDO CON DETECTORES TLD Y OSLD EN SIETE PACIENTES DIFERENTES.	98

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
Figura 1.1. Distribución de dosis en profundidad (PDD) en el eje central para un haz de electrones.....	15
Figura 1.2. Perfil de dosis a D_{max} de un haz de electrones de 6MeV y tamaño de campo de 25x25 cm ²	16
Figura 1.3. Cambios de dosis en profundidad con el ángulo de oblicuidad para un haz de 9MeV, normalizada para la incidencia normal.....	17
Figura 2.1. Disposición geométrica de la técnica de tratamiento a 440 cm de SSD.....	19
Figura 2.2 Ciclo ilustrativo de dos días secuenciales de tratamiento con la orientación angular de seis campos duales.....	24
Figura 2.3. Distribución de isodosis en el plano y-z para $x = 0$ y $\theta = 0$. Se toma varios puntos en el plano de tratamiento, las discontinuas porciones de las curvas son extrapolaciones.....	24
Figura 2.4. a) Profundidad de dosis relativa en agua de la exposición de un solo campo dual con un ángulo de gantry de $\pm 20^\circ$, b) Dosis en profundidad en el agua para un solo campo con $\theta = 0^\circ$ y para los 12 campos (seis campos duales) utilizando un film en un fantoma humanoide.....	25
Figura 2.5. Distribución de dosis en el plano x-y para $z = 0.34$ g/cm de poliestireno.....	26
Figura 3.1. Representación (Braunlich, 1979) de la ocupación de los estados de zona prohibida en el cero absoluto.....	37
Figura 3.2. Representación esquemática de las tres principales formas de estimulación OSL..	39
Figura 3.3. Conceptos básicos en el proceso de OSL.....	45
Figura 3.4. Modelos representativos para la emisión de la OSL con varios parámetros.....	47
Figura 3.5. Modelo configuracional de coordenadas describiendo el blanqueo óptico de un centro luminiscente.....	52
Figura 3.6. Estructura cristalina del Al ₂ O ₃ :C.....	54
Figura 3.7. a) Emisión y b) Excitación del espectro de OSL de Al ₂ O ₃ :C irradiado con 1Gy..	55
Figura 3.8. Transición óptica de centros F ⁻ y F ⁺ en Al ₂ O ₃	56
Figura 3.9. Propuesta de de un diagrama de bandas de energía de los defectos individuales y agregados de $\alpha - Al_2O_3$	58
Figura 3.10. Curvas TL de Al ₂ O ₃ :C en (a) en un rango de 200-500°K (velocidad de calentamiento de 0,3 K/s) y (b) en un rango de 400-900°K (velocidad de calentamiento de 2 K/s).....	59
Figura 4.1 Dosímetros OSL de Al ₂ O ₃ :C.....	61
Figura 4.2 Detalles Geométricos de los Dosímetros OSL de Al ₂ O ₃ :C.....	61
Figura 4.3. Lector microStar acompañado con la portátil que contiene el software respectivo.	62
Figura 4.4. Lector microStar con la gaveta extendida mostrando la zona de inserción de los OSLD.....	62
Figura 4.5. Filtro pasa banda del lector microStar y del LED respectivo, en donde se observa los picos de emisión de luz respectivos.....	63
Figura 4.6. Sistema de blanqueo óptico de los OSLD.....	64
Figura 4.7. Ubicación placas KODAK X-OMAT V.....	65
Figura 4.8. Ubicación placas KODAK X-OMAT V para determinar el perfil del campo....	65
Figura 4.9. OSLDs sobre placa de acrílico de 70x35cm ²	66

Figura 4.10. Geometría para determinar la dosis absorbida en un fantoma sólido.....	66
Figura 4.11. Determinación del factor de rotación en condiciones de tratamiento con a) Cámara de Ionización de placas plano paralelas ROOS, b) Dosímetro OSLDs.....	67
Figura 4.12. Geometría de Irradiación de los dosímetros OSLDs en condiciones de TSEI para obtener los respectivos factores de calibración.....	68
Figura 4.13. Geometría de Irradiación de los dosímetros OSLDs en condiciones de TSEI para evaluar la linealidad con la dosis.....	69
Figura 4.14. Geometría de Irradiación de los dosímetros OSLDs en condiciones de TSEI para evaluar la dependencia angular.....	69
Figura 4.15. Geometría de Irradiación de los dosímetros OSLDs en condiciones de TSEI para evaluar la dependencia angular utilizando un fantoma cilíndrico de acrílico.....	70
Figura 4.16. Geometría de Irradiación de los dosímetros OSLD a DFP = 100 cm para evaluar la dependencia angular utilizando un fantoma cilíndrico de acrílico.....	70
Figura 4.17. Geometría de Irradiación de los dosímetros para la verificación en fantoma de la técnica de dosimetría in vivo.....	71
Figura 4.18. Ubicación de los dosímetros en diferentes partes del cuerpo del paciente.....	72
Figura 4.19. Interfaz de usuario del algoritmo de cálculo de dosis.	73
Figura 5.1. Geometría y formula para determinar el ángulo de inclinación del gantry.....	74
Figura 5.2. Perfil transversal del campo de 36x36 cm ² a SSD 100 cm a la profundidad del máximo medido en fantoma con un sistema de escaneo automático.....	75
Figura 5.3. Perfil transversal del campo de 36x36 cm ² a SSD 440 cm, los datos obtenidos fueron los leídos con el densitómetro de las placas KODAK X-OMAT V.....	76
Figura 5.4. Porcentaje de dosis en puntos excéntricos respecto al eje del haz en el plano horizontal.....	76
Figura 5.5. Porcentaje de dosis en puntos excéntricos respecto al eje del haz en el plano vertical.	77
Figura 5.6. a) Curva de PDD del campo de 36x36 cm ² a SSD 100 cm a la profundidad del máximo medido en fantoma con un sistema de escaneo automático, b) Curva de PDD del campo de 36x36 cm ² a SSD 440 cm.....	78
Figura 5.7. Factor de Calibración.....	80
Figura 5.8. Respuesta de los OSLD respecto al incremento de dosis para la energía de electrones de 6 MeV.....	81
Figura 5.9. Respuesta de la dependencia angular de los OSLD para una geometría real.....	82
Figura 5.10. Respuesta de la dependencia angular de los OSLD para una geometría semi-ideal.....	83
Figura 5.11. Respuesta de la dependencia angular de los OSLD para una geometría ideal....	83
Figura 5.12. Distribución de dosis en el plano x-y en un fantoma sólido de 30 x 30 cm ²	85
Figura 5.13. Comparación del porcentaje de la dosis media obtenida con dosímetros TLD y OSLD en siete pacientes diferentes.....	89

LISTA DE TABLAS

	Pág.
Tabla 5.1 Lecturas obtenidas por el densitómetro.....	74
Tabla 5.2. Porcentaje de diferencia del Factor de Rotación obtenido con cámara de ionización de placas plano paralelas y dosímetros OSLD.....	79
Tabla 5.3. Reporte de dosis medida con detectores OSLD en cuatro pacientes con diferente contextura, edad y estado clínico.....	87
Tabla 5.4 Normalización de la dosis obtenida en superficies cilíndricas respecto a la dosis obtenida en el punto de prescripción.....	88

INTRODUCCIÓN

La irradiación total de piel con electrones (TSEI) tiene como objetivo suministrar una dosis uniforme a toda la piel del paciente sin afectar los demás órganos de una manera significativa. Debido a la capacidad para alcanzar niveles terapéuticos en la piel con una rápida caída de la dosis evitando por ejemplo la toxicidad en la médula ósea, los haces de electrones han demostrado tener éxito en el tratamiento de estas lesiones superficiales^[1]. Desde el año 1950 diversas técnicas de tratamiento TSEI han sido evaluadas y clínicamente implementadas lo que generó un informe detallado de la técnica que ha sido publicado por la Asociación Americana de Físicos en Medicina (AAPM)^[2].

Actualmente con esta técnica de tratamiento se entrega una dosis en la superficie de la piel de 35 Gy a 36 Gy aplicados con electrones de al menos 4MeV, lo que optimiza la distribución de la dosis en el volumen blanco principal como lo es la epidermis y dermis, a una profundidad de 5mm; incluyendo los vasos sanguíneos presentes en la piel durante la radiación^[3].

Hay regiones subdosadas en el paciente debido a la superposición de las estructuras de la piel tales como el perineo, entre las nalgas y los pliegues debajo de los senos, las plantas de los pies y en el cuero cabelludo por lo que el monitoreo de la dosis de la piel es una herramienta para que el cuerpo médico determine si hay que compensar la dosis en estas áreas y la única forma de determinarlo es mediante la dosimetría in vivo^[3].

Aunque en la actualidad los diodos y los TLD son los detectores más utilizados para la dosimetría in vivo, se están estudiando otros métodos alternativos, como la utilización de los centelladores, detectores de alanina, films y OSLD.

Los OSLD son estudiados y utilizados en el presente trabajo de investigación ya que recientemente se ha ampliado su uso en radioterapia. En el año 2008 Viamonte y colaboradores, verificaron las ventajas de estos detectores en especial en campos pequeños como en IMRT^[4] y en 2009 Esquivel y colaboradores, evaluaron la dosimetría in vivo en TSEI^[5].

1. INTRODUCCIÓN TEÓRICA

En el presente capítulo, se explica brevemente los mecanismos de interacción de los electrones con la materia, junto con algunos conceptos dosimétricos que son requeridos en el momento de ejecutar un plan de tratamiento para garantizar el éxito del mismo. También, se describe el comportamiento de las curvas de distribución de dosis debido a los diversos factores que influyen sobre ellas como son la energía del haz incidente e irregularidades del contorno, entre otros.

1.1 INTERACCIÓN DE LOS ELECTRONES CON LA MATERIA

El transporte y penetración de los electrones en la materia en el rango de energía de interés en radioterapia involucra interacciones que resultan directamente en pérdida de energía, en dispersión o en la combinación de ambas. Los electrones al poseer carga, experimentan fuerzas de repulsión y atracción con los electrones del medio y núcleos atómicos respectivamente, mediante interacción de Coulomb. Esto, puede provocar ionizaciones y excitaciones para ser finalmente absorbidos en el medio. Diferentes magnitudes fueron desarrolladas para describir la interacción de los electrones con la materia, algunas de las cuales, se describen a continuación^[6].

1.1.1 Poder de Frenado

En dosimetría de electrones es de gran utilidad el concepto de poder de frenado (o *stopping power*), ya que suministra información relativa a la energía cinética perdida por el electrón durante su trayectoria antes de frenarse completamente:

$$S_e = \frac{dE_c}{dx} \quad (1.1)$$

Donde dE_c representa la energía cinética del electrón en el medio y dx la longitud del camino recorrido. El poder de frenado puede dividirse en poder de frenado de colisión y poder de frenado de radiación, en función del mecanismo de interacción; es decir, cuando la interacción del electrón produce una excitación o ionización de los átomos del medio, se habla del poder de frenado de colisión, y cuando se emiten fotones debido a la interacción con los núcleos de los átomos del medio se hace referencia al poder de frenado por radiación. Por lo tanto el poder de frenado total será:

$$(S_e)_{total} = \left(\frac{dE_c}{dx}\right)_{Colisión} + \left(\frac{dE_c}{dx}\right)_{Radiación} \quad (1.2)$$

De manera similar a lo que sucede con el coeficiente de atenuación lineal en haces de fotones, se puede definir un poder de frenado másico para electrones; dividiendo el poder de frenado por la densidad del medio^[7].

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{Total} = \frac{dE}{\rho dx} \quad (1.3)$$

1.1.2 Poder de Dispersión

Cuando un haz de electrones atraviesa un medio, los electrones sufren múltiples dispersiones debido a la interacción de fuerzas coulombianas. Como resultado, los electrones sufren desplazamientos laterales y cambios de dirección y energía con respecto a su estado original. Por lo tanto a medida que los electrones atraviesan el medio disminuyen su energía y aumenta el número de dispersiones.

En la práctica, la dispersión de un haz colimado de electrones puede tener distribuciones aproximadamente del tipo gaussianas. Ante la presencia de tejidos heterogéneos (o discontinuidades) paralelos a la dirección de incidencia del haz, el poder de dispersión es responsable de la producción de puntos calientes (o con mayor nivel de dosis) y puntos fríos (aquellos con menores niveles de dosis) a ambos lados de estas interfaces.

Por analogía con el poder de frenado, el ICRU define el poder de dispersión (o *scattering power*) de un material como el cociente $d\theta^2/\rho dx$ ^[8] donde $d\theta^2$ es el ángulo cuadrático medio de dispersión, ρ la densidad del medio y dx la longitud recorrida. El poder de dispersión de electrones varía aproximadamente con el cuadrado del número atómico (Z^2) e inversamente con el cuadrado de la energía ($1/E^2$). Por esta razón los materiales de alto número atómico son usados en la construcción de láminas dispersoras, empleadas en la producción de haces de electrones en los aceleradores lineales de uso clínico^[9].

1.2 CARACTERÍSTICAS DOSIMÉTRICAS DE LOS HACES DE ELECTRONES

1.2.1 Rango

Se puede definir el rango de los electrones para una determinada energía como el valor esperado de longitud de la trayectoria que recorren antes de frenarse completamente. Sin embargo, esta

definición tiene poca utilidad práctica puesto que los electrones alteran su trayectoria continuamente debido a su interacción con el medio. Por lo tanto, la longitud del camino recorrido no coincide con su penetración en el medio ^{[7] [9]}. En la figura 1.1 se observa el abrupto decaimiento de la curva de dosis en profundidad producto de las dispersiones y pérdidas continuas de energía.

Para caracterizar la capacidad de penetración de los electrones, se definen dos magnitudes alternativas: el rango máximo y el rango práctico, definidos a partir de las curvas que caracterizan la dosis absorbida con la profundidad en el medio.

El rango máximo R_{max} ó rango extrapolado es aquel que representa la máxima penetración de los electrones en un medio absorbente. Sin embargo éste presenta una gran desventaja en el ámbito clínico debido a que no se puede definir un punto exacto de medición ya que se confunde con la contaminación de rayos X también conocida como *cola de bremsstrahlung*. Por otro lado, el rango práctico R_p es definido como la profundidad en la cual la línea tangente correspondiente al punto de gradiente máximo (parte recta descendiente de la curva de dosis en profundidad) se intercepta con la línea de extrapolación de la cola de *bremsstrahlung* como se muestra en la figura 1.1.

También se definen R_{100}, R_{90}, R_{50} que son profundidades en donde la curva alcanza los valores de dosis del 100%, 90% y 50% respectivamente. En la práctica, también puede definirse un rango terapéutico, correspondiente a la profundidad de la isodosis seleccionada para cubrir la lesión; generalmente se va a encontrar al 90% de la dosis máxima, aunque puede oscilar entre el 80 y 90%. Éste rango puede ser estimado en agua (en centímetros) como un tercio de la energía (en MeV). El rango R_q hace referencia a la profundidad donde la tangente a través del punto de inflexión de dosis intersecta el nivel de dosis máxima, como se muestra en la figura 1.1 ^{[7] [9] [10]}.

1.2.2 Porcentaje de Dosis en Profundidad en el Eje Central (PDD)

La curva presentada en la figura 1.1, cuando es expresada como un porcentaje de su valor máximo, es conocida como PDD por sus siglas en inglés (*Percentage Depth Dose*). Ésta depende de varios factores que pueden ser fácilmente controlados al momento de iniciar un tratamiento, como son: la energía del haz, el tamaño de campo del tratamiento, la distancia fuente superficie (DFS), la colimación y el ángulo de incidencia del haz. Los haces de electrones se caracterizan por un rápido descenso en la dosis en dirección lateral y distal, niveles bajos de contaminación por rayos X de frenado y variación en la profundidad de penetración

con respecto a la energía, siendo estas características que hacen que los haces de electrones sean ideales a la hora de tratar lesiones pequeñas y/o poco profundas.

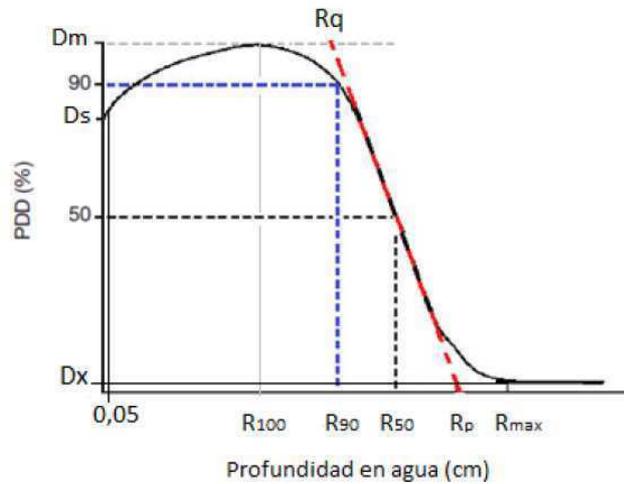


Figura 1.1. Distribución de dosis en profundidad (PDD) en el eje central para un haz de electrones.
[Extraída y modificada de Levitt S H, Purdy J A, Perez C A. "Technical Basis of Radiation Therapy. Practical Clinical Applications" 4th Edition. 2006]

En la figura 1.1 se muestran, además de los rangos mencionados, algunas de las magnitudes usadas para describir el haz de electrones: D_s representa la dosis en superficie que, para este caso, se encuentra a los 0,05 cm; D_{max} es la dosis máxima, mientras D_x es la dosis atribuida a la contaminación de rayos X.

1.2.3 Planicidad y Simetría

La uniformidad del haz de electrones se especifica normalmente en un plano perpendicular al eje del haz y a una profundidad fija. De acuerdo con las recomendaciones de la IEC (International Electrotechnical Commission), la especificación de la planicidad de un haz de electrones debe realizarse a z_{max} considerando:

- Se requiere que la distancia entre el punto del 90% de dosis y el borde geométrico del haz no debería exceder 10mm para los ejes principales y 20mm para las diagonales.
- El máximo valor de dosis absorbida en cualquier punto dentro de la región de la curva del 90% de isodosis no debería exceder el valor de 1.05 veces el valor en el eje correspondiente a la misma profundidad.

Mientras que la especificación de la simetría, según la IEC, se realiza a z_{max} y establece que el perfil transversal al eje del haz no debería mostrar diferencias mayores al 3% para pares de puntos colocados simétricamente respecto del eje central (ver figura 1.2)^[11].

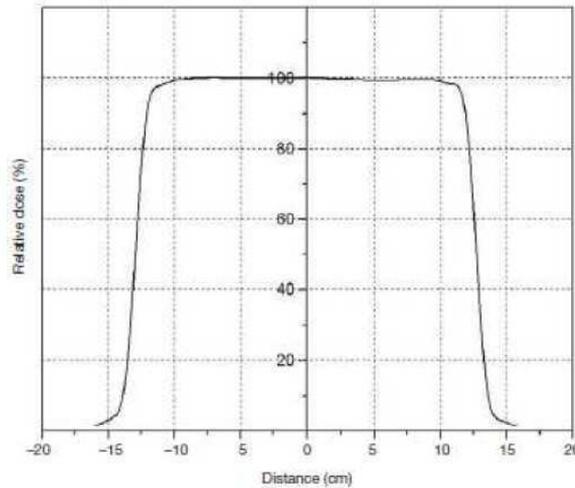


Figura 1.2. Perfil de dosis a D_{max} de un haz de electrones de 6MeV y tamaño de campo de 25x25 cm². [Extraída de Khan FM. “Physics of Radiation Therapy”. Lippincott Williams & Wilkins. Fourth Edition, 2010].

1.2.4 Curvas de Isodosis

Siguiendo el criterio de normalizar a z_{max} sobre el eje, se obtienen los mapas de isodosis para haces de electrones. Debido a la gran cantidad de scattering que sufren los electrones, con respecto a los fotones, apenas el haz de electrones penetra el medio se “expande” hacia los costados, formando la llamada “gota de electrones en medios materiales”.

Las curvas de isodosis pueden verse influenciadas por varios factores referentes al equipo de tratamiento, tales como la energía del haz, el tamaño de campo, la colimación y la DFS. Por lo tanto, al igual que el PDD estas curvas van a presentar diferencias significativas entre un equipo de tratamiento y otro. Además de aquellos factores, también existen factores concernientes al paciente, tal como la curvatura de la superficie, heterogeneidades internas tales como aire, hueso, pulmón o prótesis con materiales de alto Z.

1.2.5 Influencia de la Irregularidad de la Superficie en las Curvas de Isodosis y el PDD

En muchas situaciones clínicas, al dar inicio a un tratamiento con electrones se presenta un problema común, la incidencia del haz respecto de la superficie del paciente, la cual no necesariamente es paralela. Esta condición se ve particularmente en TSEI donde la incidencia del haz se efectúa de manera oblicua. La figura 1.3 muestra cómo al incrementar el ángulo de

incidencia, la profundidad de la dosis máxima decrece. Cuando el ángulo de incidencia se incrementa más de 60° , la forma del PDD en el eje central cambia significativamente, observándose que la $D_{m\acute{a}x}$ se incrementa en comparación con la $D_{m\acute{a}x}$ para un haz con incidencia normal ^[11].

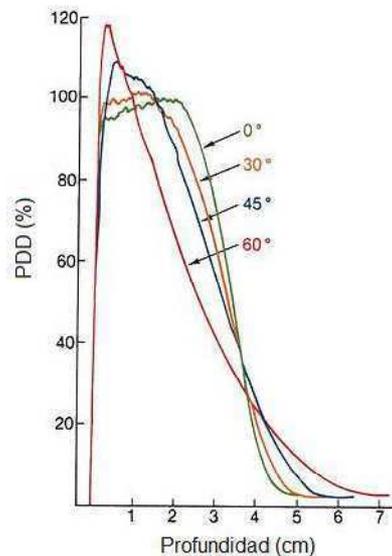


Figura 1.3. Cambios de dosis en profundidad con el ángulo de oblicuidad para un haz de 9MeV, normalizada para la incidencia normal. [Tomada y modificada de Khan FM. “Physics of Radiation Therapy”. Lippincott Williams & Wilkins. Fourth Edition, 2010]

Respecto de la distribución de dosis, la misma tiende a seguir de cierta manera la curvatura del contorno de la superficie del paciente, lo cual cambia significativamente la cobertura de una lesión debido a la atenuación del haz, pérdida de dispersión y efectos de oblicuidad. La magnitud de esos cambios va a depender del radio de curvatura que presenta la superficie a ser tratada.

Para el caso especial de TSEI donde la incidencia del haz es oblicua, la distribución de dosis en profundidad y d_{max} cambian hacia la superficie. En esta técnica donde varios campos extensos se dirigen hacia el paciente desde diferentes ángulos la distribución compuesta muestra un cambio neto con aparente disminución de la penetración del haz. Este cambio de la profundidad relativa de dosis más cerca de la superficie ha sido explicado por Bjarngard y colaboradores ^[12] como un recorrido de mayor longitud de los electrones que inciden oblicuamente en un punto.

2. IRRADIACIÓN TOTAL DE PIEL CON HACES DE ELECTRONES

2.1 INTRODUCCIÓN

Gracias a sus características dosimétricas los haces de electrones son usados para el tratamiento de tumores superficiales, ubicados a profundidades menores a 6cm. Las principales patologías tratadas son entre otras: a) tratamiento de cáncer de piel y labio, b) irradiación de lechos quirúrgicos (pared torácica) en cáncer de mama, c) refuerzo de dosis en nódulos neoplásicos mamarios (boost) y, d) cánceres de cabeza y cuello. Aunque muchas de estas regiones anatómicas pueden ser irradiadas con rayos X superficiales, braquiterapia o con haces tangenciales de fotones, las ventajas en términos de uniformidad de dosis en el tumor y minimización de la dosis en tejidos subyacentes o adyacentes son indiscutidas si son irradiadas con haces de electrones^[13].

La irradiación total de piel con electrones (TSEI) es una técnica de radioterapia especial que ha sido generalmente utilizada para el tratamiento de pacientes adultos con micosis fungoide, tiene como objetivo suministrar una dosis uniforme a toda la piel del paciente sin afectar los demás órganos de manera significativa. La TSEI también ha sido extendida para el tratamiento de otras enfermedades cutáneas tales como el sarcoma de Kaposi y scleromyxedema.

Muchos estudios se han llevado a cabo por varios centros para determinar la distribución de dosis obtenida en la TSEI para un solo campo, múltiples campos, técnicas de translación, arco y rotación de pacientes. Estudios hechos en fantoma sugieren que la rotación de pacientes utilizando una plataforma rotatoria provee la mejor homogeneidad de la dosis a lo largo de la superficie del cuerpo del paciente ^[14]. La técnica Stanford a implementar, con 6 campos es sencilla para llevar a cabo, provee dosis un tanto menos uniforme pero es considerablemente mejor que la técnica de 2 o 4 campos. Ya que el cuerpo humano no es una forma cilíndrica sencilla, no sólo hay áreas de sobreexposición, también hay áreas subexpuestas que a menudo requieren tratamientos adicionales, por lo que se hace indispensable la dosimetría in vivo, que además de determinar la distribución de dosis en el paciente, también verifica que la prescripción de la dosis en piel sea la correcta^[3].

El desarrollo del programa TSEI depende fuertemente de la técnica elegida, las particularidades del equipo con el cual se lleve a cabo y las características de la instalación. Las técnicas en sí son a menudo complejas, particularmente porque se emplean altas tasas de dosis para minimizar el tiempo de tratamiento en un plano a varios metros de distancia. Esto implica operar el acelerador en haces de corrientes mayores que los requeridos para campos pequeños,

tratamientos de electrones a SSD 100 cm y es comparable a los utilizados en terapia de rayos X. Se exige una especial atención a las medidas de seguridad tales como enclavamientos, monitoreo de haz, etc.

2.2 PARÁMETROS CLÍNICOS DEL HAZ

Los requisitos del haz de irradiación implican características del tratamiento de haces de electrones, las particularidades de la enfermedad y la población de pacientes. Las características del haz incluyen las especificaciones de: tamaño de campo, penetración del haz, energía, dosis, tasa de dosis, planicidad del campo en el plano de tratamiento, fondo de rayos X y la necesidad de campos de tratamiento de refuerzo. Se asume al paciente de pie a menos que se indique otro modo, ya que la mayoría de las técnicas de tratamiento implican esta posición. El requisito fundamental es tratar virtualmente toda la superficie corporal del paciente a una profundidad limitada y con una dosis uniforme utilizando electrones con el mínimo fondo de rayos X. Estos requisitos, junto con la variada oblicuidad de las superficies del cuerpo, direcciones del haz, auto-apantallamiento del paciente, etc., se combinan de una manera compleja para producir una distribución de dosis uniforme. La geometría de la técnica de tratamiento se muestra en la figura 2.1^[3].

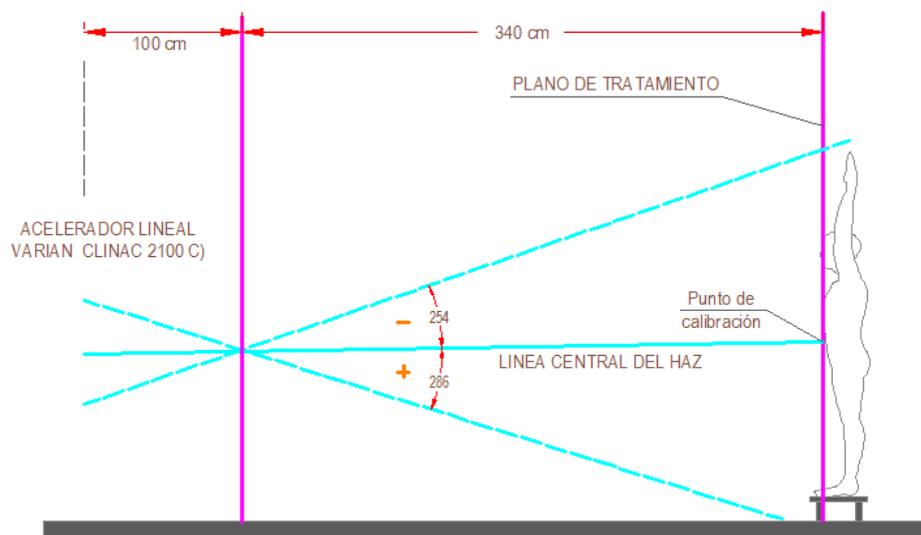


Figura 2.1. Disposición geométrica de la técnica de tratamiento a 440 cm de SSD. [Tomada y modificada de AAPM Total Skin Electron Therapy Technique and Dosimetry, Report of Task Group 30 of AAPM Radiation Therapy Committee. To be published as an AAPM Report].

El tamaño de campo del haz de electrones en el plano de tratamiento del paciente debe ser de aproximadamente 200cm de altura por 80cm de ancho para abarcar al paciente más grande.

Dentro de este rectángulo, debe haber una uniformidad sobre el eje vertical de $\pm 8\%$ en 160cm y una uniformidad sobre el eje horizontal de $\pm 4\%$ en 60cm, en el plano de tratamiento. La uniformidad de la dosis alcanzada en estudios hechos en fantoma no se puede reproducir sobre el paciente, debido a que una variación de $\pm 7,5\%$ en el plano de tratamiento puede aumentarse hasta un $\pm 15\%$ en el paciente por variables como la distancia hasta la piel, contorno de paciente, protección de órganos en riesgo y movimientos del paciente^[15].

El rendimiento en profundidad del haz generalmente varía con el estado y tipo de enfermedad, además cambia a lo largo del cuerpo. El rango de profundidad de penetración del haz es de aproximadamente de 5mm a 15mm o más.

El haz de electrones en la ventana de salida del acelerador puede ser caracterizado por una distribución de fluencia de energía cuyo pico se denomina energía del acelerador, E_a . Como el haz pasa a través de la ventana de salida y atraviesa diferentes materiales entre la ventana de salida y la superficie del maniquí, la energía disminuirá y la propagación de energía aumentará. La fluencia de la distribución de energía de un haz que llega al plano de tratamiento (superficie del maniquí) se caracteriza por su punto más alto, o por su energía más probable E_{po} y por la energía media más baja \bar{E}_o . El valor de E_{po} se puede obtener restándole a la energía del acelerador E_a la pérdida de energía más probable en los materiales de degradación atravesados, o a partir de la ecuación de rango-energía dada en la ecuación 2.1. En este bajo rango de energía, la pérdida de energía más probable para energías de TSEI es justamente la pérdida de energía de ionización por colisión para electrones de energía E_a .

Relación Rango – Energía.

$$E_{po} = 1.95 R_p - 0.48 \quad (2.1)$$

La anterior ecuación es usada para relacionar la energía más probable E_{po} en MeV, al rango práctico R_p en centímetros de agua. La energía media \bar{E}_o en la superficie del fantoma en MeV está relacionada a la profundidad del valor medio R_{50} en centímetros de agua por:

$$\bar{E}_o = 2.33 R_{50} \quad (2.2)$$

El haz de tratamiento que atraviesa al paciente o fantoma se degrada aún más y su energía media puede estimarse como una función de la profundidad z y la energía media de entrada \bar{E}_o , representada por la siguiente ecuación:

$$\bar{E}_z = \bar{E}_o \left(1 - \frac{z}{R_p}\right) \quad (2.3)$$

Se nota claramente que la energía media del haz de electrones incidente \bar{E}_o en el plano de tratamiento del paciente es usualmente del rango de 3 a 7 MeV con energías del acelerador E_a de 4 a 10 MeV. Ocasionalmente se emplean energías más bajas, la mayor parte de las técnicas de irradiación implican la pérdida de energía de los electrones por la secuencia de materiales atravesadas por el haz, así como también la pérdida de varios MeV en el aire, desde la ventana de salida del acelerador hasta el plano de tratamiento del paciente.

A menudo, hay zonas del cuerpo protegidas por otras partes del mismo cuerpo o son inadecuadamente expuestas debido a las limitaciones de la geometría de la técnica de tratamiento. Por lo que son necesarios pequeños refuerzos de campos de electrones o rayos X de ortovoltaje.

El fondo de rayos X que acompaña está penetrando y dirigiéndose hacia adelante, a menudo es mucho el volumen del cuerpo el que se expone por lo que debe ser lo razonablemente más bajo posible. Esto es más o menos proporcional al número de campos que se usen ya que todos los campos contribuyen; a menudo se puede estimar con anterioridad de acuerdo a la técnica elegida. El promedio de la dosis de rayos X puede ser reducido angulando el eje del haz de tal manera que los picos de rayos X queden fuera del cuerpo. Se espera que el nivel de fondo promedio de rayos X sobre todo el volumen del cuerpo sea del 1% o menor al total de la dosis media de electrones, lo cual puede ser difícil de lograr con algunos equipos y técnicas.

La mayoría de los procedimientos TSEI requieren mucho tiempo para llevar a cabo debido a los múltiples requerimientos de campos y a la posición del paciente, por lo que se recomienda una alta tasa de dosis para que se acorte el tiempo de tratamiento. Determinados pacientes requieren dispositivos de soporte físico para garantizar su seguridad, así como la correcta colocación en la posición de pie. Algunas superficies u órganos anatómicos específicos, comúnmente las uñas de manos y pies y los ojos son protegidos durante al menos parte del tratamiento, con el uso de blindaje.

2.3 REQUERIMIENTOS GENERALES PARA TSEI

2.3.1 Requerimientos del Cuarto de Irradiación

Para proporcionar una buena uniformidad de la dosis tanto en el alto como en el ancho del paciente por lo general se requiere el uso de grandes distancias entre la fuente y el paciente, típicamente de 2m a 7m siendo la distancia dependiente de la técnica. Por lo tanto, las disposiciones del sitio de tratamiento existentes pueden restringir la elección de una técnica para

TSEI. El procedimiento de TSEI implica la producción significativa de grandes volúmenes de ozono en la sala de tratamiento por lo que debe haber un frecuente intercambio de aire en la sala para obtener límites aceptables de ozono.

Para la mayoría de las instalaciones, la protección proporcionada para rayos X de megavoltage es adecuada para realizar TSEI ya que implica llevar a cabo una gran fluencia de electrones energéticos en la sala de tratamiento.

2.3.2 Condiciones de Irradiación

Antes de utilizar haces de electrones se utilizaron rayos X de baja energía para la irradiación total de la piel, el uso actualmente se ha limitado debido a que los resultados clínicos fueron poco alentadores ya que era difícil de tratar el área de la piel entera adecuadamente. Además había un máximo tamaño de campo y limitantes para unir campos por lo que no es posible tratar a una profundidad adecuada sin una gran dosis de rayos X integral.

La dosis acumulativa debido al componente de rayos X, medido a 10 cm de profundidad y medido sobre el volumen del paciente para todos los campos, típicamente varía del 1% al 4% de la dosis máxima de electrones recibida en o cerca de la superficie. El número más alto está asociado con energías más altas, las técnicas no óptimas de dispersión de haz y el uso de muchos campos. Un 4% de la dosis promedio de rayos X (~1,5Gy) sobre el cuerpo es considerado clínicamente satisfactorio por muchos profesionales.

Con el uso técnicas de rotación o múltiples campos grandes superpuestos, la región de la acumulación de dosis en la piel desaparece por completo debido a la incidencia oblicua de muchos electrones resultante del contorno curvo de los pacientes y la múltiple dispersión de los electrones al recorrer el aire antes de la incidencia sobre la piel del paciente. Véase, por ejemplo, las figuras 2.4 a y 2.4 b. También se debe tener en cuenta el fondo de rayos X, representado por la curva de distribución de dosis en profundidad, en particular cuando haces de alta energía son degradados en energía por la inserción de un panel de manera que se caracteriza la dosis a una menor profundidad de un haz de energía significativamente menor. Varias técnicas de tratamiento implementadas incorporan un gran panel dispersor de aproximadamente 1cm de espesor y de 2m de largo x 1m de ancho, que se coloca 20cm delante del paciente y contribuye a un gran ángulo de dispersión de los electrones emergentes. Por lo tanto se mejora la uniformidad de la dosis, particularmente en superficies oblicuas del cuerpo, pero reduce la penetración del haz y cae el rendimiento de dosis en profundidad.

Brahme, A., a examinado el efecto de la colocación de panel dispersor cerca de la ventana de salida o en la superficie del fantoma ^[16], Aunque la distribución de energía de los dos haces es casi idéntica en tal comparación, la distribución angular de los electrones que alcanza el fantoma es completamente diferentes. Los electrones que alcanzan al paciente desde el dispersor colocado cerca de la ventana de salida del acelerador tienen una dispersión angular significativamente más estrecha que los del dispersor colocado cerca de la superficie del paciente. La dispersión angular más amplia de los últimos electrones, resulta en una distribución mayor de la dosis en la superficie y una dosis poco profunda debido a la disminución del rango práctico porque el ángulo medio de incidencia se incrementa.

2.3.3 Condiciones de Operación del Acelerador

Estos parámetros operativos incluyen la corriente del haz del acelerador lineal y la energía junto con la configuración del colimador y las posibles modificaciones de la máquina. La estabilidad, la repetitividad de las condiciones de funcionamiento de la energía del haz del acelerador lineal es primordial para TSEI, los cambios de energía en algunos equipos pueden cambiar notablemente la calibración de dosis y su uniformidad. Un promedio alto de la corriente del haz es necesario, para proporcionar una alta tasa de dosis adecuadamente en el plano de tratamiento del paciente que está ubicado a varios metros de distancia. La tasa de dosis de 1Gy/min o superiores son ideales, a fin de reducir el tiempo de tratamiento y por ende minimizar la fatiga y los movimientos del paciente^[3].

Las mandíbulas del colimador de rayos X por lo general se abren al tamaño de campo más grande y el colimador puede ser girado 45° con respecto a la vertical para TSEI. La larga diagonal del campo da como resultado una mejor uniformidad de la dosis en la vertical.

Una vez que una técnica TSEI se ha investigado experimentalmente y se ha demostrado su beneficio, es conveniente establecer y adherirse a un protocolo de procedimiento escrito para su realización, incluyendo los pasos desde y hacia esta modalidad. Pruebas de funcionamiento del acelerador y la monitorización de la dosis es un aspecto esencial del procedimiento.

2.4 DESCRIPCIÓN DE LAS TÉCNICAS DE IRRADIACIÓN

La técnica de seis campos duales es ampliamente utilizada en aceleradores lineales, emplea pares de campos en ángulo, con el paciente de pie en seis orientaciones angulares sobre un eje vertical con tres posiciones por día, como se muestra esquemáticamente en la figura 2.2. Esta

combinación particular de los seis campos duales proporciona aceptable uniformidad y baja dosis de rayos X para el paciente.

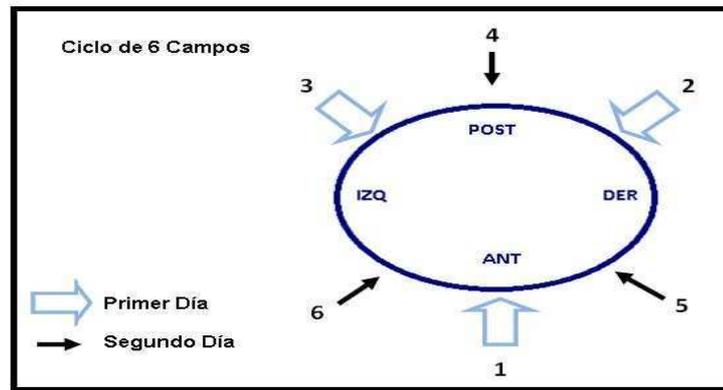


Figura 2.2 Ciclo ilustrativo de dos días secuenciales de tratamiento con la orientación angular de seis campos duales. [Tomada y modificada de AAPM Total Skin Electron Therapy Technique and Dosimetry, Report of Task Group 30 of AAPM Radiation Therapy Committee. To be published as an AAPM Report].

Las características dosimétricas del haz en el plano de tratamiento para TSEI se examinan con un haz horizontal único que viene a ser un haz horizontal dual ya que incide en un ángulo determinado, siendo el arreglo completo de 6 campos duales. Entre las características dosimétricas están el rendimiento de dosis en profundidad, la distribución de dosis, la planicidad del campo en el plano de tratamiento y el fondo de rayos X. Las características de los campos de doble ángulo pueden entenderse más fácilmente examinando primero las características de un solo haz horizontal en el plano de tratamiento. La figura 2.3 muestra la curva de ionización en profundidad para un haz calibrado en el punto de calibración a 3m de distancia de SSD, nótese que el fondo de rayos X de 0,5% alcanza su pico máximo hacia adelante y cae rápidamente para puntos fuera del eje, lo que deja claro que campos simples no cubrirían adecuadamente la altura del cuerpo del paciente de modo que sería necesario distancias más largas o utilizar múltiples haces. La curva representa la ionización relativa frente a la profundidad en g/cm^2 en poliestireno.

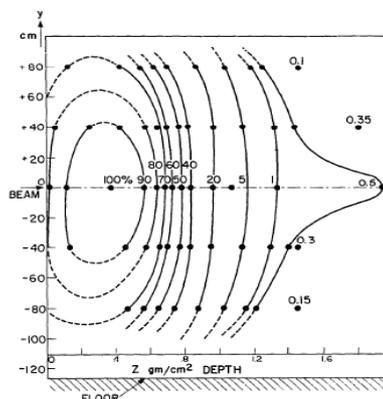


Figura 2.3. Distribución de isodosis en el plano y-z para $x = 0$ y $\theta = 0$. Se toma varios puntos en el plano de tratamiento, las discontinuas porciones de las curvas son extrapolaciones. [Tomada y modificada de AAPM Total Skin Electron Therapy Technique and Dosimetry, Report of Task Group 30 of AAPM Radiation Therapy Committee. To be published as an AAPM Report].

La energía y penetración para un par de haces duales es menor debido a la oblicuidad del plano de tratamiento, además se adiciona que el promedio de la profundidad de penetración en todo el cuerpo más allá de la superficie de la piel del paciente, en todas las orientaciones angulares del tratamiento, es significativamente menor que la profundidad de la dosis máxima para un haz normalmente incidente, particularmente por los ángulos de los haces incidentes a la superficie inclinada del cuerpo (ver figura 2.4).

2.4.1 Dos Campos Duales

Dos campos angulares pueden proporcionar una mejor uniformidad de la dosis sobre una mayor área de acuerdo a la dimensiones del paciente. En esta técnica, se dan dos exposiciones iguales, una por cada componente del ángulo (ver figura 2.1).

En la figura 2.4 a) se ilustra la típica curva de dosis relativa en profundidad en agua durante un solo campo dual y para seis campos duales con un ángulo de gantry $\theta = \pm 20^\circ$ para las mismas condiciones de un acelerador lineal. La energía de electrones más probable, E_{p0} , en la superficie del maniquí para el campo dual único es de 3.8MeV que se calcula a partir del rango práctico R_p de 1.7cm. La energía media de los electrones, \bar{E}_0 , en la superficie del maniquí para el campo dual único, es de 2.6MeV calculado a partir del rango R_{50} de 1.1cm. Los picos de rayos X dirigidos hacia delante de los campos duales se dirigen por encima y por debajo del paciente que está de pie, lo que resulta en el perfil de fondo de rayos X, su promedio es de aproximadamente 0.7% para un solo campo dual y aproximadamente 1.5% para una irradiación con seis campos duales completos. El fondo de rayos X puede variar de un acelerador a otro para la misma energía del haz y significativamente depende de los materiales dispersores y degradadores en el haz.

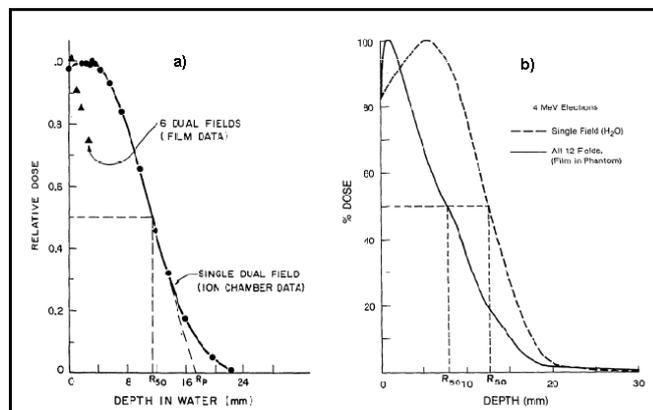


Figura 2.4. a) Profundidad de dosis relativa en agua de la exposición de un solo campo dual con un ángulo de gantry de $\pm 20^\circ$, b) Dosis en profundidad en el agua para un solo campo con $\theta = 0^\circ$ y para los 12 campos (seis campos duales) utilizando un film en un fantoma humanoide. [Tomada y modificada de AAPM Total Skin Electron Therapy Technique and Dosimetry, Report of Task Group 30 of AAPM Radiation Therapy Committee. To be published as an AAPM Report].

La distribución de dosis a la profundidad de dosis máxima (0.34g/cm) en todo el plano x-y se muestra en la figura 2.5, la uniformidad es de $\pm 4\%$ sobre toda el área del cuerpo. El ángulo θ entre la horizontal y el eje central del haz se elige para proporcionar la mejor uniformidad de dosis a lo largo de la dirección vertical en el plano de la profundidad de dosis máxima. El ángulo óptimo y la brecha asociada entre los bordes de la luz de campo dependerán del haz de energía y de las condiciones de dispersión.

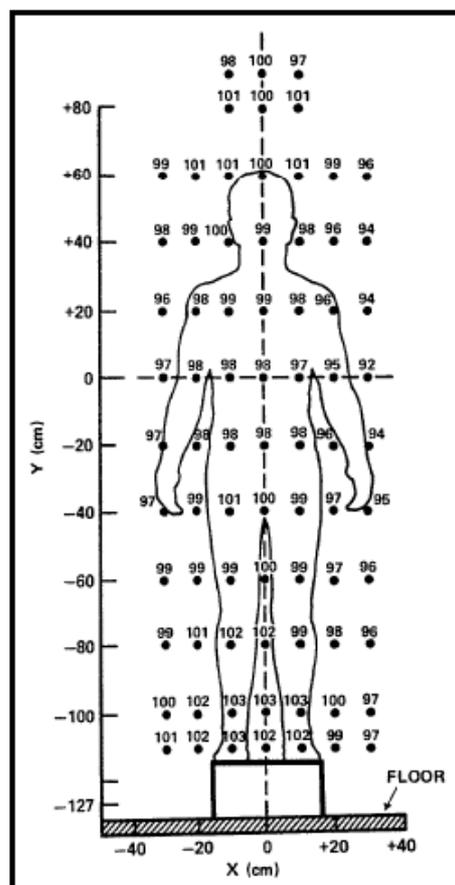


Figura 2.5. Distribución de dosis en el plano x-y para $z = 0.34\text{g/cm}$ de poliestireno. Los dos componentes del haz están angulados a $\pm 20^\circ$ y normalizados a 100 en los puntos $x = 0\text{ cm}$, $y = \pm 60\text{ cm}$. [Tomada y modificada de AAPM Total Skin Electron Therapy Technique and Dosimetry, Report of Task Group 30 of AAPM Radiation Therapy Committee. To be published as an AAPM Report].

2.4.2 Seis Campos Duales

Cuando se coloca al paciente en las seis posiciones, se irradia con un campo dual en cada posición, la dosis en profundidad es considerablemente menos uniforme que la indicada en la figura 2.5 debido a la curvatura del cuerpo, la variedad de ángulos de incidencia de electrones y el número finito de orientaciones del haz. Las seis orientaciones del paciente son espaciadas en intervalos de 60° lo que resulta también en una variación de la dosis. La variación es de aproximadamente $\pm 10\%$ en la superficie, cayendo hasta un $\pm 5\%$ a una profundidad de 3mm.

El efecto más dramático, sin embargo, es la rápida caída de la dosis en profundidad para el total de la irradiación con los seis campos duales. Los Resultados con Film se muestran con los puntos triangulares en la figura 2.4 a). Se compara la dosis en profundidad para una energía de 4MeV para un solo campo de un haz con incidencia horizontal en agua respecto a los 12 campos (seis campos duales) utilizando film en un maniquí humanoide. Los datos de los 12 campos de la figura 2.4 b) y los datos de puntos triangulares de la figura 2.4 a) son la media de la dosis en profundidad. Estos datos se obtuvieron promediando la dosis a la profundidad de dosis máxima en un fantoma cilíndrico de 30cm de diámetro ubicado en un punto medio en el plano de tratamiento.

2.5 DOSIMETRÍA E INSTRUMENTACIÓN

La dosimetría para TSEI es compleja ya que hay que medir y evaluar la dosis absorbida a poca profundidad en una gran área en el plano tratamiento del paciente. Debido a que es un gran campo espacial, no se presta fácilmente para la medición con escáneres lineales convencionales y equipos de trazado de isodosis. Los cortos intervalos de electrones requieren especial atención en cuanto a dosimetría y calibración, muchos detectores de radiación son demasiado gruesos para el alto gradiente de dosis en profundidad o pueden presentar variaciones significativas con respecto a la respuesta. En las cámaras de ionización de alta resolución, las corrientes eléctricas generadas en el pequeño volumen son a menudo tan pequeñas que el ruido y las señales espurias que surgen de la irradiación en el cable que lleva la señal llegan a ser dominantes. Sin embargo, mediante la selección de detectores adecuados e instrumentación, teniendo además las precauciones adecuadas, se pueden obtener los datos de dosimetría válidos para su uso en el tratamiento del paciente.

2.5.1 Métodos Dosimétricos

Hay muchos detectores de radiación disponibles para adquisición de datos generales, pero elegir el más adecuado para TSEI es importante. El detector adecuado para esta tarea incluye cámaras de ionización, films, materiales termoluminiscentes, dosímetros Fricke y colectores de electrones. Es imprescindible conocer en detalle el funcionamiento de cada uno, de manera que se puedan aprovechar al máximo de acuerdo a sus características particulares. Para escaneos en maniquí de agua con pequeñas cámaras de ionización, tipo dedal, son necesarios buenos estudios de los efectos de polarización y saturación, los volúmenes de aire que se deben tener son de unos pocos milímetros o menos. El pequeño volumen de la cámara de ionización de placas paralelas tiene una delgada ventana y una profundidad activa superficial

(aproximadamente 1mm) lo cual es ventajoso para la adquisición de datos de dosis en profundidad en un fantoma sólido.

Los detectores de diodos semiconductores, son fiables siempre y cuando se comparen directamente con cámaras de ionización bajo condiciones similares, pueden ser útiles para obtener medidas con buena resolución espacial. Las películas pueden proporcionar datos rápidamente sobre grandes áreas, pero están sujetos a errores. La dependencia de la energía del detector puede ser significativo, especialmente en las películas ya que cuando se utilizan es necesario tener cuidado e incluso eliminar los pequeños espacios de aire cuando los electrones la atraviesan o están cerca de la incidencia rasante.

La densidad del film versus la respuesta en dosis para la irradiación con electrones necesariamente necesita ser evaluado dentro del rango de energía involucrado. Varias técnicas particularmente útiles para dosimetría en TSEI han sido descritas por Bagne y Tulloh^[17]. La dosimetría con TLD y OSLD es valiosa, pero su precisión debe ser confirmada con resultados obtenidos por una cámara de ionización calibrada al menos en el punto de calibración. Las cápsulas de TLD en polvo ó paquetes a veces son demasiado voluminosos para proporcionar una adecuada resolución espacial. Los dosímetros TLD y OSLD, pueden ser muy útiles para la dosimetría in vivo, así se evalúa la uniformidad de la dosis.

Gran parte de los datos se pueden tomar con cualquiera de los detectores mencionados anteriormente, pero la calibración de la dosis absorbida se debe hacer con una cámara de ionización. Con el fin de reducir las posibles complicaciones y errores que puedan surgir acerca de calibrar haces de electrones de baja energía, la cámara utilizada debe satisfacer criterios apropiados sobre los materiales empleados, construcción geométrica y propiedades de saturación^[17].

2.5.2 Mediciones Dosimétricas

A medida que el haz pasa a través de la ventana de salida y antes de llegar al plano de tratamiento del paciente, el haz de electrones se dispersa y al mismo tiempo se va degradando en energía ya que va pasando a través de una secuencia de materiales como el de la ventana de salida, láminas de dispersión, las cámaras monitoras y el aire intermedio.

Para TSEI, la pérdida de energía media que se produce en esta secuencia es típicamente de 1 a 2MeV, pero puede ser mayor si se emplean degradadores gruesos. En la superficie del maniquí, la energía media del haz \bar{E}_0 para TSEI, puede ser significativamente menor que la energía más

probable, E_{p0} . La profundidad de dosis absorbida y la profundidad de ionización en un maniquí de agua resulta en un mismo valor de R_p de aproximadamente 1 a 2mm. La energía media en el plano de tratamiento para un valor de profundidad media $R_{50} = 1.33$ cm (ver figura 2.4a) produce una energía media de alrededor de 3.1MeV, un valor significativamente menor que el valor de la energía más probable de 4.2MeV para un haz horizontal único.

Una serie de factores se combinan haciendo incierta la mejor manera de evaluar la dosis absorbida por haces de electrones en TSEI. Amplias variaciones de la dosis en diferentes áreas del cuerpo es el resultado de las complejidades geométricas del haz y de la angulación del cuerpo. La dosis absorbida para electrones es una función de la relación del stopping power. Para el rango de energías medias, los valores de stopping power varían aproximadamente un 10%. El amplio rango de energía y la dispersión angular del haz incidente aumenta la incertidumbre en la evaluación de la dosis absorbida. Los datos de la dosis en profundidad pueden ser adquiridos con una cámara de ionización de placas plano-paralelas superpuesta con distintos espesores de poliestireno.

Los datos de dosimetría a menudo pueden ser adquiridos rápidamente mediante el empleo de detectores de diodos con un escáner lineal en el aire o con un plotter de isodosis (x-y-z) en un maniquí de agua. Las distribuciones de dosis en el fantoma para las diferentes técnicas de irradiación para diversas secciones del cuerpo constituyen datos importantes, pero por desgracia son difíciles de obtener debido a las superficies curvas del cuerpo y la baja energía del haz. Debido a su buena resolución espacial se recomiendan para estas evaluaciones: Film, TLD y OSLDs, pero requieren procedimientos cuidadosos para asegurar la exactitud.

Usando el método de Monte Carlo, se simplifican algunos cálculos mediante el uso de la Continua ralentización Aproximada (CSDA). El CSDA existe en teoría solamente, se trata de una longitud de trayectoria rectificadas que ignora las deflexiones angulares de la dispersión y considera sólo la pérdida de energía por colisión. El rango CSDA, r_0 , es la longitud media del camino de un electrón de energía cinética, T_0 , y se deriva mediante la integración de la inversa del total del stopping power sobre el rango de energía extendido desde T_0 a 0. Seltzer y colaboradores^[19] procedieron a incorporar los efectos modificadores de la energía perdida por dispersión, por múltiples deflexiones angulares y la emitida en forma de radiación electromagnética.

2.5.3 Mediciones de Campos Múltiples

Dos centros han examinado los efectos sobre la distribución de dosis de la combinación de varias incidencias y configuraciones de campos de tratamiento usando fantomas cilíndricos y con alguna otra forma^{[20] [21]}. Muchos electrones que entran en la superficie de la piel son incidentes en grandes ángulos respecto de la normal al plano de tratamiento y la superficie de la piel en sí mismo es a menudo significativamente curva y oblicua con respecto a este plano. Como consecuencia, la distribución de dosis sobre la piel del paciente varía ampliamente, se pierde la sencillez de la distribución de dosis de pequeños campos. Sin embargo, puesto que el radio de curvatura del cuerpo es grande en comparación con el rango de los electrones, se determina la dosis en profundidad normal a la superficie en gran medida por el ángulo entre la trayectoria de los electrones incidentes y la normal a la superficie de la piel. La dosis en profundidad y las curvas de isodosis se pueden construir y estimar para las regiones con grandes radios de curvatura mediante la aplicación del principio de la contribución de campos para luego sumarlos y normalizarlos.

Bjarngard y colaboradores^[12] han estudiado la dosis en profundidad en varios ángulos de incidencia para un solo campo y múltiples campos para los 4 y 7MeV con fantomas circulares de 15cm y 30cm de diámetro, así como con fantomas antropomórficos a tres metros de distancia. Cuando el ángulo de incidencia aumenta, la dosis se desplaza a menor profundidad. Para grandes ángulos la dosis disminuye desde la superficie con la profundidad y este cambio se produce más rápidamente para energías inferiores a 4MeV. Para un creciente número de campos, la dosis en la superficie del maniquí se vuelve más uniforme, las máximas dosis se mueven hacia la superficie y en 4MeV las curvas de dosis en profundidad disminuyen monótonamente desde la superficie. Esto también se ve en los datos de la figura 2.4 b), la energía media efectiva \bar{E}_o , en el plano de tratamiento para los haces de electrones que contribuyen a la curva de dosis en profundidad estimada es de 1.9MeV para la línea sólida de la figura 2.4 b) y 3MeV para la curva de trazos de la figura 2.4 b).

Por lo tanto, electrones de altas energías son necesarios para tratar con una aceptable uniformidad una profundidad determinada con un aumento del número de campos. Aunque las mediciones y cálculos se han restringido a un plano transversal del espectro que contiene el eje central del haz, la extensión a los planos que no contienen el eje central del haz es factible.

2.5.4 Medición de Dosis en el Punto de Calibración

Se recomienda que la dosis absorbida para TSEI se evalúe en el punto de calibración situado en

(0,0,0) como se muestra en la figura 2.1. Para obtener la dosis en este punto, se usa una cámara de ionización de placas plano paralelas, preferentemente con un gap de 1 mm o menos, la superficie proximal de la cavidad se va a colocar en la profundidad de la dosis máxima anteponiendo placas de poliestireno, el volumen de aire de la cámara se rodea con poliestireno por lo menos con 1cm por la parte trasera y 5cm radialmente. Se debe hacer una sola exposición a un campo dual, posicionando el eje del haz respecto del centro de la cámara.

Puesto que el volumen de la cámara es generalmente pequeño, el efecto de volúmenes extra-cámara puede conducir a errores significativos por lo que se recomienda una ventana delgada para dosimetría de electrones de baja energía y además se debe hacer una dosimetría independiente con otro tipo de dosímetros para confirmar la calibración de la dosis absorbida.

2.5.5 Mediciones de Dosis para el Tratamiento de la Piel del Paciente

El campo de radiación asimétrico resulta en una complicada variación de la dosis en las zonas anatómicas del paciente en TSEI, por lo tanto es necesaria una medida detallada en todos los puntos relevantes en el campo de tratamiento de los individuos, a pesar de las limitaciones es deseable tener un único parámetro que sirva para especificar la dosis al paciente ya que se facilita la comparación de los resultados clínicos.

Para este propósito, la dosis de tratamiento de la piel se define como la dosis a lo largo de un círculo en o cerca de la superficie de un fantoma cilíndrico de poliestireno de 30cm de diámetro y 30cm de altura que se irradia como un hipotético paciente con los seis campos duales. Esta dosis se encuentra en o muy cerca de la superficie de la piel y podría aplicarse para 4, 6, y 8 campos duales, igualmente bien.

El fantoma cilíndrico, con dosímetros adecuados, usualmente película, TLD ó OSLD, se expone con su superficie proximal puesta en el plano de tratamiento, su eje vertical se coloca de modo que su punto medio de superficie vertical frontal coincide con la punto de calibración ($x = 0$, $y = 0$, y $z = 0$). Como se muestra en la figura 2.2, con la dosis de calibración correspondiente se dan seis exposiciones de doble campo sobre el fantoma y se gira progresivamente 60° sobre su eje vertical entre las exposiciones. La dosis a d_{max} por debajo de la superficie del maniquí exhibe una periodicidad y tiene un valor máximo cada 60° coincidiendo con las seis orientaciones angulares del fantoma. Debido a la contribución de dosis a los máximos de las otras cinco exposiciones, los seis máximos ocurren a profundidades menores que para una sola exposición de un campo dual; posiblemente en la superficie del fantoma (véase figura 2.4a). La dosis de tratamiento de la piel ha sido definida como la dosis media en el tejido blando evaluado

a lo largo del círculo que pasa a través de estos seis máximos de dosis. El dosímetro utilizado para este promedio se calibra con un solo campo haciendo una doble exposición en el punto de calibración.

El punto de calibración de dosis está relacionado con la dosis de tratamiento en la piel multiplicado por un factor B. El monitor de electrones puede ajustarse de forma que la dosis de ajuste a 1cGy/UM para una exposición normal de doble campo. Si la dosis en Gy se da para cada uno de los seis campos duales (0.5 con la máquina apuntando hacia arriba y 0.5 con la máquina apuntando hacia abajo), el promedio de la dosis en la piel dado durante un ciclo completo de tratamiento de seis campos duales es $B \times D$ (Gy). Típicamente, B esta en el intervalo de 2.5 a 3.1 para el ejemplo descrito, pero es difícil de determinar con precisión, es el resultado de las contribuciones de dosis significativas de tres campos duales y pequeñas contribuciones de los otros^[15].

2.6 CONSIDERACIONES CON EL PACIENTE

2.6.1 Posición del Paciente

La alineación del paciente es menos estricta que en modalidades con pequeños campos, pero el centrado transversal sobre el eje del haz puede ser convenientemente asistido con las luces de alineación láser. Se presenta dificultad en la práctica con los pacientes debido al auto-apantallamiento en las extremidades, por lo tanto, uno de los pasos importantes en TSEI es el posicionamiento del paciente a fin de minimizar las áreas de auto-apantallamiento. Por lo general, es necesario aplicar refuerzos a SSD normales. Las posiciones elegidas para los brazos y las piernas pueden variar en función del número de campos utilizados, el uso de seis campos o más es recomendado. De vez en cuando, una pequeña región puede ser tratada con un único campo dual y con el blindaje auxiliar correspondiente, en esta situación el factor B se elimina en la expresión para la dosis de tratamiento de la piel, la d_{max} puede estar por debajo de la superficie, y el haz es mucho más penetrante que para la técnica plena de seis campos duales.

2.6.2 Dispositivos de Apoyo para los Pacientes

Siempre es prudente prever algún tipo de apoyo y permitir un período de descanso durante el tratamiento. Para aquellos pacientes que son capaces de estar en pie, se requiere un poco de juicio en cuanto a si es necesario alguna forma de soporte auxiliar, tal como un cinturón de tela delgado y amplio colocado alrededor del pecho y por debajo de los brazos. Este cinturón puede ser unido a la pared o a una parte del marco, es necesario contemplar la posibilidad que un

paciente pueda debilitarse y desmayarse. A menudo los pacientes van a usar protectores plomados para los ojos que tienden a causar una pérdida de orientación, además, a menos que se relajen parte del tiempo, pueden estar rígidamente en la posición prescrita. El paciente debe ser animado a moverse ligeramente con el fin de mantener un cierto grado de relajación sin comprometer la posición de tratamiento. Dado que siempre hay algún peligro de una caída del paciente durante el curso de un tratamiento, la habitación debe estar equipada con un circuito cerrado de televisión para el monitoreo constante. El paciente debe ser instruido y animado a señalar cuando siente la necesidad de un período de descanso. Típicamente, una sesión de TSEI diaria de tres tratamientos de doble campo requiere entre 20-25 minutos de tiempo.

Los pacientes que claramente no pueden permanecer de pie durante el tratamiento se pueden tratar tendidos en el suelo o en una camilla baja utilizando dos o tres campos anterior y posterior. La piel de muchos pacientes sometidos a TSEI es muy susceptible a los daños por raspados y moretones, por lo que debe prestarse atención a la eliminación de bordes afilados que puedan entrar en contacto con los pacientes, o si estos llegarán a caer. Si hay cualquier tipo de "jaula" o plataforma en la que el paciente está de pie, debe estar firmemente sujeto a la pared o el piso para evitar que se vuelque. Correas para las manos pueden ser necesarias, dependiendo del posicionamiento del paciente.

2.6.3 Blindajes para El Paciente

Por lo general el cristalino de los ojos son blindados, si los párpados deben ser tratados se debe utilizar blindajes que se colocan debajo de estos. Otras partes del cuerpo como las uñas de los dedos de manos y pies pueden estar protegidos por plomo; cuando estas partes de la anatomía se pueden excluir con seguridad del tratamiento. Dependiendo de la implicación clínica y técnica, se provee protección para las manos y pies antes de la primera aplicación. Existen comercialmente Protectores para los ojos, pero se pueden hacer si las instalaciones están disponibles, comúnmente se utiliza un espesor de 2 mm de plomo para un equipo de 4 MeV. Se puede proporcionar un anestésico local para los ojos que es útil para la inserción de los protectores. Las protecciones de los ojos deben mantenerse limpios, estériles y libre de asperezas. Una práctica común es mantener protecciones para los ojos cubiertos con parafina.

A medida que avanza el tratamiento, diversas reacciones en la piel son esperadas. Se han enumerado algunas de estas reacciones junto con la secuencia de tiempo para su aparición^[22]. La pérdida del pelo, las uñas de los dedos y uñas de los pies (si no se protegió) cuando la dosis excede aproximadamente 10 Gy. La piel puede llegar a ser eritematosa, y puede haber

hinchazón de pies, tobillos, y manos. El síndrome de "hombre - rojo", se refiere a los pacientes que se presentan con eritrodermia total de la piel.

2.6.4 Campos para Refuerzos Locales

La extensión de las zonas que necesitan un refuerzo requerirá un juicio clínico por parte del radioterapeuta basándose en los resultados de la sobre-dosificación en el tratamiento de TSEI. Estas no serán claramente regiones definidas, por regla general, las áreas que usualmente necesitan un refuerzo son las plantas de los pies, la zona perineal, la superficie dorsal del pene y la región inframamaria en las mujeres con mamas voluminosas. En el último caso, el uso de un sujetador delgado durante el tratamiento puede eliminar la necesidad de un refuerzo local. Además, los campos de refuerzo se consideran necesarios para la parte superior de la cabeza y el conducto auditivo externo en algunas situaciones. Con frecuencia, las áreas que se refuerzan ya han recibido alguna dosis del tratamiento principal, tal es el caso que en la parte superior de la cabeza y en menor medida en la región infra-mamaria, es importante conocer la distribución de dosis entregada durante el tratamiento a fin de no causar una seria sobre dosificación. Los campos de refuerzo se aplican con técnicas de electrones convencionales o rayos X de baja tensión a la SSD habitual. Para identificar áreas que requieran un refuerzo local, es necesario hacer mediciones de dosimetría in vivo.

2.7 DOSIMETRIA IN VIVO

Las mediciones de dosimetría in vivo son importantes para TSEI por dos razones: 1) se determina la distribución de dosis en la piel del paciente, y 2) se verifica que la dosis prescrita sea la correcta. En diversas publicaciones las mediciones de la dosis y la distribución de dosis en un pequeño fantoma en la posición de tratamiento del paciente han sido descritas^{[23][24][25]}
[26][27].

La uniformidad real de la dosis administrada en la piel del paciente, puede variar significativamente de la medida en el aire, por lo que se requiere la medición de la distribución real de la dosis en la piel. Existen varios tipos de dosímetros que pueden ser considerados para su uso en este tipo de mediciones; las cámaras de ionización, diodos, película, dosímetros de termoluminiscencia (TLD) y detectores luminiscentes ópticamente estimulados (OSLD). Sin embargo, cuando uno considera el número de zonas que se debe medir en cada paciente, las cámaras de ionización y los diodos no son prácticos. El uso de película es cuestionable debido a la cantidad de películas pequeñas o a las grandes tiras de películas que se debe utilizar para obtener los datos. Por otro la película no es conveniente debido al grosor del embalaje a prueba

de luz que puede ocasionar posibles interferencias con los valores de dosis en piel que recibe el paciente, además del problema de eliminar las brechas de aire entre el film, el empaque y el paciente.

Usando la técnica de 6 campos duales, un gran número de mediciones de dosis en la piel han sido reportados por Fraass y colaboradores^{[23][28]}. Los resultados del estudio son indicativos de los resultados que pueden esperarse a partir del examen de otras técnicas de tratamiento. La dosis a diversas partes del pecho y el abdomen varían sólo un pequeño porcentaje, según lo predicho por la distribución de dosis en el aire. Sin embargo, para muchas otras partes del cuerpo, las dosis medidas en piel son más de un 20% diferente de la dosis en el abdomen ó la del punto de referencia. En particular, la mayoría de las partes del pie y el tobillo, excepto el arco, reciben entre un 10% y 25% más que la dosis en el punto de referencia, al igual que las orejas, la nariz y los dedos. Muchas áreas reciben por lo menos 20% menos dosis que el punto de referencia, incluyendo la frente y el cuero cabelludo, la muñeca y la palma de la mano, la axila, codo y la parte medial del muslo. La dirección y magnitud de la mayoría de estas faltas de uniformidad tienen un patrón similar de paciente a paciente, lo que sugiere que las variaciones no son técnica-dependientes, más bien dependen de las propiedades anatómicas que son más o menos el mismo para todos los pacientes.

Los resultados del estudio de la uniformidad de la dosis de la piel se deben utilizar con discreción. Áreas de dosis bajas pueden, de hecho, ser beneficiosas para el paciente, por ejemplo, aunque la dosis a las muñecas y las palmas de las manos es sólo alrededor del 75% de la dosis en la parte anterior del abdomen, la planicidad lateral del haz de radiación puede no ser deseable ya que los pacientes pueden tener reacciones en las manos y los dedos debido al aumento de la planicidad del haz para esas zonas en particular. Finalmente, las respuestas y las recurrencias de la enfermedad deben ser correlacionados con la dosis en cada área antes de hacer modificaciones adicionales a la ya complicada técnica de tratamiento^[15].

3. FÍSICA DE LA LUMINISCENCIA ÓPTICAMENTE ESTIMULADA

3.1 INTRODUCCIÓN

La luminiscencia ópticamente estimulada (OSLD) es un método cada vez más popular de la dosimetría, habiendo sido utilizado principalmente en dosimetría personal durante más de una década, fue propuesto por primera vez en 1950 (Antonov-Romanovskii y colaboradores^[29]) y más tarde como una herramienta de datación arqueológica en minerales naturales (Huntley y colaboradores^[30]).

El fenómeno de la luminiscencia ópticamente estimulada es similar a la de termoluminiscencia en donde la exposición a la radiación ionizante crea pares electrón-agujero en el material. Se estimulan las cargas a la banda de valencia y conducción después de que estas han caído en las trampas de energía dentro de la región prohibida. Solamente con una estimulación externa las cargas pueden recombinarse, la recombinación crea estados excitados de los centros de recombinación que resultan en la liberación de fotones en el rango óptico.

Todos los procesos relacionados a este fenómeno pueden ser descritos en términos de la energía libre del sistema y de la perturbación del nivel de equilibrio de Fermi en el material de estudio. A 0°K y en equilibrio termodinámico se puede esperar la estadística de Fermi-Dirac, en donde todos los estados por encima del nivel de Fermi E_F se encuentran vacíos, mientras que por debajo de E_F se encuentran llenos. La situación se ilustra en la figura 3.1 en donde se observa un diagrama de bandas de energía, en la cual se representa en la parte inferior la banda de conducción E_c , en la parte superior la banda de valencia E_v y dos distribuciones normales de estados de energía $N(E)$ (uno para electrones y otro para trampas de agujeros) en la zona prohibida entre estos dos niveles de energía.

Braunlich en 1979 usó el término "diagramas de llenado" para representar la medida en que los estados de energía se encuentran llenos $f(E)$ durante un experimento de relajación térmicamente estimulado. En la figura 3.1 a partir del esquema de la izquierda (A), vemos que la función de llenado de Fermi-Dirac a 0°K , en el cual todas las trampas de electrones (por encima del nivel de Fermi) se encuentran vacías y todas las trampas de agujeros (por debajo del nivel de Fermi) se encuentran llenas (representado por la distribución sombreada). Después de la perturbación por la radiación ionizante (B), se encuentra con una nueva función de llenado que muestra los electrones atrapados en estados localizados en el espacio de banda por encima de E_F y una concentración igual de agujeros atrapados debajo de E_F .

Se puede definir dos niveles cuasi-Fermi, uno para electrones E_{Fe} y otro para agujeros E_{Fh} respectivamente. Estos son útiles para describir un estado de no-equilibrio, que sigue a la perturbación en términos de equilibrio estadístico tomando la suposición de que la población de electrones y agujeros atrapados están en equilibrio térmico en sus niveles de energía disponibles. Durante la relajación estimulante (C), es decir, durante la iluminación de la muestra irradiada con luz ultravioleta, visible o infrarrojo, la función de llenado $f(E)$ gradualmente retorna a su estado de pre-perturbación. Durante este proceso, los niveles de cuasi-Fermi poco a poco vuelven hacia el nivel de equilibrio de Fermi (D) así como las concentraciones de cargas atrapadas decaen a sus valores de equilibrio. En la figura 3.1 la estimulación se asume que es óptica y que todos los diagramas están representados a la temperatura del cero absoluto^[31].

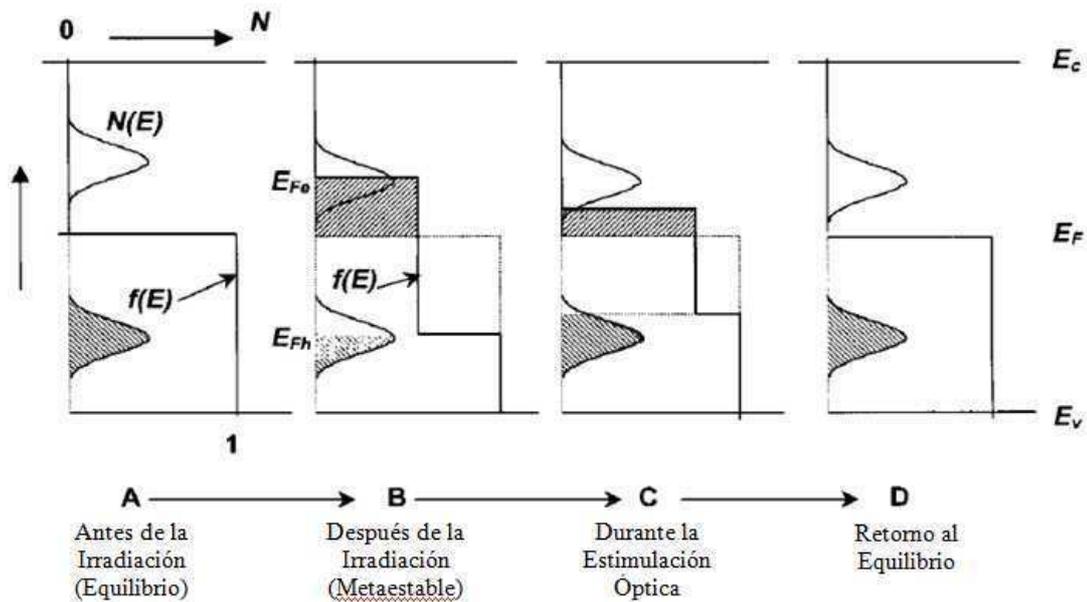


Figura 3.1. Representación (Braunlich, 1979) de la ocupación de los estados de zona prohibida en el cero absoluto. (A) Antes de la irradiación en equilibrio; E_F es el nivel de Fermi (asumiendo que aproximadamente a medio camino entre la parte superior de la banda de valencia E_v y la parte inferior de la banda de conducción E_c). Todos los estados por debajo del nivel de Fermi se encuentran llenos, según lo descrito por la función de ocupación $f(E)=1$, y todos los estados por encima del nivel de Fermi están vacíos ($f(E)=0$). (B) Después de la irradiación, algunos estados de los electrones por encima del nivel de Fermi se encuentran llenos, hasta el nivel de cuasi-Fermi de electrones atrapados, E_{Fe} , mientras que varios estados agujero debajo del nivel de Fermi están vacíos (con un nivel cuasi-Fermi para agujeros atrapados, E_{Fh}). Las distribuciones normales de los estados en la zona prohibida son asumidos, uno para los electrones y otro para los agujeros. Como la estimulación óptica de la muestra irradiada ingresada (C), los estados llenos se vacían y se produce la recombinación con estados vacíos. Los niveles de cuasi-Fermi avanzan hacia el nivel de Fermi, hasta que finalmente todos los estados regresan a su estado de equilibrio original (D). [Tomada y modificada de Botter Jensen L. et al. "Optically stimulated luminescence dosimetry". Elsevier. 2003].

3.2 ESTIMULACIÓN ÓPTICA

La probabilidad de transición óptica p de que un electrón escape de una trampa puede ser descrito como un producto de la estimulación del flujo de fotones de una longitud de onda dada,

Φ , y la sección transversal de fotoionización de la trampa, σ , que se representa por la siguiente ecuación^[32]:

$$p(E_0) = \Phi\sigma(E_0) \quad (3.1)$$

Donde, E_0 es el umbral de la energía de estimulación óptica requerido para regresar el sistema al estado de equilibrio. También Whitley & McKeever (2000) definen la sección eficaz de fotoionización como:

$$\sigma(E_0) = a \frac{\sqrt{E_0} (hv - E_0)^{3/2}}{hv(hv - \xi E_0)^2} \quad (3.2)$$

Donde hv es la energía del fotón incidente de una longitud de onda dada, ξ es una constante relacionada con la masa del portador de carga y a es una constante^[33].

La sección eficaz de fotoionización es la cantidad más importante en la predicción de la estabilidad de una trampa cuando se estimula ópticamente. La sección eficaz se determina por la concentración de defectos, o trampas, y la energía de estimulación. Las trampas tienen una brecha de energía determinada con respecto a la banda de conducción y en la medida en que se estimulen los electrones se puede llegar a cruzar este umbral^[31].

En la ecuación (3.1) la representación de Φ es un valor fijo, independiente del tiempo. Para la estimulación óptica, cuando se vacían las trampas se usa una longitud de onda fija λ y una intensidad de iluminación Φ estable, la luminiscencia registrada se conoce como OSL de onda continua o CW-OSL. Para un incremento lineal de la intensidad de estimulación óptica tenemos:

$$\Phi(t) = \Phi_0 + \beta_\Phi t, \quad (3.3)$$

Con $\beta_\Phi = \frac{d\Phi}{dt}$ la señal OSL registrada se conoce como OSL de modulación lineal o LM-OSL.

Otros esquemas que se pueden imaginar es en donde la intensidad que es modulada no es en forma lineal, por ejemplo cuando la intensidad de la estimulación se incrementa de manera exponencial ($\Phi(t) = \Phi_0 \exp[t]$), que es un esquema que puede tener ventajas cuando se vacían un rango de trampas con sección eficaz de fotoionización de diferente orden de magnitud. Alternativamente, la estimulación puede ser pulsada, tal que $\Phi(t) = \Phi_0$ para $t_0 \leq t < \Delta t$, y $\Phi(t) = 0$ para $(t_0 + \Delta t) \leq t < (t_0 + \tau)$ donde Δt es el ancho de pulso y τ es el período. Estos esquemas de estimulación se muestran en la siguiente figura:

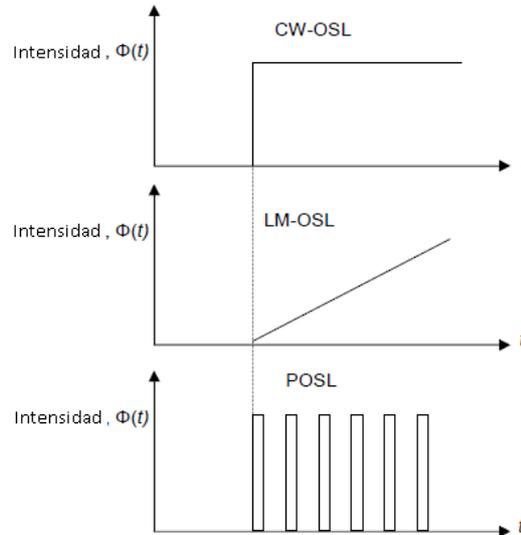


Figura 3.2. Representación esquemática de las tres principales formas de estimulación OSL. [Tomada de Botter Jensen L. et al. "Optically stimulated luminescence dosimetry". Elsevier. 2003].

Un método alternativo para introducir la dependencia con el tiempo al momento de vaciar la trampa es determinar la longitud de onda de la luz de excitación para una intensidad constante, entonces:

$$\lambda(t) = \lambda_0 + \beta_\lambda t, \text{ con } \beta_\lambda = -\frac{d\lambda}{dt} \quad (3.4)$$

El signo menos indica que se puede trabajar con un fotón de longitud de onda larga hasta uno de longitud de onda corta o desde una energía pequeña hasta energía más grande.

Una vez que un electrón se escapa de una trampa este puede volver a caer en una trampa o recombinarse. Por simplicidad, se puede suponer que los electrones no caen de nuevo en una trampa y rápidamente se recombinan, por lo tanto la cantidad de electrones atrapados en la estructura cristalina de un material puede ser evaluada utilizando la frecuencia óptica óptima que representaría la probabilidad de electrones liberados por la frecuencia del haz incidente que es representada por la siguiente ecuación:

$$I_{OSL} = -\frac{dn}{dt} = np \quad (3.5)$$

Donde p representa la transferencia óptica de los electrones atrapados, y está dada por:

$$p = p_0 \exp \left[\frac{W}{kT} \right] \quad (3.6)$$

Donde W es la energía óptica requerida. De esta manera, la cantidad de luz emitida por los electrones atrapados es proporcional a la cantidad de radiación recibida por el material, es decir:

$$I_{OSL} = np_0 \exp \left[\frac{W}{kT} \right] \quad (3.7)$$

La anterior ecuación permite que la intensidad de la luz monitoreada sea cuantificada. Por consiguiente, la descripción de la luminiscencia producida en un material está basada en el proceso de absorción, almacenamiento o retención de esta energía impartida previamente por la radiación ionizante y la liberación de la energía almacenada por estimulación mediante la emisión de fotones.

3.3 EL PROCESO DE LA LUMINISCENCIA ÓPTICAMENTE ESTIMULADA

En semiconductores y aisladores la probabilidad de la recombinación electron – agujero en la brecha entre bandas (conducción – valencia) es bajo. En materiales de interés práctico para dosimetría con OSL, la luminiscencia es producida por la recombinación de pares electrón – agujero que ocurre en los defectos del cristal. Los defectos pueden capturar un agujero y después capturar un electrón o viceversa. En este proceso de recombinación, el electrón es primero capturado en el orbital de un estado excitado del defecto, por lo que la luminiscencia es producida cuando el defecto retorna a su estado fundamental por la emisión de un fotón, es decir por una transición radiativa.

La señal de OSL obtenida se considera entonces como la intensidad desde un tiempo igual a cero ($\Phi_0=0$) hasta un tiempo posterior en el que las trampas llegan a ser desocupadas completamente, por lo cual en este punto la intensidad de OSL es cero. Por consiguiente, se puede tener un máximo en la señal de emisión en función del tiempo de iluminación, debido a que, la intensidad de OSL es gobernada por la variación de la rampa de la intensidad de iluminación (β) y de la sección eficaz de fotoionización $\sigma(E_0)$ de las trampas desocupadas. Como los materiales reales tienen diferente organización de la estructura cristalina, se espera obtener una señal integrada en forma de curva con varios máximos al obtener el espectro en función del tiempo a una intensidad de iluminación constante.

Para cuantificar la luz visible emitida se considera el fenómeno en que la cantidad de electrones liberados en función del tiempo es proporcional a la intensidad de OSL obtenida, es decir:

$$I_{OSL}(t) = n(t)p(E_0) = - \frac{dn(t)}{dt} \quad (3.8)$$

Donde:

$$p(E_0) = \Phi\sigma(E_0) \quad (3.9)$$

En esta ecuación, la intensidad de OSL con $n_0 = n(t)$ para $t = 0$ es la concentración inicial de cargas atrapadas en los niveles de atrapamiento con una energía de ionización óptica E_0 , y en donde $\tau(E_0) = \frac{1}{P(E_0)}$ es la constante de decaimiento de la curva.

En la ecuación 3.8 se puede observar que la razón de estimulación $p(E_0)$ es dependiente del tiempo de estimulación y por consiguiente la constante de decaimiento $\tau(E_0)$ tiene una dependencia de la longitud de estimulación, por lo que hay una relación directa con la sección eficaz de fotoionización $\sigma(E_0)$ y el decaimiento es de tipo exponencial.

Sin embargo, el decaimiento de la intensidad de la curva OSL con una intensidad de iluminación constante podría no ser exactamente del tipo exponencial. Esta variación puede ser atribuida a la interacción entre las trampas, reatrapamiento de los portadores de carga, centros múltiples de recombinación que en su totalidad contribuyen a que el decaimiento no sea exactamente de forma exponencial y que la curva de decaimiento sea el resultado de una superposición múltiple de la curva de primer orden^[34].

Recordando que la intensidad de OSL tiene dependencia en el tiempo, pero que a la vez esta intensidad también puede ser expresada en función de la longitud de onda (λ), se puede tener la siguiente relación:

$$p(t, E_0) = \sigma(E_0)\Phi(t) = \sigma(E_0)\beta t \quad (3.10)$$

Por tanto, la ecuación (3.8) llega a ser:

$$I_{OSL}(t) = -\frac{dn(t)}{dt} = n(t)\sigma(E_0)\beta t \quad (3.11)$$

Teniendo como solución:

$$I_{OSL}(t) = n(t)\sigma(E_0)\beta t \exp\left[-\frac{\sigma(E_0)\beta t^2}{2}\right] \quad (3.12)$$

Aquí la intensidad OSL empieza desde $t = 0$ y se incrementa hasta un máximo cuando t tiene un valor de:

$$t_m = \frac{1}{\sqrt{\sigma\beta}} \quad (3.13)$$

Donde β tiene la forma de $\beta = \frac{d\phi}{dt}$, por lo tanto se puede determinar la sección eficaz de fotoionización $\sigma(E_0)$ a una longitud de onda de estimulación constante. Si se usa una banda de longitud suficientemente ancha, la distribución de los valores de $\sigma(E_0)$ es un espectro con múltiples picos. Por tanto, se puede tener un arreglo de la ecuación de la intensidad de luz de estimulación.

$$\tau(E_0) = \frac{1}{\sigma(E_0)\beta t_f} \quad (3.14)$$

Y entonces se tiene:

$$\tau(E_0) = \frac{t_m(E_0)^2}{t_f} \quad (3.15)$$

En la cual se puede observar la dependencia de la temperatura sobre el decaimiento de la curva, si se expresa este efecto en términos de la energía de activación desde el estado base hasta un estado excitado intermedio. Entonces el decaimiento sigue la ley de Arrhenius la cual puede ser interpretada como una función dependiente de la temperatura y de la sección eficaz de fotoionización.

Entonces:

$$\sigma(T, E_0) = \sigma_0(E_0) \exp\left[-\frac{E_A}{kT}\right] \quad (3.16)$$

Donde $\sigma(E_0)$ es el factor pre-exponencial de la sección eficaz de fotoionización de la ecuación (3.12).

Los materiales reales presentan estructura cristalina en la que sus átomos se encuentran ubicados en la estructura reticular en forma desorganizada. Por consiguiente, existe una distribución de estados de energía en la banda prohibida y se puede obtener información de la luminiscencia producida ópticamente en estos estados, expresada de la siguiente manera:

$$I_{OSL}(t) = \int_{E_0} n_0(E_0)\sigma(E_0)\beta t \exp\left[\frac{\sigma\beta t^2}{2}\right] dE_0 \quad (3.17)$$

Con respecto a la intensidad de la luz de estimulación, se puede variar la longitud de onda (λ) de estimulación también en forma lineal $\lambda(t) = \lambda_0 + \beta t$, con $\beta = -\frac{d\lambda}{dt}$ explorando desde longitudes de onda larga hasta longitudes de onda corta.

Si se quiere cuantificar la concentración de centros de recombinación en función de la longitud de onda, ésta puede ser expresada como:

$$I_{OSL}(t) = n(t)\Phi(t) = \frac{dn(t)}{dt} \quad (3.18)$$

Si se usa la intensidad de estimulación constante se tiene:

$$I_{OSL}(\lambda) \approx K\sigma(\lambda) \quad (3.19)$$

Donde K es una constante de proporcionalidad. De esta forma se puede determinar la dependencia de la longitud de onda de estimulación y de la sección eficaz de fotoionización $\sigma(E_0)$. Pero, si se usa la intensidad de luz de estimulación constante, la intensidad de OSL, en función de la longitud de onda, es proporcional a la cantidad de centros de recombinación activados por esa longitud de onda. Para una distribución de estados en la banda prohibida y se tiene: ^[35]

$$I_{OSL}(\lambda) = \int_{E_0} K(E_0)\sigma(E_0, \lambda) dE_0 \quad (3.20)$$

Donde $K(E_0)$ es la constante de proporcionalidad de la distribución de cargas atrapadas $n_0(E_0)$ al iniciar el experimento.

3.3.1 Modelo Usado para Explicar el Fenómeno de OSLD

Basándose en las suposiciones planteadas, se puede decir que la intensidad de la OSL de un material está en función de la rapidez de recombinación de los portadores de carga. Por consiguiente, la intensidad de OSL es proporcional a la densidad de los portadores de carga libres en la banda de conducción. En otras palabras, la incidencia de luz externa o luz de estimulación sobre el material irradiado proporciona la energía necesaria para liberar los electrones atrapados y posteriormente tener la capacidad de recombinarse emitiendo como resultado de la liberación de esa energía una luminiscencia. Debido a que la incidencia se lleva a cabo en función del tiempo de iluminación, se genera un patrón de curva debido a la integral de

la intensidad de la luminiscencia formando una curva dependiente del tiempo de iluminación en la cual pueden ser determinadas sus características tales como el tipo de decaimiento y sus componentes.

El modelo utilizado para explicar el fenómeno de OSL es similar al empleado para la explicación del fenómeno de termoluminiscencia, el cual consiste de una trampa (T) sensible a la luz, un centro de recombinación radiactivo, una banda de valencia y una banda de conducción. La rapidez de transición Φ de un electrón capturado en la banda de conducción es proporcional a la intensidad de la luz de estimulación externa I_{est} y es expresada como $c = I_{est} \sigma(E_0)$, donde $\sigma(E_0)$ es la sección eficaz de los centros luminiscentes del proceso de estimulación óptica, la cual depende fuertemente de la frecuencia w_{est} de la luz de estimulación externa; para simplificar, la fuente de luz es considerada monocromática.

En la figura 3.3, se muestran en forma esquemática los términos empleados, con un centro de recombinación H y dos estados de atrapamiento N_2 , y N_1 . Al principio suponemos que el competidor N_2 no existe y además se considera que N_1 es el único estado de atrapamiento capaz de capturar un electrón libre, los estados de atrapamiento señalados (N_1 y N_2) tienen dimensiones (m^{-3}) y su grado de ocupación estará representado como $n(m^{-3})$. H es la concentración de agujeros (m^{-3}) y h su ocupación instantánea (m^{-3}). B es el coeficiente de probabilidad (m^3s^{-1}) de que los agujeros sean capturados en el centro de recombinación durante la excitación, a_{n1} y a_{n2} son los coeficientes de probabilidad de reatrapamiento en N_1 y N_2 (m^3s^{-1}). En forma general para N trampas utilizaremos a a_T como el coeficiente de reatrapamiento y a_R el coeficiente de recombinación, n_c , y n_v (m^{-3}) la concentración de electrones libres en la banda de conducción y electrones libres en la banda de valencia respectivamente, x y f representan la intensidad de excitación por la irradiación y la intensidad de la luz de estimulación respectivamente.

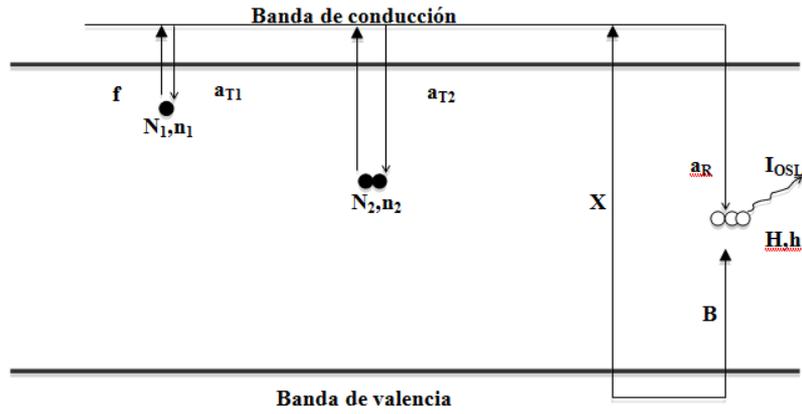


Figura 3.3. Conceptos básicos en el proceso de OSL: Un electrón capturado en la trampa es ópticamente excitado hacia la banda de conducción y despreciando el reatrapamiento, el electrón se recombina en el centro de recombinación R en el que un fotón es emitido. [Tomado de Chen R. And Lenny P.L. Pulse and integral optically stimulated luminescence (OSL). Memorias III Conferencia internacional. XIII Congreso Nacional sobre Dosimetría de Estado Sólido. Toluca. México. 2000].

El sistema de balance de ecuaciones que describe el intercambio de portadores de cargas es:

$$\frac{dn_v}{dt} = x - B(H - h)n_v \quad (3.21)$$

$$\frac{dh}{dt} = -a_R h n_c + B(H - h)n_v \quad (3.22)$$

$$\frac{dn}{dt} = -s n e^{-\frac{E}{kT}} + a_T n_c (N - n) \quad (3.23)$$

Donde $x = s n e^{-\frac{E}{kT}}$ con dimensiones de $m^{-3}s^{-1}$, es la rapidez de producción de pares (electrón-agujero) debida a la fuente de estimulación, la cual es proporcional a la intensidad de radiación incidente expresada en unidades apropiadas de luz.

Por consiguiente la cantidad de electrones que se encuentran en la banda de conducción es representada por:

$$\frac{dn_c}{dt} = s n e^{-\frac{E}{kT}} - a_T n_c (N - n) - a_R n_c h \quad (3.24)$$

Para el estudio experimental de las radiaciones ionizantes y su interacción con la materia así como su aplicación en el campo de la medicina usando métodos de la luminiscencia ópticamente estimulada, nos interesa valores medibles iniciales y finales; es decir, la cuantificación de la intensidad de OSL, en otras palabras, la medición de fotones de luz liberados por la fuente de estimulación externa en unidad de tiempo de estimulación. Por este

motivo, es conveniente manejar únicamente las variables n , h , n_c y n_v donde x es igual a cero. Reacomodando las ecuaciones 3.15, 3.16 y 3.17 con estos parámetros tenemos:

$$\frac{dh}{dt} = -a_R h n_c \quad (3.25)$$

$$\frac{dn}{dt} = -n f + a_T n_c (N - n) \quad (3.26)$$

$$\frac{dn_c}{dt} = \frac{dh}{dt} - \frac{dn}{dt} \quad (3.27)$$

Todas estas ecuaciones tienen las dimensiones de s^{-1} . Ahora de la ecuación (3.26) se puede encontrar una relación de $n f$ con la cantidad x en la ecuación (3.23). Donde f en la ecuación (3.26) representa la probabilidad de escape de los electrones a una frecuencia de estimulación óptica dada, representada por la siguiente ecuación:

$$f = f_0 \exp \left[\frac{w}{kT} \right] \quad (3.28)$$

Sin embargo, x es una constante y $n f$ no lo es. No obstante, para poder considerarlo como un término constante es necesario que la intensidad de la luz de estimulación sea constante, con un tiempo característico $\tau(E_0)$, la cual puede ser escrita como $p = p_0 \exp \left[\frac{E}{kT} \right]$. De esta manera, f resulta ser una constante la cual es proporcional a la intensidad de luz de iluminación. Por lo tanto, la intensidad de la luz de iluminación con una rapidez de recombinación en el centro de recombinación (R) es igual a la intensidad de la luminiscencia ópticamente estimulada.

$$I_{OSL} = -\frac{dh}{dt} \quad (3.29)$$

Aplicando la condición de quasi-equilibrio, (suposición que requiere que la concentración de electrones libres en la banda de conducción sea quasi-estacionaria) tenemos: ^[36]

$$I_{OSL}(t) = -\frac{dh}{dt} \approx -\frac{dn}{dt} = s n \exp \left[\frac{E}{kT} \right] \left[1 - \frac{a_T(N-n)}{a_R h + a_T(N-n)} \right] \quad (3.30)$$

La ecuación (3.30), es denominada ecuación general de OSL para una trampa. En esta ecuación el término entre corchetes indica la probabilidad de que los electrones sean liberados ópticamente sin reatrapamiento y $\frac{a_T(N-n)}{a_R h}$ es la razón de la probabilidad de reatrapamiento a la probabilidad de recombinación.

3.3.2 Análisis de la Intensidad OSL para Dos Trampas Activas

El método que más se utiliza para explicar el fenómeno de la luminiscencia ópticamente estimulada cuando participan dos trampas activas ópticamente es el que se encuentra esquematizado en la figura 3.4, en la que la luz estimula los electrones atrapados (figura 3.4a) y estos pasan a la banda de conducción para posteriormente recombinarse^[35].

Si se tienen dos trampas activas ópticamente (n_1 y n_2) a una rapidez de excitación (f_1 y f_2) se tiene:

$$\frac{dh}{dt} = \frac{dR}{dt} = -\frac{dn_1}{dt} - \frac{dn_2}{dt} \quad (3.31)$$

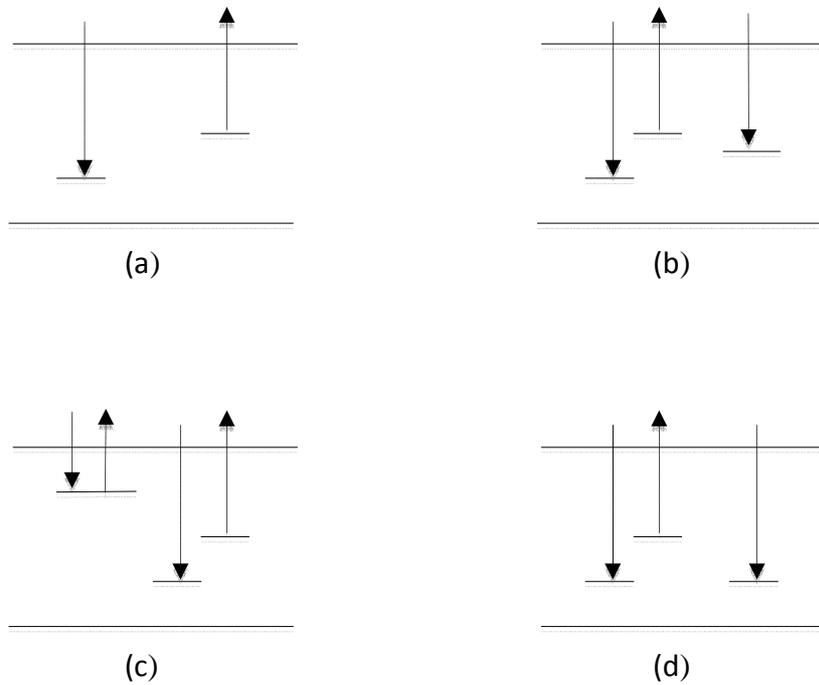


Figura 3.4. Modelos representativos para la emisión de la OSL con varios parámetros: a) Modelo que implica una trampa para electrón y una trampa para agujero (que actúa como un centro de recombinación radiactivo) que migra a la BC, b) Modelo que contiene una trampa profunda compitiendo c) Modelo que contiene competencia de trampas superficiales, d) Modelo que contiene dos sitios de recombinación, uno radiactivo y otro no radiactivo. [Tomado de Chen R. And Lenny P.L. Pulse and integral optically stimulated luminescence (OSL). Memorias III Conferencia internacional. XIII Congreso Nacional sobre Dosimetría de Estado Sólido. Toluca. México. 2000].

Aplicando la condición de neutralidad de la carga de $n_1+n_2=R$ se tiene:

$$n_1 = n_{10} \exp\{-tf_1\} \quad (3.31)$$

y

$$n_{21} = n_{20} \exp\{-tf_2\} \quad (3.32)$$

Entonces la desintegración de la curva OSL es la suma de dos exponenciales:

$$I_{OSL} = n_{10}f_1 \exp\{-tf_1\} + n_{20}f_2 \exp\{-tf_2\} = I_{10} \exp\left[-\frac{t}{\tau_2}\right] + I_{20} \exp\left[-\frac{t}{\tau_2}\right] \quad (3.33)$$

Alternativamente, si la trampa es inactiva ópticamente, ésta actúa como un agujero, entonces la intensidad de la OSL compete solamente a la trampa (figura 3.4b), quedando la ecuación:

$$I_{OSL} = n_{10}f \exp\{-tf\} - \frac{dn_2}{dt} \quad (3.34)$$

Donde:

$$\frac{dn_2}{dt} = n_c(N_2 - n_2)a_{T_2} \quad (3.35)$$

Adoptando la suposición adicional de $N_2 \gg n_2$ entonces $n_c N_2 n_2 \approx \text{constante} = C$, Por lo tanto:

$$I_{OSL} = n_{10}f \exp\{-tf\} - C \quad (3.36)$$

Y la intensidad de la OSL es reducida hasta cierto punto por el reatrapamiento en las trampas profundas. En el límite, cuando $t \rightarrow \infty$, $n_c \rightarrow 0$ y además $C \rightarrow 0$. Entonces, C tiene de hecho una variación muy lenta en función del tiempo.

Si se considera la competencia de trampas poco profundas o superficiales los cuales son térmicamente inestables a la temperatura de las medidas de OSL (figura 3.4c) y con la ecuación (3.35) se tiene:

$$\frac{dn_2}{dt} = n_c(N_2 - n_2)a_{T_2} - n_2p \quad (3.37)$$

Donde p es la rapidez de excitación térmica en la salida de la trampa. Ahora se tiene:

$$I_{OSL} = n_{10}f \exp(-tf) + n_2p - n_c(N_2 - n_2)a_{T_2} \quad (3.38)$$

Los dos términos de la ecuación 3.38 se combinan para producir una desintegración de la intensidad de OSL de vida media larga dependiente de la temperatura (conocida como Long

Tail). La formación de este espectro podría ser debido a un incremento inicial de la intensidad, seguida por un decremento a tiempos largos. Dependiendo sobre todo la desintegración de la curva OSL comparado con el tamaño del primer término. El tamaño relativo de las dos componentes solo depende de la rapidez de excitación f , a bajos valores el término dependiente de la temperatura podría ser significativo.

Para el caso de dos centros de recombinación (figura 3.4d) uno de los cuales (R_1) es radiactivo y el otro (R_2) no es radiactivo, se tiene que $n = R_1 + R_2$, y $n = n_0 \exp(-tf)$, y

$$I_{OSL} = n_0 f \exp\{-tf\} - \frac{dR_2}{dt} \quad (3.39)$$

Para el caso de trampas profundas, la intensidad OSL es reducida por la existencia de trayectorias no radiactivas. Entonces:

$$\frac{dR_1}{dt} = -n_c R_1 a_{R_1} = -n_c h_1 a_{R_1} \quad (3.40)$$

y

$$\frac{dR_2}{dt} = -n_c h_2 a_{R_2} \quad (3.41)$$

Usando el principio de cuasi-equilibrio $\left[\frac{dn_c}{dt} \approx 0\right]$ se tiene:

$$R_1 \approx R_{10} \exp(-tn_c a_{R_1}) \quad (3.42)$$

y

$$R_2 \approx R_{20} \exp(-tn_c a_{R_2}) \quad (3.43)$$

Dividiendo la ecuación (3.42) entre la ecuación (3.43) resulta:

$$\frac{R_1}{R_2} \approx \frac{R_{10}}{R_{20}} \exp(-tn_c [a_{R_1} - a_{R_2}]) \quad (3.44)$$

En la cual se observa que la razón $\frac{R_1}{R_2}$ es una función dependiente del tiempo. Sin embargo, si $a_{R_1} = a_{R_2}$, entonces $\frac{R_1}{R_2} = k$. Bajo estas circunstancias la condición de neutralidad de la carga es escrita como:

$$R_1 + \frac{R_1}{k} = n \quad (3.45)$$

O también,

$$R_1 = \frac{n}{1 + \frac{1}{k}} = \frac{n}{K} \quad (3.46)$$

Derivando la ecuación anterior con respecto al tiempo:

$$\frac{dR_1}{dt} = \frac{1}{K} \frac{dn}{dt} = -\frac{nf}{K} \quad (3.47)$$

y

$$I_{OSL} = \frac{1}{K} n_0 f \exp\{-tf\} = I_0 \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right] \quad (3.48)$$

En la ecuación 3.48 se puede observar que la desintegración de la curva OSL es del tipo exponencial en el caso de dos tipos de centros de recombinación, pero solamente si las secciones eficaces de los centros de recombinación son las mismas. Con la ecuación 3.48 se obtiene lo esperado, la señal de la OSL observada, aunque la señal puede resultar más débil por el factor $\frac{1}{K}$.

A bajas temperaturas, las trampas superficiales, las trampas profundas y centros de recombinación no radiactivos contribuyen para producir una desintegración de la curva de OSL débil de tipo no exponencial. A medida que la temperatura se incrementa, entonces las trampas superficiales empiezan a participar menos, de esta manera la intensidad presenta un máximo en la curva OSL a tiempos cortos.

Se presume que la carga liberada pasa de la banda de conducción a los sitios de recombinación. Como tal, el análisis es válido si la transición óptica a la banda de conducción es directa o es asistida térmicamente en el estado excitado^{[37][38]}. Los procesos tardíos impuestos a la dependencia de la temperatura en la rapidez de excitación, son descritos por la siguiente ecuación:

$$f = f_0 \exp\left\{\frac{W}{kT}\right\} \quad (3.49)$$

Donde W es la energía de activación térmica requerida. A partir de entonces la desintegración de la curva OSL es constante $\tau = f^{-1}$, entonces la rapidez de desintegración OSL podría ser activada térmicamente de acuerdo a:

$$\tau = \tau_0 \exp\left\{-\frac{W}{kT}\right\} \quad (3.50)$$

Esta ecuación indica que el proceso puede ser asistido térmicamente en forma exponencial.

Sin embargo, otra hipótesis puede ser planteada para tratar de explicar el mecanismo de la OSL cuando los electrones no proceden de la banda de conducción, sino que en su lugar podría ocurrir otro mecanismo; tal es el caso de la recombinación donador-aceptor^{[37][38]}. Es decir, una vez que un electrón es estimulado en los estados excitados del donador, hay una superposición de la función de onda con el aceptor por recombinación para ocurrir un proceso excitado. El fenómeno de recombinación del par donador-aceptor ha sido bien establecido en las propiedades de la luminiscencia de semiconductores por muchos autores utilizado principalmente para la explicación del fenómeno de la termoluminiscencia^[41]. De esta manera, la probabilidad de recombinación depende de la distancia de separación entre donador (d) y aceptor (a), la cual podría ser estimada por la concentración de donadores y aceptores (N) usando la función de distribución del par donador-aceptor.

$$G(r) = 4\pi r^2 N \exp(-4\pi N \int_0^r r^2 dr) \quad (3.51)$$

Donde $G(r)$ es normalizada como $\int_0^\infty G(r) dr = 1$

La cinética de recombinación para el par d-a es compleja y depende críticamente de la concentración. Esto es, la desintegración es más rápida para altas concentraciones, debido que a estas concentraciones la desintegración se lleva a cabo como t^{-2} . Mientras que si las concentraciones son bajas, ésta procede como t^{-1} . A tiempos cortos la desintegración es mucho más rápida y no es expresada analíticamente.

3.4 BLANQUEO ÓPTICO

En el estudio de la luminiscencia ópticamente estimulada, la eficiencia de la luminiscencia con frecuencia decrece si existe alguna incidencia de luz sobre el material irradiado y esta luz es de energía suficiente para liberar los entes móviles atrapados, este fenómeno es llamado blanqueo óptico.

La descripción de este efecto generalmente se centra en dos modelos: el modelo de Mott-Seitz y el modelo de Schon-Klasens. El modelo de Mott-Seitz está basado en el diagrama

configuracional de coordenadas, el cual es una representación grafica de las energías electrónicas presentes en un defecto, para el estado de interés base o excitado, tal como se muestra en la figura 3.5.

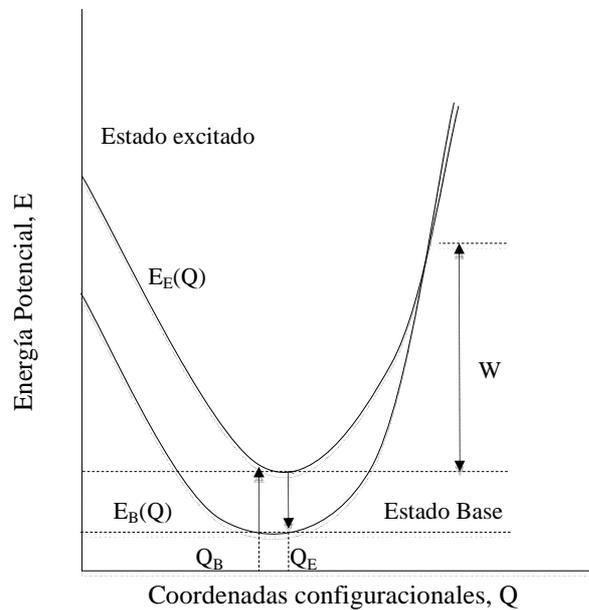


Figura 3.5. Modelo configuracional de coordenadas describiendo el blanqueo óptico de un centro luminiscente. Un electrón es capturado en el estado excitado del centro, y otro puede hacer una transición radiactiva al estado base. [Tomada de Botter Jensen L. et al. "Optically stimulated luminescence dosimetry". Elsevier. 2003].

La interacción entre el defecto y el cristal es considerada como un acoplamiento electrón-red en la estructura cristalina del material dependiendo solamente de la coordenada Q de la red. Las coordenadas de la red cristalina Q_B y Q_E representadas en la figura 3.5 son las posiciones de los estados basales y excitados respectivamente.

En el diagrama configuracional de coordenadas el electrón es inicialmente capturado en un estado excitado del centro de recombinación y eventualmente hace una transición radiactiva al estado basal. Sin embargo, si hay cruce de nivel, la transición puede ser solamente una relajación donde la energía es transferida a la red cristalina por un proceso multifonónico (absorción de energía W por un electrón y emisión de un fonón), presentándose de esta manera la condición del blanqueo óptico.

Por tanto, la dependencia de la temperatura de la vida media τ del estado excitado está dada por:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + v \exp\left\{\frac{-W}{kT}\right\} \quad (3.52)$$

Donde τ_0 es la vida media de las transiciones radiactivas, y ν es una constante (factor de frecuencia). Por tanto, el tiempo de decaimiento de luminiscencia es el siguiente:

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + \tau_0 \nu \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)} \quad (3.53)$$

Definiendo la eficiencia de luminiscencia η , como la razón de la probabilidad de transición radiactiva dividido por la probabilidad de transición total, tenemos:

$$\eta = \frac{\tau}{\tau_0} = \frac{1}{1 + C \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)} \quad (3.54)$$

Donde: $C = \tau_0 \nu$ y W la energía del blanqueo óptico.

Asimismo, la intensidad de luminiscencia radiactiva I es igualmente reducida en función de:

$$I = \frac{I_0}{1 + C \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)} \quad (3.55)$$

Con I_0 la intensidad obtenida a bajas temperaturas.

Esta última expresión es obtenida de la misma manera con el modelo de Schon-Klasens, el cual consiste en el modelo de bandas, en donde la luminiscencia tiene lugar cuando los portadores de carga hacen transiciones de bandas hacia centros de recombinación radiactivos. Con esta idea el blanqueo óptico puede ser explicado en términos de competencia entre los centros luminiscentes. La idea es que agujeros atrapados en un centro de recombinación puedan ser liberados ópticamente en la banda de valencia y reatrapados por centros no radiactivos, de esta manera se presenta una reducción en la eficiencia de la luminiscencia.

3.5 OSL: PROPIEDADES DE MATERIALES SINTÉTICOS

3.5.1 $Al_2O_3:C$

La introducción del óxido de aluminio dopado con carbono ($Al_2O_3:C$) como un material para dosimetría termoluminiscente (TL) abrió la posibilidad de varias aplicaciones prometedoras para mediciones de alta sensibilidad, particularmente para exposiciones de corto plazo en dosimetría ambiental. De particular interés para aplicaciones de registro, y en dosimetría retrospectiva está el hecho de que el $Al_2O_3:C$ posee un fotón de energía que responde casi

idénticamente como el cuarzo. Este es por lo tanto ideal para la monitorización de la tasa de dosis de fotones ambientales en conexión con determinar la tasa de dosis absorbida en materiales naturales y cerámicos. Una ventaja adicional es que posee una sensibilidad termoluminiscente que es de 40 a 60 veces más grande que la del LiF, siendo así un fuerte candidato para dosis bajas y aplicaciones de corta exposición.

Sin embargo el proceso de enfriamiento térmico en el material causa que la sensibilidad termoluminiscente dependa fuertemente de la tasa de calentamiento usado, por lo que una menor sensibilidad se puede observar a una alta tasa de calentamiento. Esta característica puede ser una desventaja en la rutina de dosimetría termoluminiscente, donde lectores automáticos de calentamiento rápido se aplican a menudo. Otra limitación potencial en el uso de este material es la sensibilidad a la luz. En muestras irradiadas la sensibilidad a la luz se manifiesta de dos formas: a) una luz inducida por desvanecimiento de la señal termoluminiscente y b) la fototransferencia de la carga de estados profundos a estados superficiales que dan lugar al aumento de la señal foto-transferida. No obstante, estudios indican la alta sensibilidad de este material dosimétrico a la luminiscencia ópticamente estimulada, un modelo fenomenológico predice una sensibilidad aún mayor para OSL que para TL^[31].

3.5.2 Descripción del $Al_2O_3:C$

EL $Al_2O_3:C$ es introducido en 1990 como un material con una alta sensibilidad termoluminiscente. El cristal se cultiva en una atmosfera reducida en la presencia de carbono para incrementar la presencia de vacancias de oxígeno responsables de la emisión principal de luminiscencia centrada en los 415nm. Se ha sugerido que la sustitución de O^{2-} por C^{4-} promueve la formación de vacancias de oxígeno para proporcionar la compensación de la carga. El material tiene una respuesta lineal para varios órdenes de magnitud, hasta 10 Gy.

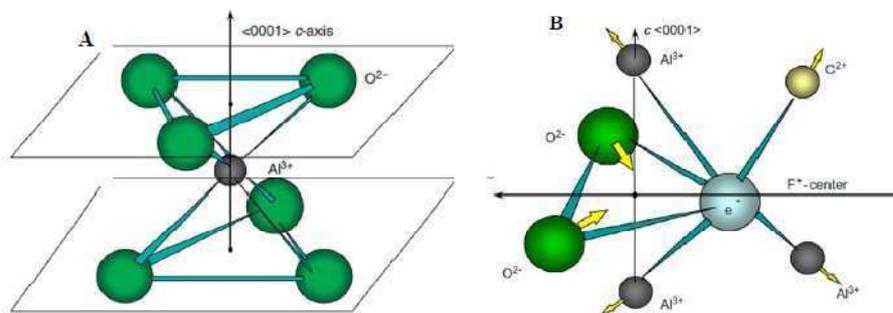


Figura 3.6. Estructura cristalina del $Al_2O_3:C$ [Tomada de Akserlod, "Optically stimulated luminescence and its use in medical dosimetry." Radiation Measurements. 2007].

El óxido de aluminio dopado con carbono es usualmente el material más usado en dosimetría de rayos X, gamma y beta en los sistemas de dosimetría de Luxel y InLight (Landauer Inc. USA). Las mediciones con OSL son típicamente llevadas a cabo con la estimulación del espectro verde y la detección de la banda principal de emisión que está en la región azul del espectro, centrada en los 415nm (ver apéndice No.1). La emisión y estimulación del espectro se muestra en la figura 3.7^[42].

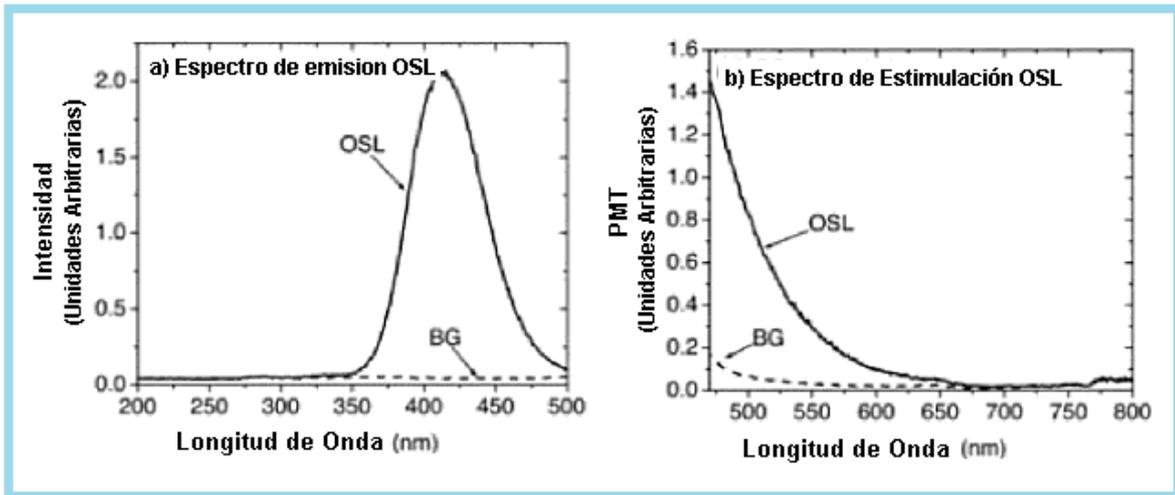
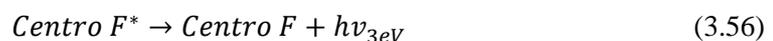


Figura 3.7. a) Emisión y b) Excitación del espectro de OSL de $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ irradiado con 1Gy. La emisión del espectro muestra una banda dominante a $\sim 415\text{nm}$, mientras la estimulación del espectro muestra un incremento continuo en la intensidad de OSL con la disminución de la longitud de onda. [Tomada y modificada de Yukihiro E.G, McKeever S. W. S. "Optically Stimulated Luminescence, Fundamentals and Applications". Oklahoma State University. Oklahoma. 2011].

El $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ también se utiliza como una sonda en los sistemas de dosimetría de fibra óptica en aplicaciones médicas y medioambientales. El Al_2O_3 dopado con carbono y magnesio ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}, \text{Mg}$) ha sido desarrollado recientemente para el registro de la volumetría óptica almacenada y la detección de trazas nucleares y está siendo investigado actualmente para aplicaciones OSL.

Los defectos puntuales del $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ que se han investigado extensamente incluyen centros F^+ y centros F, que son centros asociados con centros de uno y dos electrones vacantes de oxígeno. Las bandas de absorción y de emisión asociados a estos defectos se ilustran en la figura 3.8. El OSL, TL, RL y espectros de emisión de fotoluminiscencia del $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ están dominados por una banda ancha de emisión centrada en $\sim 415\text{ nm}$ ($\sim 3.0\text{eV}$ (ver figura 3.7a). Esta banda ha sido atribuida a la transición radiativa del estado excitado 3P al estado fundamental 1S del centro F, representado por:



Donde *Centro F** representa el estado excitado del Centro F. Debido a que esta transición es prohibida, el tiempo de vida de luminiscencia es largo de 35ms a temperatura ambiente. Los centros F también dan lugar a una banda de absorción de ~205nm (6eV) asociado a la transición desde el estado fundamental 1S al estado excitado 1P (ver figura 3.8). Debido a la pequeña diferencia de energía entre el estado excitado 1P y la parte inferior de la banda de conducción, la excitación con 205nm puede ionizar eficientemente centros F, produciendo centros F^+ y electrones libres que pueden ser capturados en otros defectos en el material. La emisión de centros F muestra un enfriamiento térmico por encima de ~400°K acompañado de una reducción de vida media de la luminiscencia con la temperatura^[42].

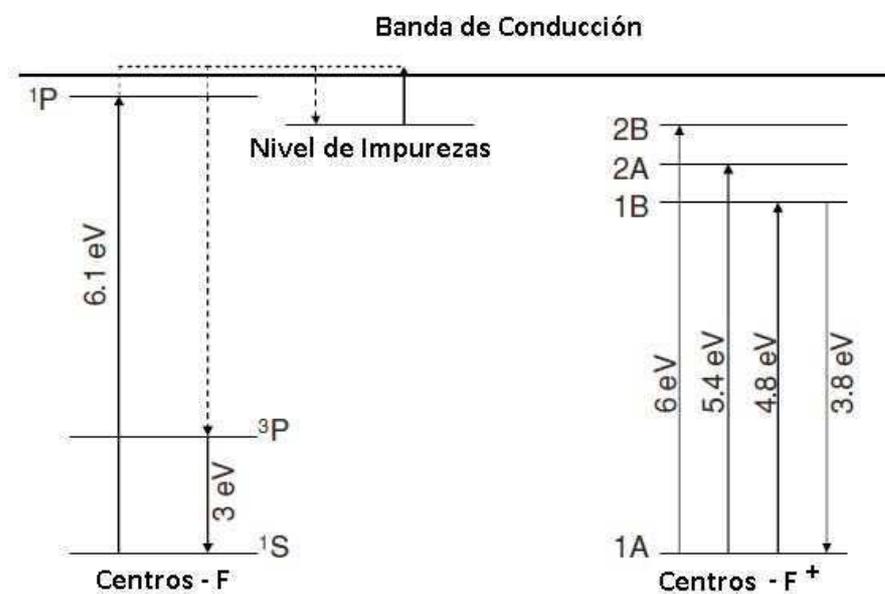


Figura 3.8. Transición óptica de centros F^- y F^+ en Al_2O_3 . La estructura electrónica de centros F puede ser entendida como un átomo de Helio, los 6,1 eV de la banda de absorción son asignados a la transición $^1S \rightarrow ^1P$, y los 3,0 eV de la banda de emisión a la transición $^3P \rightarrow ^1S$. Los electrones excitados al nivel de energía 1P pueden escapar a la banda de conducción y quedar atrapados en otros niveles de impurezas del cristal. El estado 1S del centro F^+ en una simetría esférica corresponde al estado 1A en la simetría C_2 del sitio del oxígeno, mientras que el estado 3P se divide en los estados 1B, 2A y 2B por el potencial anisotrópico. [Tomado de la revista Physical Review B, Lee, KH, Crawford Jr., JH, luminiscencia del centro M en zafiro. Vol. 19 (6), 3217 a 3221. 1979].

Una banda de emisión UV débil a 330nm (3,75 eV) se ha observado en la emisión del espectro TL de $\alpha-Al_2O_3$. Esta banda se atribuye a las transiciones radiativas desde el estado excitado 1B al estado fundamental 1A de centros F^+ basados en la óptica conocida de las transiciones de los centros F^+ , que muestra una banda de emisión 3,8eV y bandas de absorción de 4,85eV y 5,41eV (ver Figura 3.8). La vida útil de esta banda de luminiscencia es <7ns, de acuerdo con los valores previstos para los centros F^+ de luminiscencia. La banda de emisión de los centros F^+ cambia a lo largo de la longitud de onda con el incremento de la temperatura y exhibe un enfriamiento térmico alrededor de los 400°K. Esta banda de emisión es más prominente en

$\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}, \text{Mg}$, ya que se aumento la concentración de centros F^+ promovidos por el dopaje con Mg y la compensación de la carga.

La banda de emisión UV suele ser difícil de observar en la TL ó OSL de $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ debido a la luminiscencia dominante de los centros F. Sin embargo, la diferencia en el tiempo de vida entre los centros F y la banda de emisión UV, permite que las bandas puedan ser separadas usando técnicas de estudio del tiempo de respuesta OSL, por ejemplo mediante el uso de la técnica de POSL y la monitorización de la señal OSL para el $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$, durante y entre los pulsos de la luz de estimulación. Durante los pulsos de luz, la emisión OSL proviene tanto de la banda de emisión UV así como de los centros F de luminiscencia, mientras que “entre” los pulsos de luz la emisión OSL sólo proviene de los centros F de luminiscencia. Debido a la larga duración de la luminiscencia de los centro F (35ms) en comparación con el intervalo de tiempo entre los pulsos del láser (250 μs), la intensidad de los centros F es esencialmente constante en esta escala de tiempo y como resultado la banda de emisión de 415nm es idéntica.

Otros defectos dan cuenta de otras bandas de absorción óptica y de foto-conversión. Observaciones en $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ incluyen vacantes agregadas (centros F_2 , F_2^+ y F_2^{2+}) (ver figura 3.9). Al igual que en muchos otros materiales, se ha observado la emisión Cr^{3+} a 695nm en muestras de Al_2O_3 . Hasta cierto punto, la identificación de los defectos está basada en argumentos indirectos, tales como la relación recíproca entre los 6,1 y 4,8eV de las bandas de absorción que se han observado en experimentos de blanqueo. Por lo tanto, las identificaciones no son completamente libres de incertidumbres en la interpretación, principalmente debido a la influencia de otros centros de captura durante la foto-conversión, la irradiación y el blanqueamiento, así como la superposición de bandas de absorción óptica y de emisión.

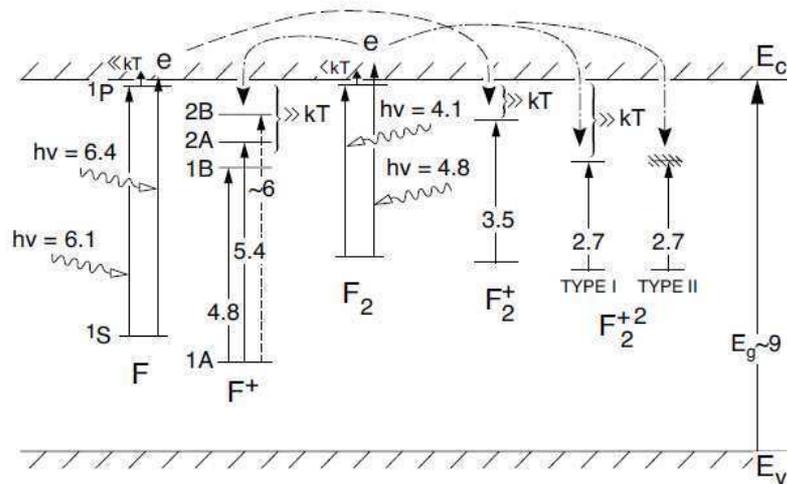


Figura 3.9. Propuesta de de un diagrama de bandas de energía de los defectos individuales y agregados de $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ [Tomado de: Reimpresión de la IEEE Transacciones de Ciencia Nuclear, Pogatshnik, GJ, Chen, Y., Evans, BD, un modelo de los defectos en la red de zafiro. Vol.. NS-34 (6), 1709-1711. 2007].

Varios centros de captura han sido observados en $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ en mediciones de TL (ver figura 3.10). El centro principal de captura utilizado en dosimetría de TL y OSL se asocia con una amplio pico TL a $\sim 450^\circ\text{K}$ ($\sim 180^\circ\text{C}$) a 1°C/s (pico C en la figura 3.10). La posición del pico TL es independiente de la dosis para dosis $< 10\text{Gy}$ ^[43], lo que sugiere que el amplio pico TL es el resultado de una superposición de una distribución de picos de primer orden TL. Un análisis de la forma de la curva TL es complicado, debido a la distorsión de la curva TL por la extinción de la luminiscencia térmica de centros F. El pico principal dosimétrico TL a $\sim 450^\circ\text{K}$ es sensible a la luz; el centro de captura correspondiente se asocia con la mayoría de la señal OSL en $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$. Mediciones hechas en la etapa de blanqueamiento muestran que la señal OSL decae en el mismo rango de temperatura que el pico principal TL. Por otra parte, el pico TL a baja temperatura parece ser más sensible a la luz que a alta temperatura, lo que da como resultado que se cambian los picos TL a altas temperaturas con la iluminación.

En bajas temperaturas picos TL asociados con trampas superficiales son observados a 260° y 310°K a una tasa de calentamiento de 0.3°K/s (ver picos A y B de la figura 3.10a), de acuerdo a la muestra y a la velocidad de calentamiento. Las trampas poco profundas son responsables por ser dependientes de la temperatura, retardando la luminiscencia durante la medición OSL. Estas trampas poco profundas han sido exploradas en sistemas de dosimetría que utilizan un sistema de lectura con “retraso” (DOSL), en el que las cargas se transfieren ópticamente a trampas de poca profundidad y la fosforescencia es monitorizada a temperatura ambiente al final de la estimulación. Sin embargo, se ha demostrado que la mayoría de las cargas estimuladas ópticamente de las trampas sufren recombinación rápida, que hace que la técnica POSL sea más ventajosa que la DOSL.

Las trampas profundas son difíciles de observar en $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ utilizando técnicas de luminiscencia debido al enfriamiento térmico de los centros de luminiscencia. Los picos TL observados en la figura 3.10b fueron obtenidos mediante la iluminación de muestras de $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ con UV a diferentes temperaturas elevadas. Sin embargo, una gran población de cargas atrapadas en los centros de captura profunda pueden inferir indirectamente en la concentración de centros F y F^+ y sobre la sensibilidad TL y OSL después de una irradiación con alta dosis en investigaciones donde se usa el blanqueamiento por pasos. Además, trampas profundas se pueden observar en las mediciones de conductividad térmicamente estimuladas, las cuales no sufren de los problemas de enfriamiento térmico. La más importante de las trampas profundas incluyen una trampa - agujero profunda que se vuelve inestable alrededor de los 800° a 875°K y una trampa de electrones profunda que se vuelve inestable a los $\sim 1100^\circ$ - 1200°K , estas han demostrado ser importantes en la caracterización de este material a altas dosis a su vez que son importantes en la respuesta del material a partículas cargadas pesadas.

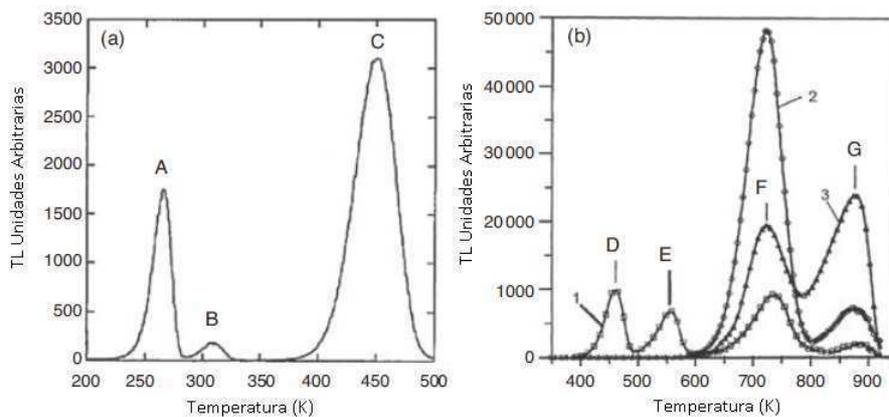


Figura 3.10. Curvas TL de $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ en (a) en un rango de 200-500°K (velocidad de calentamiento de 0,3 K/s) y (b) en un rango de 400-900°K (velocidad de calentamiento de 2 K/s). Las curvas de TL en (a) se obtuvieron después de 10mGy de irradiación gamma con ^{137}Cs , mientras que las curvas de TL en (b) se obtuvieron después de la iluminación UV del cristal a temperaturas elevadas (460°K para la curva 1, 620°K para la curva 2 y 720°K para la curva 3). [Los picos etiquetados fueron cambiados de las publicaciones originales. La figura (a) se reimprimió de Radiation Protection Dosimetry, Colyott, L.E., Akselrod, M.S., McKeever, S.W.S., Phototransferred thermoluminescence in $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{C}$. Vol. 64 (1-4), 263-266. Copyright (1996) con permiso de la Universidad de Oxford; La Figura (b) se reimprimió de Radiation Protection Dosimetry, Kortov, V.S., Milman, I.I., Nikiforov, S.V., The effect of deep traps on the main features of thermoluminescence in dosimetric $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ crystals. Vol. 84 (1-4), 35-38. Copyright (1999) con permiso de la Universidad de Oxford]

4. DESARROLLO EXPERIMENTAL

La implementación de la técnica de irradiación total de piel con electrones y la dosimetría in vivo con cristales luminiscentes ópticamente estimulados OSLDs consistió en varias etapas: Comisionamiento del haz de electrones de 6MeV en modo HDR, verificación de la técnica, caracterización y calibración de los detectores luminiscentes ópticamente estimulados, así como su implementación clínica y el diseño de un software en MATLAB Versión 7.10.0 para el cálculo y reporte de la dosis leída con los OSLD.

4.1 EQUIPAMIENTO UTILIZADO

Se implementó la técnica en el Centro de Terapia Radiante CEDITRIN en el Hospital Español perteneciente al grupo VIDT Centro Médico, el cual cuenta con un acelerador lineal de alta energía de marca Varian Clinac 2100C, éste es un equipo dual, con energías de 6 MV y 10MV en fotones y 5 energías diferentes de electrones 6MeV, 9MeV, 12MeV, 16MeV y 20MeV con un radio de giro de 100cm.

Para la verificación del haz de electrones de 6MeV a SSD isocéntrica se utilizó un sistema de escaneo automático con software CRS®, fantoma de agua motorizado, una cámara de ionización de placas plano paralelas marca ROOS acompañada de un electrómetro marca Keithley modelo 35617EBS.

Para el comisionamiento del haz de electrones de 6 MeV a SSD extendida se utilizó un fantoma sólido de 30x30cm² de área con placas de diferentes espesores, una cámara de ionización de placas plano paralelas marca ROOS acompañada de un electrómetro marca Keithley modelo 35617EBS, un fantoma de acrílico elipsoide de 20x20x20cm³, placas KODAK X-OMAT V, un densitómetro y un procesador de Films.

Se utilizaron dosímetros OSL de Landauer Inc., pertenecientes a la empresa Nuclear Control S.A. Los OSLD, son cristales de óxido de aluminio dopados con carbono (Al₂O₃:C), en forma de disco compactado de 4mm de diámetro y 0.2mm de espesor, recubierto por una lámina de poliéster de 0.03mm de espesor por la parte anterior y de 0.01mm por la parte posterior (ver figura 4.1)^{[45][46]}. El material sensible se encuentra encapsulado por una cubierta de plástico a prueba de luz que tiene la función de actuar como buildup intrínseco. Esta cubierta de 10x10x2mm³ tiene una densidad másica de 1.03g/cm³, y consta de dos cubiertas de 0.36mm de espesor que cubren tanto la parte anterior como la posterior del mismo. Todo esto conlleva que

el recubrimiento tenga una densidad de área de 0.037g/cm^2 (ver figura 4.2)^[47]. La configuración permite que el disco pueda deslizarse fuera de la cubierta de plástico para la respectiva lectura y blanqueado óptico para su posterior reutilización.

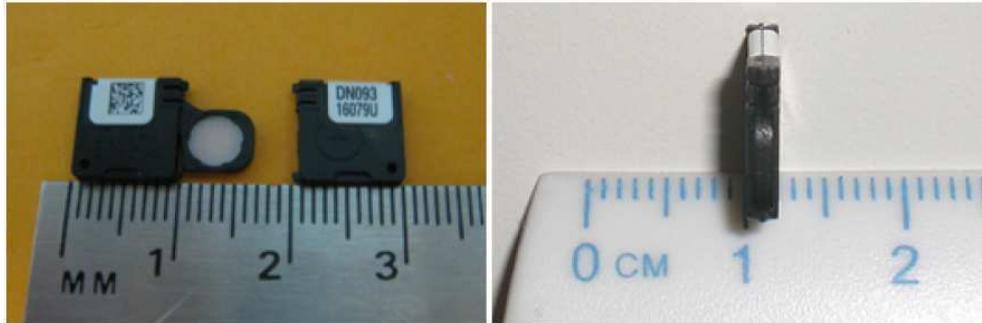


Figura 4.1 Dosímetros OSL de $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$. [Tomada y modificada de Jursinic P. A. Changes in optically stimulated luminescent dosimeter (OSLD) dosimetric characteristics with accumulated dose. Med. Phys. 37(1): 132-140. 2010].

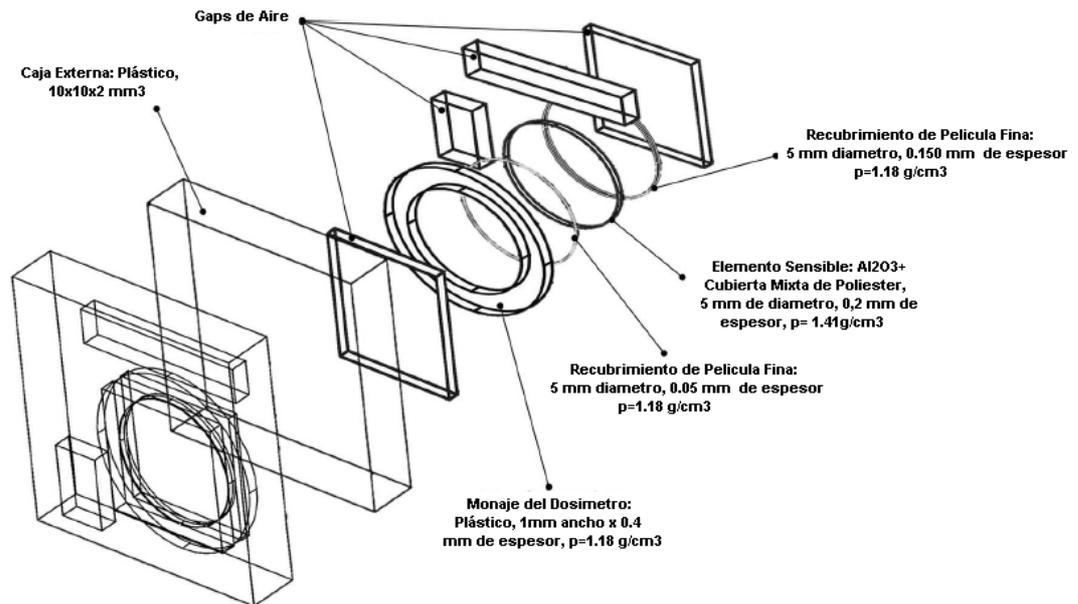


Figura 4.2 Detalles Geométricos de los Dosímetros OSL de $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$. [Tomada y modificada de Joerg Lehmann, Leon Dunn, Jessica E. Lye., Angular dependence of the response of the nanoDot OSLD system for measurements at depth in clinical megavoltage beams. Medical Physics 41, 061712. 2014].

Para la lectura de los OSLD se utilizó el lector microStar de Landauer Inc. perteneciente a la empresa Nuclear Control S.A. (ver figura 4.3). El lector utiliza una serie de diodos emisores de luz (Light Emitting Diode, LED) que estimulan el dosímetro y un tubo fotomultiplicador para colectar la luz de estimulación resultante.



Figura 4.3. Lector microStar acompañado con la portátil que contiene el software respectivo.

En la figura 4.4, la imagen muestra la gaveta para insertar el OSLD para su posterior lectura. Este lector opera con el modo continuo de estimulación, con un tiempo de lectura de aproximadamente un segundo. El sistema provee un software que permite mostrar los resultados de las lecturas y a la vez exportar los mismos a una base de datos para su posterior análisis.



Figura 4.4. Lector microStar con la gaveta extendida mostrando la zona de inserción de los OSLD.

El modelo del lector microStar utilizado en este trabajo tiene dos filtros pasa banda: un Hoya B-370 y un Schott BG-12. La transmisión de estos filtros se muestra en la figura 4.5.

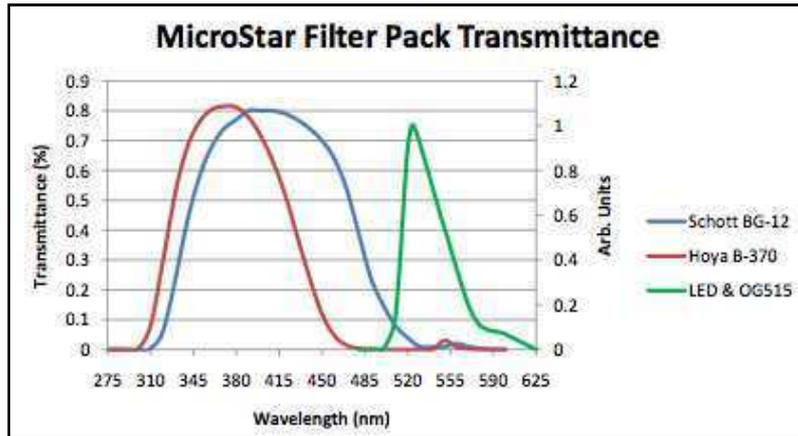


Figura 4.5. Filtro pasa banda del lector microStar y del LED respectivo, en donde se observa los picos de emisión de luz respectivos. [Tomada de: Perks C. A, Yahnke C, and Million M. Medical dosimetry using optically stimulated luminescence dots and microStar Readers. 12th International Congress of the International Radiation Protection Association. 2008].

El inicio de la curva de transmisión de ambos filtros es de aproximadamente 300nm. El filtro Hoya transmite en el pico de 370nm, mientras que el filtro Schott lo hace en 400nm. En teoría, esto significa que la recolección parcial, tanto de la emisión del centro F^+ (420nm) como de la emisión UV (335nm) es posible. En la figura 4.5 se muestra además, la luz de emisión del LED en unidades arbitrarias, con un pico de longitud de onda de 532nm^[48].

La señal OSL puede ser removida para restablecer el dosímetro y así poder utilizarlo nuevamente. Este reseteo se realiza mediante la exposición del material sensible del dosímetro a luz brillante, proceso denominado blanqueo óptico (bleaching). Para llevar a cabo este procedimiento, los dosímetros se colocan en una plataforma compuesta por un conjunto de fluorescentes, con el material sensible expuesto a la luz (ver figura 4.6), para liberar más del 95% de las trampas los OSLDs se exponen a la luz durante 3 horas consecutivas.



Figura 4.6. Sistema de blanqueo óptico de los OSLD

4.2 COMISIONAMIENTO DEL HAZ DE ELECTRONES DE 6 MeV EN MODO HDR.

La técnica de radioterapia especial para la irradiación total de piel con electrones (TSEI) que se implementó está basada en la técnica Stanford. Los pacientes son irradiados con seis campos duales de tratamiento; en el primer día de tratamiento, son aplicados un campo anterior y dos campos oblicuos posteriores, mientras que al siguiente día son aplicados un campo posterior y dos campos oblicuos anteriores (ver figura 2.2).

4.2.1 Angulo de Inclinación del Gantry.

Se comenzó determinando el ángulo de inclinación del gantry entre la horizontal y el eje central del haz (ver figura 2.1), el cual se calcula para proporcionar la mejor uniformidad de dosis a lo largo de la vertical del paciente. El ángulo óptimo y la brecha asociada entre los bordes de la luz de campo dependen de la energía del haz y de las condiciones de dispersión.

Se ubicó el gantry a 270° y se ubican a 3.40m del isocentro una serie de placas KODAK X-OMAT V para determinar con el densitómetro el punto donde se registra el 50% de la lectura con respecto a la del eje, (ver figura 4.7). Las placas se irradian con 333UM con un campo de $36 \times 36 \text{cm}^2$ en modo HDR con una energía de 6MeV.



Figura 4.7. Ubicación placas KODAK X-OMAT V

4.2.2 Perfil del Campo en Condiciones de Tratamiento

EL gantry se debe posicionar en 286° y 254° para cada irradiación de un campo dual así se proporciona la mejor uniformidad de dosis ($\pm 10\%$) en una región de 2m de largo.

Se procedió a hacer una verificación del perfil del campo haciendo la irradiación con un campo dual de acuerdo al ángulo de inclinación del gantry encontrado. Se ubica una serie de placas KODAK X-OMAT V a lo largo del eje Y a la distancia de tratamiento, se posiciona el gantry en primera instancia a 270° , se marca con un alfiler sobre cada placa la distancia cada 10cm a partir del punto 0 a lo largo de la vertical, en seguida se procedió a irradiar con un campo dual (286° y a 254°). Luego de revelar las placas, se toman las respectivas lecturas con el densitómetro en cada marca hecha (ver figura 4.8).



Figura 4.8. Ubicación placas KODAK X-OMAT V para determinar el perfil del campo.

4.2.3 Verificación de la Dosis en Puntos Excéntricos.

También se midió la dosis en puntos excéntricos, para lo cual se utilizó una placa de acrílico rectangular de 70x35cm² sobre la cual se colocaron 5 OSLD a lo largo del eje vertical espaciados cada 14cm y 2 OSLD más en el eje horizontal a 14 cm del OSLD central, se irradiaron bajo condiciones de referencia a 440cm de SSD, con un campo dual de 36x36cm². Se realizó el cálculo de las UM necesarias para entregar una dosis de 50cGy en el máximo (ver figura 4.9).



Figura 4.9. OSLDs sobre placa de acrílico de 70x35cm².

4.2.4 Determinación de la Dosis de Referencia

En un fantoma sólido de 30x30cm² de área se realizaron las mediciones correspondientes para determinar el índice de calidad del haz de radiación, definido como la profundidad de hemiabsorción, R50, para un único haz de doble campo, utilizando una cámara de ionización de placas plano paralelas ROOS en condiciones de tratamiento a 440cm de SSD variando la profundidad de a 1mm, con un tamaño de campo de 36x36cm² y con ángulos de gantry de 286° y 254° (ver figura 4.10).

A partir del R50 se estableció la profundidad de referencia para calcular la tasa de dosis en este punto para después llevarla a la profundidad de máxima absorción. De acuerdo a lo establecido en el protocolo TRS 398^[18], se calculó el porcentaje de dosis en profundidad (PDD) en las condiciones anteriormente descritas, se multiplicó la lectura promedio obtenida para un único campo dual por las razones de poderes de frenado y este valor se normalizó dividiéndolo por el valor de la lectura obtenida en la profundidad de máxima absorción.



Figura 4.10. Geometría para determinar la dosis absorbida en un fantoma solido.

4.2.5 Factor de Rotación.

El factor de rotación fue establecido colocando en la superficie de un fantoma de acrílico elipsoide de $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ una cámara de ionización de placas plano paralelas ROOS a 440cm de SSD, se abrió el tamaño de campo hasta $36 \times 36 \text{ cm}^2$ y se tomó una lectura acumulada para los seis campos duales habiendo girado el fantoma cada 60° , luego se tomó una lectura para un solo campo dual y el cociente calculado se determinó como el factor de rotación. También se calculo mediante OSLD, el proceso fue similar al que se hizo con la cámara de ionización, en primera instancia se ubicó un OSLD sobre el fantoma de acrílico elipsoide en condiciones de referencia y se irradió con los seis campos duales rotando el fantoma cada 60° , luego se ubico otro OSLD alineado con el eje central y se irradió con un único campo dual. Se entregaron 300UM para cada posición del gantry en ambos casos. La dosis recibida por el OSLD se leyó usando el lector MicroStar de Landauer Inc con una curva de calibración de luminiscencia de referencia. (ver figura 4.11).

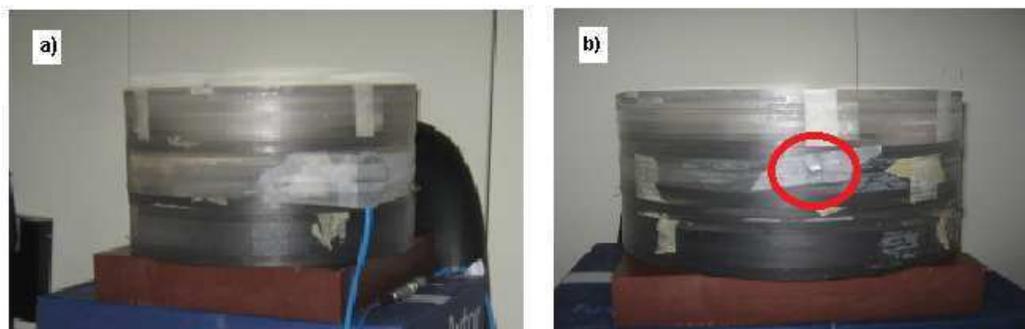


Figura 4.11. Determinación del factor de rotación en condiciones de tratamiento con a) Cámara de Ionización de placas plano paralelas ROOS, b) Dosímetro OSLDs.

4.3 CALIBRACIÓN DE LOS OSLD.

La calibración se realizó en condiciones de TSEI, se inter-compararon las medidas con un dosímetro de referencia; como lo fue la cámara de ionización de placas plano paralelas marca ROOS acompañada de un electrómetro marca Keithley modelo 35617EBS. Los OSLD fueron expuestos a dosis que abarcaron desde los 10cGy hasta los 300cGy con intervalos de 50cGy, para ello se irradió con el haz de electrones de 6MeV del Acelerador Varian Clinac 2100C, con un tamaño de campo de 36x36cm² y con ángulos de gantry a 286° y 254°. Los OSLDs se colocaron sobre la superficie del fantoma sólido de 30x30cm² de área a la distancia de tratamiento SSD de 440cm y la cámara de ionización a la profundidad de máxima absorción (ver figura 4.12). La disposición de los dosímetros se realizó de forma que no se produzca apantallamiento entre ellos y la cámara de ionización.



Figura 4.12. Geometría de Irradiación de los dosímetros OSLDs en condiciones de TSEI para obtener los respectivos factores de calibración.

4.4 CARACTERIZACIÓN DOSIMÉTRICA DE LOS OSLD

Existen características propias de este tipo de dosímetros que deben tenerse en cuenta ya que influyen en su comportamiento y por ende en los resultados que se obtienen. La caracterización dosimétrica se realizó en las condiciones de tratamiento específicas ya que variables como: tamaño de campo, energía y tasa de dosis son constantes, por lo que solo se analizaron características como la linealidad con la dosis y la dependencia angular.

4.4.1 Linealidad con la Dosis

Se evaluó la respuesta de un conjunto de dosímetros con sensibilidad de 0.81. Los OSLD fueron expuestos a dosis únicas cuya rango abarcó desde 10cGy hasta los 300cGy, los dosímetros se ubicaron sobre el fantoma de acrílico elipsoide de 20x20x20cm³ y se irradiaron en condiciones

de TSEI con una energía de electrones de 6MeV del Acelerador Varian Clinac 2100C, con un tamaño de campo de 36x36cm² y con ángulos de gantry a 286° y 254° (ver figura 4.13).



Figura 4.13. Geometría de Irradiación de los dosímetros OSLD en condiciones de TSEI para evaluar la linealidad con la dosis.

4.4.2 Dependencia Angular

Para evaluar la dependencia angular de los dosímetros se realizaron las respectivas mediciones sobre tres diferentes arreglos geométricos. El primero fue simular las condiciones de tratamiento, para lo cual se utilizó una placa de fantoma sólido de 30x30cm² en la cual se posicionó el dosímetro OSLD con respecto al eje central del equipo con el gantry a 270° a una distancia SSD de 440cm. La placa se colocó sobre una superficie marcada en grados de rotación (con variaciones de 15°), y en forma vertical, cuyo eje longitudinal fue perpendicular al haz de radiación, como se puede observar en la figura 4.14.

Los OSLD fueron irradiados en las condiciones de tratamiento con una energía de 6MeV, un tamaño de campo de 36x36cm² y con ángulos de gantry a 286° y 254°. Se realizó el cálculo para entregar una dosis de 50cGy. Las dosis obtenidas para cada incidencia fueron normalizadas respecto a la dosis obtenida en la incidencia nominal. El propósito fue simular condiciones clínicas, en donde, debido a las irregularidades de la anatomía del paciente no es posible colocar el dosímetro perpendicular al haz de radiación.



Figura 4.14. Geometría de Irradiación de los dosímetros OSLDs en condiciones de TSEI para evaluar la dependencia angular.

Para el segundo arreglo se utilizó un fantoma cilíndrico de acrílico de 1cm de radio y 13cm de altura diseñado para ubicar los OSLD centrados y sin gaps de aire. El mismo fue colocado sobre una superficie marcada en grados de rotación (con variaciones de 15°), y en forma vertical. Los dosímetros se irradiaron con una dosis de 50cGy en condiciones de tratamiento con una energía de 6MeV, un tamaño de campo de $36 \times 36 \text{ cm}^2$ y con ángulos de gantry a 286° y 254° (ver figura 4.15). Las dosis obtenidas para cada incidencia fueron normalizadas respecto a la dosis obtenida en la incidencia nominal.



Figura 4.15. Geometría de Irradiación de los dosímetros OSLD en condiciones de TSEI para evaluar la dependencia angular utilizando un fantoma cilíndrico de acrílico.

Para el tercer arreglo se utilizó el mismo fantoma cilíndrico de acrílico pero se irradiaron los dosímetros en condiciones ideales. Para ello se utilizó un cono de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ a $\text{DFP} = 100 \text{ cm}$ sobre la superficie del fantoma, manteniendo en todo momento el gantry estacionario en 90° , los dosímetros se irradiaron con una dosis de 50cGy. El fantoma se colocó sobre una superficie marcada en grados de rotación (con variaciones de 15°), y en forma vertical cuyo eje longitudinal fue perpendicular al haz de radiación, como se puede observar en la figura 4.16. Las dosis obtenidas en las diferentes direcciones fueron normalizadas respecto a la dosis obtenida en la dirección de 0° .



Figura 4.16. Geometría de Irradiación de los dosímetros OSLD a $\text{DFP} = 100 \text{ cm}$ para evaluar la dependencia angular utilizando un fantoma cilíndrico de acrílico.

4.5 VERIFICACIÓN EN FANTOMA DE LA TÉCNICA DE DOSIMETRÍA IN VIVO

Obtenidos los factores de calibración de los cristales y previo a la implementación clínica de la dosimetría in vivo para TSEI, los dosímetros deben ser testeados en un fantoma bajo condiciones controladas, simulando el tratamiento a aplicar.

Se utilizó una placa de fantoma sólido de 30x30cm² en la que se posicionaron 8 dosímetros OSLD equidistantes 14 cm uno respecto al otro; se ubicó el OSLD central (punto de prescripción) con respecto al eje central del equipo con el gantry a 270° a una distancia SSD de 440cm. La placa de fantoma sólido se colocó sobre una superficie marcada en grados de rotación con variaciones cada 60° ya que representa las posiciones del tratamiento. Se irradiaron los dosímetros con una prescripción de 180cGy, con el haz de electrones de 6MeV del Acelerador Varian Clinac 2100C, con un tamaño de campo de 36x36cm² y con ángulos de gantry a 286° y 254° como se puede observar en la figura 4.17.



Figura 4.17. Geometría de Irradiación de los dosímetros para la verificación en fantoma de la técnica de dosimetría in vivo.

4.6 IMPLEMENTACIÓN CLÍNICA DE LA DOSIMETRÍA IN VIVO EN TSEI

Se realizó la implementación clínica de la dosimetría in vivo para TSEI con la finalidad de determinar la distribución de dosis en la piel del paciente y verificar que la dosis prescrita sea la correcta. Se contó con 4 pacientes que estaban en diferentes condiciones clínicas.

La prescripción diaria fue de 180cGy para tres de los cuatro pacientes (90cGy por ciclo de tratamiento) y 160cGy para el otro paciente (80cGy por ciclo de tratamiento). En el primer día de tratamiento, se aplicó un campo anterior y dos campos oblicuos posteriores, mientras que al siguiente día se aplicaron un campo posterior y dos campos oblicuos anteriores utilizando un ángulo de gantry de $\pm 16^\circ$ desde el eje horizontal para lograr una dosis uniforme en toda la

longitud del paciente; quien se ubicó en una plataforma estática a una distancia de 440cm de SSD de un acelerador lineal Varian Clinac 2100C operando bajo la modalidad de alta tasa de dosis (HDR) con electrones de 6MeV (ver figura 2.1). Los ojos, las uñas de las manos y de los pies se protegen durante la irradiación con protecciones plomadas que fueron diseñadas especialmente para este tipo de tratamiento, además se contó con placas de madera de diferente espesor para lograr que el paciente llegue a la altura adecuada del punto de prescripción.

Los dosímetros se colocaron en diferentes partes a lo largo de todo el cuerpo, en superficies cilíndricas del paciente como cintura, pecho y muslos; en superficies más curvadas como en la parte superior del pie y en áreas que de acuerdo a la valoración clínica suelen requerir refuerzo como en el dobles de los glúteos y debajo de los senos (ver figura 4.18).

PRIMER DÍA DE TRATAMIENTO



SEGUNDO DÍA DE TRATAMIENTO

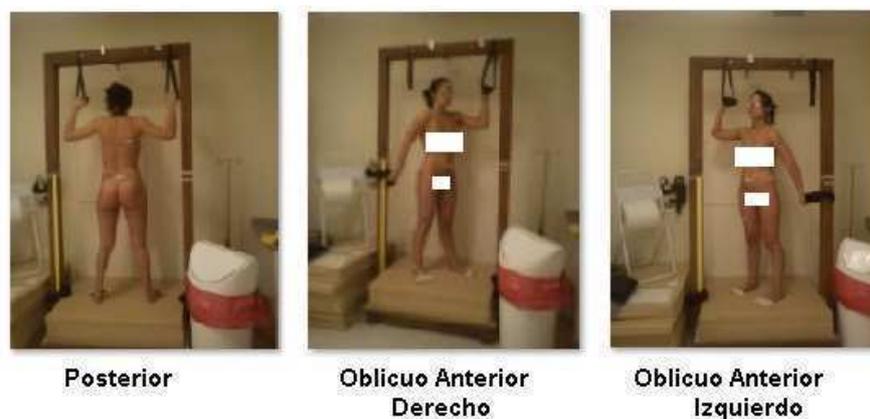


Figura 4.18. Ubicación de los dosímetros en diferentes partes del cuerpo del paciente, se ubicaron los mismos dosímetros tanto en el primero como en el segundo día de aplicación con el objetivo de obtener la lectura de la dosis de una fracción.

4.7 DESARROLLO DE UN ALGORITMO DE CÁLCULO PARA LA DETERMINACIÓN DE LA DOSIS CON OSLD EN TSEI.

Para reportar la dosis obtenida con OSLD en los diferentes puntos de medición se desarrolló un algoritmo de cálculo de dosis en la plataforma de programación de MATLAB que es una herramienta de software matemático que ofrece un entorno de desarrollo integrado con un lenguaje de programación propio. Está disponible para las plataformas Unix, Windows, Mac OS X y GNU/Linux.

El algoritmo de cálculo de dosis implementado (ver figura 4.19) toma el valor en cGy reportado por el OSLD y de acuerdo al rango de dosis hace la corrección por el factor de calibración, además según la ubicación del dosímetro en el cuerpo del paciente se corrige también por su dependencia angular. Para obtener el valor del factor de calibración se utilizó la interpolación polinómica de Lagrange ya que es menos susceptible a errores de redondeo ajustando mejor los resultados.

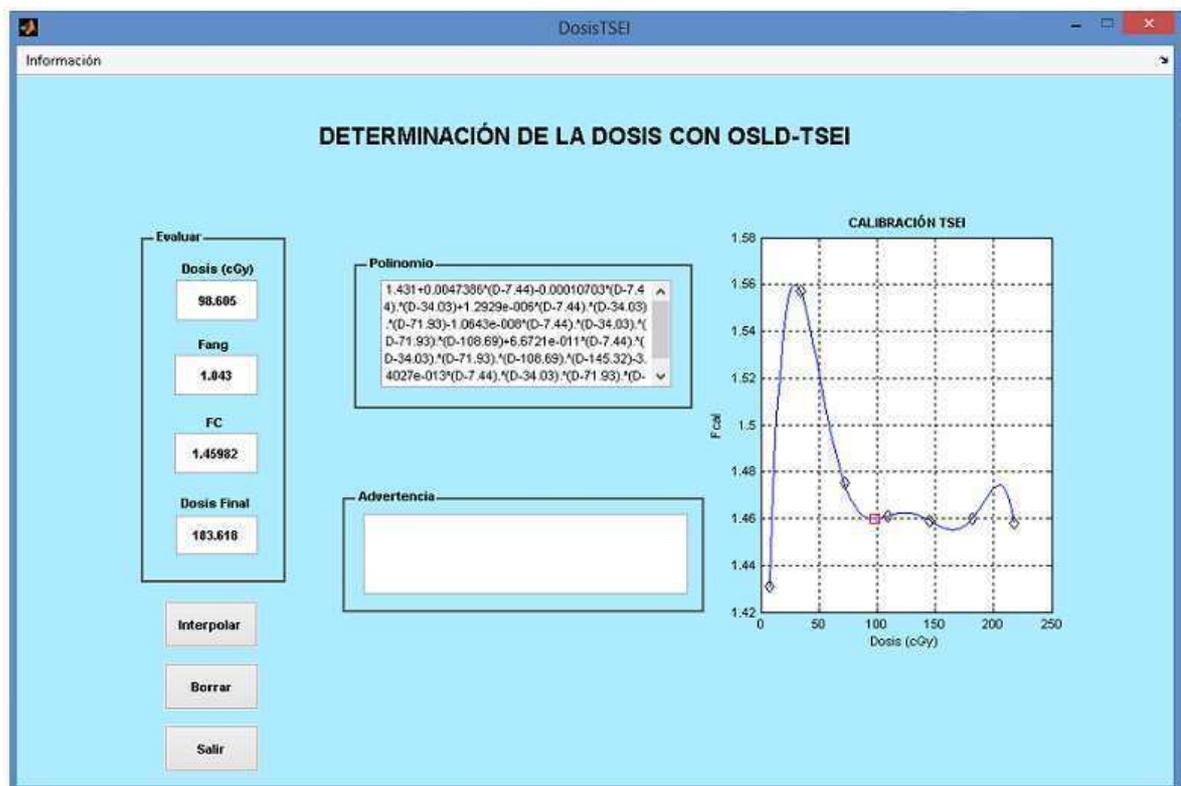


Figura 4.19. Interfaz de usuario del algoritmo de cálculo de dosis.

5. ANÁLISIS DE RESULTADOS

5.1 COMISIONAMIENTO DEL HAZ DE ELECTRONES DE 6 MeV EN MODO HDR

Varias técnicas son descritas en la literatura, el haz se comisionó para implementar el procedimiento de radioterapia de irradiación total de piel con electrones (TSEI) basado en la técnica Stanford, los parámetros que se midieron para su implementación fueron: Angulo de Inclinación del Gantry, Perfil del Campo en Condiciones de Tratamiento, Determinación de la Dosis Absorbida, Factor de Rotación.

5.1.1 Angulo de Inclinación del Gantry

De acuerdo a las lecturas obtenidas por el densitómetro, se obtuvieron los siguientes datos:

$L_{y=0\text{cm}}$	0.66
$L_{50\%}$	0.33
$y_{L=50\%} [\text{cm}]$	99

Tabla 5.1 Lecturas obtenidas por el densitómetro.

A 99cm en el eje Y se obtiene la lectura equivalente al 50% de la lectura obtenida en el punto de calibración. Por lo tanto tenemos la siguiente geometría:

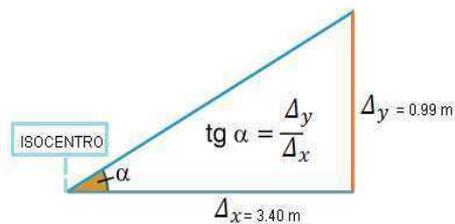


Figura 5.1. Geometría y fórmula para determinar el ángulo de inclinación del gantry.

Se calcula el ángulo de inclinación del gantry, que garantiza proporcionar la mejor uniformidad de dosis a lo largo de la vertical del paciente:

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{0.99 \text{ m}}{3.40 \text{ m}} = 16.23^\circ \quad (5.1)$$

5.1.2 Perfil del Campo en Condiciones de Tratamiento

En primera instancia se evaluó el perfil transversal de un tamaño de campo de 36x36cm² a SSD 100cm a la profundidad del máximo que se midió en un fantoma con un sistema de escaneo automático. Como resultado se tiene que el campo tiene una planicidad de un 8.3% y una simetría de un 0.8% (ver figura 5.2).

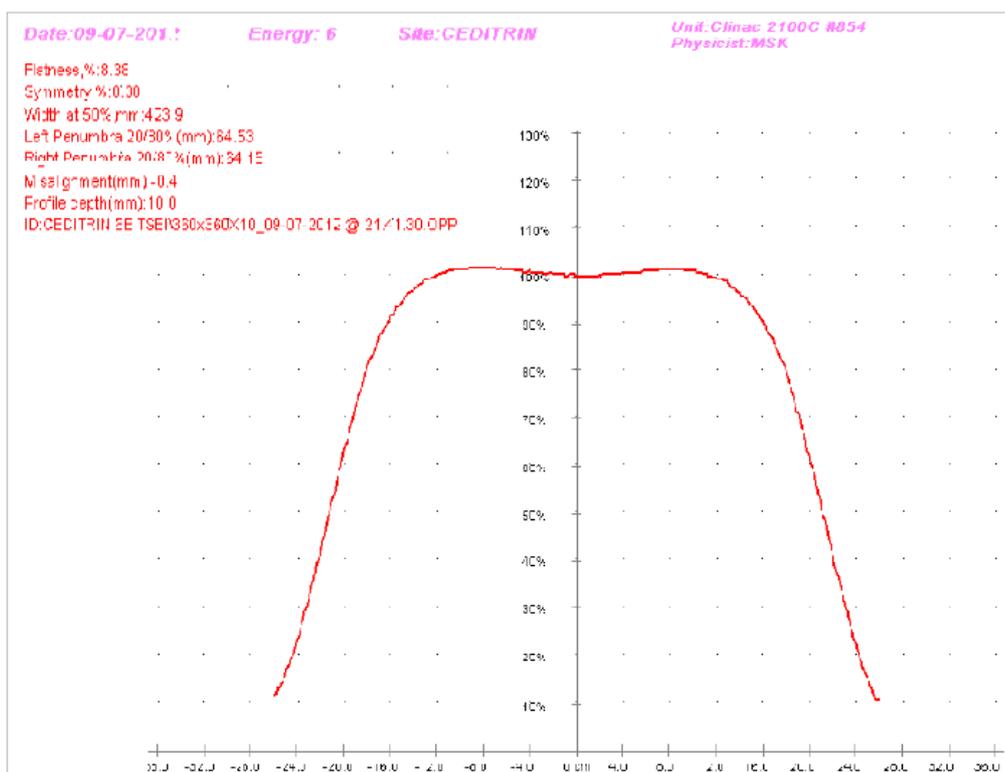


Figura 5.2. Perfil transversal del campo de 36x36cm² a SSD 100cm a la profundidad del máximo medido en fantoma con un sistema de escaneo automático.

Habiendo evaluado las condiciones del perfil del tamaño de campo de 36x36 cm² en condiciones de referencia, se pasó a obtener y evaluar el perfil del campo a una distancia fuente superficie extendida con los datos leídos con el densitómetro de las placas KODAK X-OMAT V. La curva muestra que los ángulos de gantry calculados de $\pm 16^\circ$ desde el eje horizontal garantizan la uniformidad de la dosis de $\pm 10\%$ sobre una región de más de 170cm de largo (ver figura 5.3).

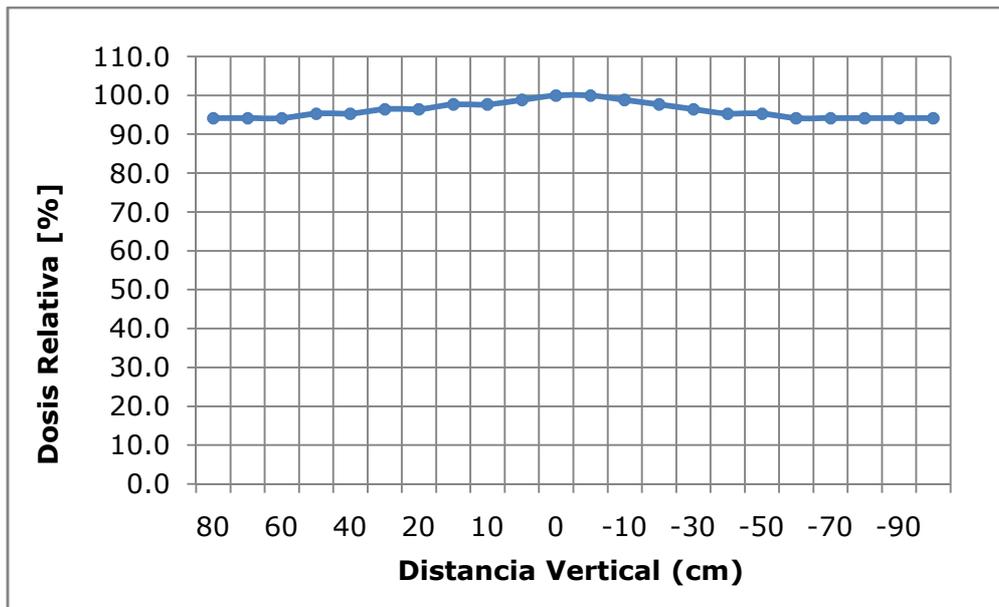


Figura 5.3. Perfil transversal del campo de 36x36cm² a SSD440 cm, los datos obtenidos fueron los leídos con el densitómetro de las placas KODAK X-OMAT V.

5.1.3 Dosis en Puntos Excéntricos

Una verificación del perfil del campo dual de tratamiento a SSD = 440cm de 36x36cm² se realizó evaluando con OSLD puntos excéntricos a lo largo del eje horizontal. Los OSLD reportaron un 2% menos de dosis a los 14cm respecto de la dosis en el eje central.

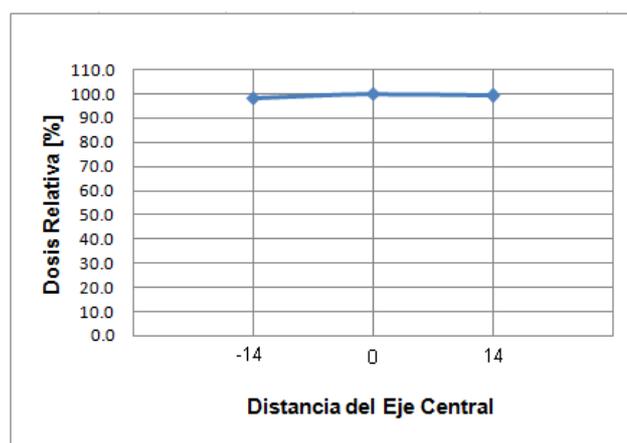


Figura 5.4. Porcentaje de dosis en puntos excéntricos respecto al centro del haz en el plano horizontal.

Para el eje vertical los OSLD reportaron un 2% menos de dosis a los 14cm respecto de la dosis en el eje central y para la distancia de 28cm los OSLD reportaron un 3% más de dosis (ver figura 5.5) lo que sería consecuencia del ángulo de inclinación del gantry resultando que en este

punto más externo respecto del eje central la incidencia de los electrones sea aún más oblicua. Los resultados obtenidos dan garantía de una uniformidad de dosis de $\pm 10\%$ en ambos ejes.

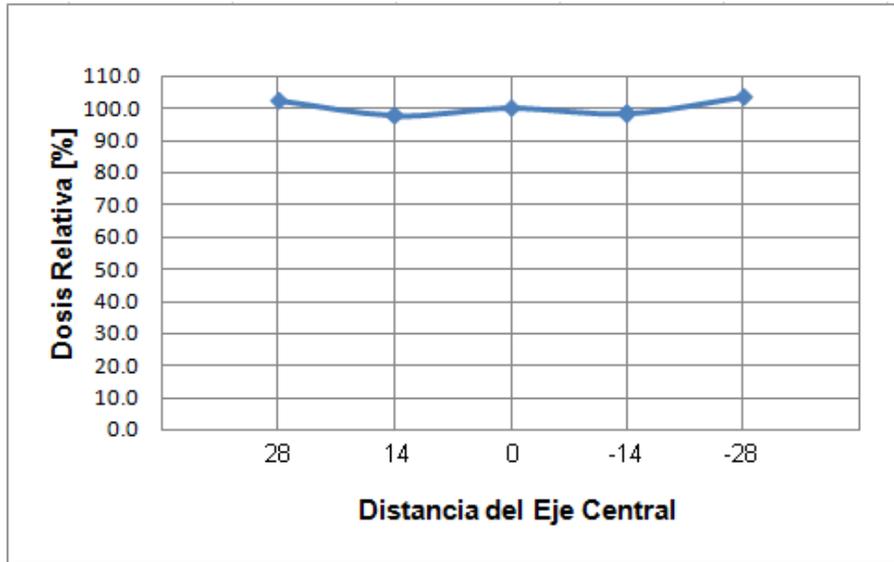


Figura 5.5. Porcentaje de dosis en puntos excéntricos respecto al eje del haz en el plano vertical.

5.1.4 Determinación de la Dosis de Referencia.

En la figura 5.6 a) se muestra la curva de PDD de un tamaño de campo de $36 \times 36 \text{ cm}^2$ a SSD 100cm a la profundidad del máximo medido en un fantoma con un sistema de escaneo automático para la energía de 6MeV, se observa que el porcentaje de dosis máxima esta a 1.4cm y el R_{50} a 2.4cm. En la figura 5.6 b) se muestra la curva de PDD de un campo dual de $36 \times 36 \text{ cm}^2$ a SSD 440cm a la profundidad del máximo medido en un fantoma sólido, se determino que el porcentaje de dosis máxima esta a 1.1cm y el R_{50} a 2.076cm. Es de interés notar que en contraste a los PDDs para haces de fotones, los PDDs para haces de electrones son prácticamente independientes de la distancia de la fuente, solo hay un mínimo efecto sobre la penetración del haz cuando se compara el $PDD_{100 \text{ cm}}$ con $PDD_{440 \text{ cm}}$, levemente hay una degradación de la energía después de pasar a través de 3.4m extra de aire ^[49].

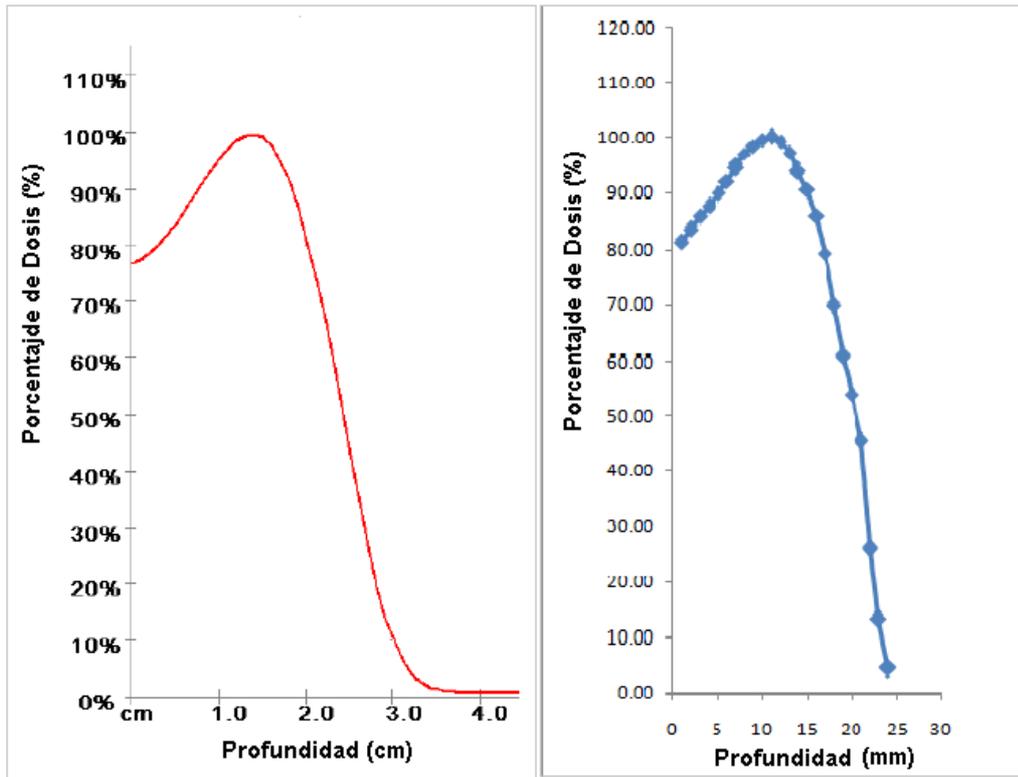


Figura 5.6. a) Curva de PDD del campo de 36x36cm² a SSD 100cm a la profundidad del máximo medido en fantoma con un sistema de escaneo automático, b) Curva de PDD del campo de 36x36cm² a SSD 440cm.

Obteniendo el R_{50} se estableció la profundidad de referencia para calcular la tasa de dosis en este punto para después llevarla a la profundidad de máxima absorción. La determinación de la tasa de dosis de referencia se hizo con un solo campo dual.

La tasa de dosis absorbida a la profundidad de referencia, del haz de electrones de calidad Q , y en ausencia de la cámara, viene dada por:

$$D_{W,Q} = M_Q N_{D,W,Q_0} K_{Q,Q_0} \quad (5.2)$$

Donde M_Q es la lectura del dosímetro, con el punto de referencia de la cámara colocado en z_{ref} , corregida por las magnitudes de influencia temperatura y presión, calibración del electrómetro, efecto de polaridad y de recombinación de iones. N_{D,W,Q_0} es el factor de calibración del dosímetro, en términos de dosis absorbida en agua, en la calidad de referencia Q_0 , y K_{Q,Q_0} es el factor específico de la cámara que corrige por las diferencias entre la calidad Q_0 de referencia y la calidad real, Q , utilizada. Por lo que se obtuvieron los siguientes datos:

$$D_{W,Q} = 0.0163 \times 0.0839 \times 0.944 = 0.00129 \text{ Gy/UM} \quad (5.3)$$

La dosis en la profundidad de máxima absorción $z_{max} = 1.1\text{cm}$ es:

$$D_{W,Q}(z_{max}) = \frac{100D_{W,Q}(z_{ref})}{PDD(z_{ref})} = 0.001294 \text{ Gy/UM} \quad (5.4)$$

La dosis D(Gy) está dada para cada uno de los seis campos duales (0.5 con la máquina apuntando hacia arriba y 0.5 con la máquina apuntando hacia abajo).

5.1.5 Factor de Rotación.

El factor de rotación medido con OSLD tiene una diferencia del 2.35% respecto del obtenido con la cámara de ionización de placas plano paralelas ROOS a SSD 440cm (ver tabla 5.2), siendo su verificación de vital importancia ya que representa la disminución de la dosis para cada campo dual debido a la contribución de los campos adyacentes, por lo que es utilizado para el cálculo de unidades monitor para el tratamiento. Debido al hecho que estas medidas no son para cada paciente en específico el factor de rotación para el cálculo de unidades monitor utilizado es el obtenido con la cámara de ionización.

Dosímetro	Factor de Rotación	% de Diferencia
ROOS	3,39	---
OSLD	3,47	2,35%

Tabla 5.2. Porcentaje de diferencia del Factor de Rotación obtenido con cámara de ionización de placas plano paralelas y dosímetros OSLD.

Para obtener la dosis total en piel, se multiplicó la dosis obtenida en el punto de máxima absorción por el factor de rotación o factor B. Si la dosis D(Gy) está dada para cada uno de los seis campos duales (0.5 con la máquina apuntando hacia arriba y 0.5 con la máquina apuntando hacia abajo), el promedio de las dosis total en la piel dado durante un ciclo de tratamiento completo de los seis dobles campos es $B \times D(\text{Gy})^{[50]}$. Este factor representa el resultado de las contribuciones de dosis significativas de los tres campos duales y pequeñas contribuciones de los campos adyacentes. La incertidumbre en este factor, y por lo tanto en la determinación de la dosis media en la piel debe evaluarse continuamente por el médico responsable^[3].

5.2 CALIBRACIÓN DE LOS OSLD.

Se realizaron en promedio 6 lecturas de cada OSLD con el lector microStar, al promedio de la lectura se les resta el fondo anteriormente registrado de cada nanodot, se expresa la dosis en

cGy y se la multiplica por un factor de calidad que corresponde al tipo de partícula como lo son los electrones. Se pasa a obtener el factor de calibración (Fc) de los OSLDs en función de la dosis para las condiciones de tratamiento de TSEI, mediante la siguiente fórmula:

$$FC = \frac{D_{CI}}{D_{OSLD}} \quad (5.5)$$

Donde D_{CI} es la dosis mediada por la cámara de ionización y D_{OSLD} es la dosis medida por los OSLDs. En la figura 5.7 se observa la curva de calibración, presentándose un pico máximo alrededor de los 50cGy. La curva obtenida es consistente con los resultados reportados por Meca Castro, E. (2012).

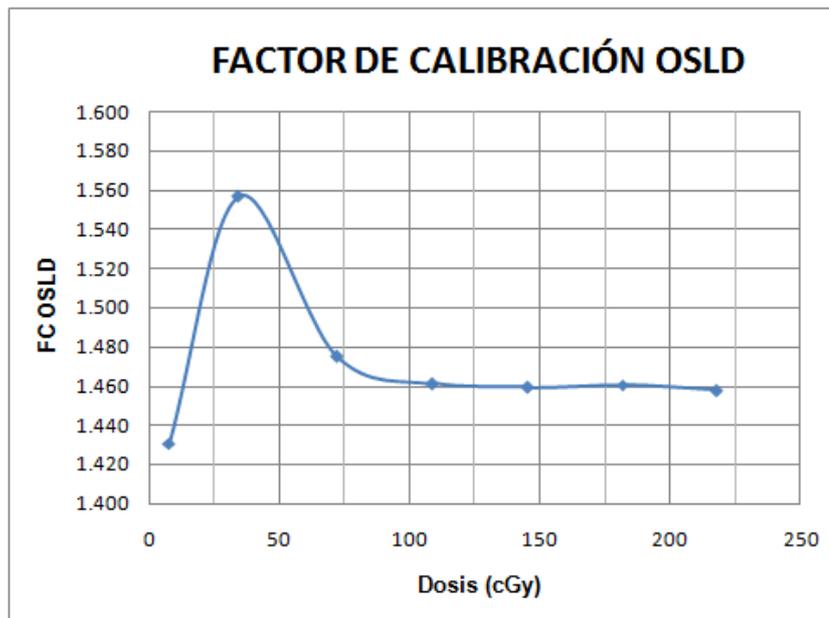


Figura 5.7. Factor de Calibración

5.3 CARACTERIZACIÓN DOSIMÉTRICA DE LOS OSLD

5.3.1 Linealidad con la Dosis

La linealidad de los OSLD se puede describir en dos términos que describen dos fenómenos estrechamente relacionados pero diferentes entre sí. La primera es la linealidad de la respuesta del dosímetro con una única exposición de dosis. El segundo término es la sensibilidad del dosímetro respecto a dosis acumulativas. En este apartado se analizaron los resultados del primer término en el rango de los 10cGy hasta los 300cGy, en los cuales se puede observar que no se aprecia supralinealidad. La respuesta del sistema dosimétrico cambio linealmente de

acuerdo a la dosis recibida, la respuesta de los dosímetros se ajusta a la ecuación de la recta $y=255.2x-179$ presentando un óptimo coeficiente de regresión ~ 1 ($R^2 = 0.999$) como se aprecia en la figura 5.8.

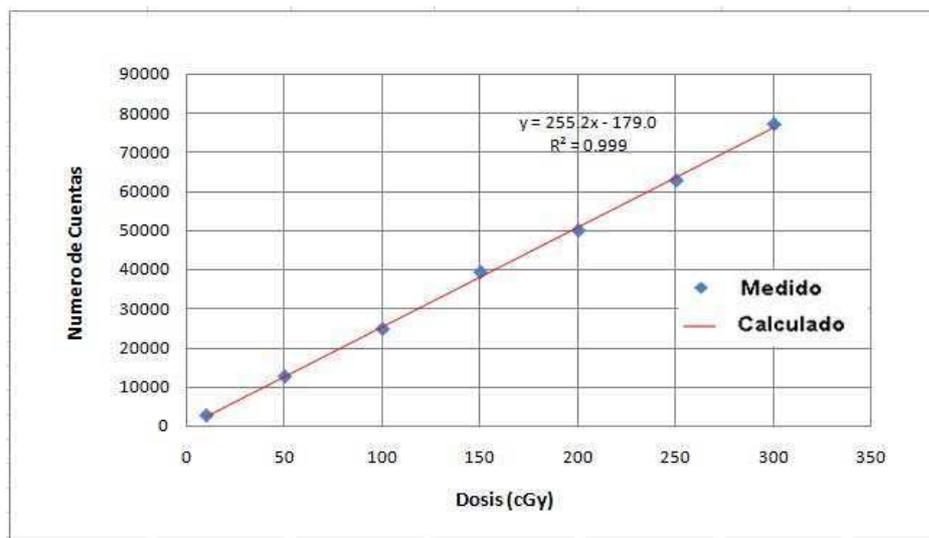


Figura 5.8. Respuesta de los OSLD respecto al incremento de dosis para la energía de electrones de 6 MeV.

5.3.2 Dependencia Angular

La dependencia angular es una característica importante a estudiar debida la irregularidad geométrica que poseen los OSLD, a la incidencia oblicua del haz de electrones especialmente para la técnica de TSEI y a la superficie curvilínea de la piel del paciente donde los dosímetros son frecuentemente colocados. Algunos estudios previos que se describen a continuación fueron realizados para estudiar dicha propiedad preferentemente en haces de fotones y a la fecha solo Kim et al (2012) reporta resultados en haces de electrones.

Jursinic en el 2007^[3], irradia dosímetros InLight, sobre un fantoma cilíndrico de 3.7cm de diámetro de material equivalente en agua cada 15° de rotación. Los resultados no mostraron dependencia aparente con la angulación, con incertidumbres experimentales de $\pm 0.9\%$. Asimismo, J. Kerns en el 2010^[52] evaluó la dependencia angular con el mismo sistema utilizado por Jursinic, pero utilizando OSLD, reportándose desviaciones de $\pm 1\%$.

Lehman y colaboradores en el 2014^[47], reporta resultados basados en mediciones con dos fantasmas especialmente diseñados que permiten al dosímetro ser rotado alrededor del volumen sensible. Para el primer arreglo donde el dosímetro es perpendicular al haz no se reporta una dependencia angular significativa teniendo un promedio de $1.4\% \pm 0.7\%$ en las mediciones y $2.1\% \pm 0.3\%$ con simulación Monte Carlo, para la orientación de 90° respecto de la de 0°. Para el

segundo arreglo donde el dosímetro es paralelo al haz, las mediciones y las simulaciones con Monte Carlo reportan una dependencia angular por debajo del 1%. Las mediciones se realizaron con 5 a 10 dosímetros por punto llevadas a cabo con un haz de fotones de 6MV a 3 y 10 cm de profundidad.

Kim y colaboradores en el 2012^[53], investigaron la dependencia angular de la respuesta del OSLD para ángulos de hasta 75°, hicieron mediciones en profundidad y en la superficie de un fantoma. Para la configuración en profundidad, el detector estaba en el centro de un fantoma cilíndrico de 30cm de diámetro, el grupo encontró una disminución de la señal de 2.4% para 75° vs 0° para haces de fotones de 6 MV. En su segunda configuración, colocaron los dosímetros en la superficie de un fantoma sólido, simulando la ubicación de un dosímetro en la piel del paciente. Aquí, los resultados para el haz de fotones de 6MV mostraron un aumento de la respuesta del dosímetro del 7% para 75° vs 0°. Para el haz de electrones de 6 MeV el aumento fue de 9% para 50° y el 5.1% para 75° respecto de 0°.

En el presente estudio, la evaluación de la dependencia angular se centra en la obtención del factor de angulación con el fantoma cuadrado en las condiciones específicas de la técnica de tratamiento (geometría real), el factor de angulación bajo las mismas condiciones de tratamiento pero con el fantoma cilíndrico de acrílico (geometría semi-ideal) y además la obtención del factor de angulación a distancia fuente superficie fija con el fantoma cilíndrico de acrílico (geometría ideal).

Para el primer arreglo (geometría real) donde se simularon las condiciones de tratamiento (ver figura 4.14), se encontraron desviaciones menores al 6.5% hasta 75° y una desviación del 48% para 90° y 270° respecto de 0° (ver figura 5.9).

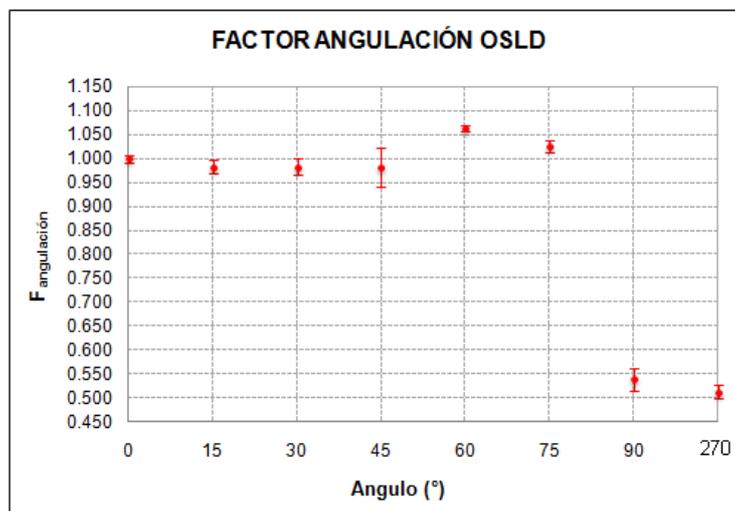


Figura 5.9. Respuesta de la dependencia angular de los OSLD para una geometría real.

Para el segundo arreglo (geometría semi-ideal) donde se simularon las condiciones de tratamiento pero se realizaron las mediciones sobre un fantoma cilíndrico (ver figura 4.15), se encontraron desviaciones menores al 1% hasta 75° y una desviaciones menores al 16% para 90° y 270° respecto de 0° (ver figura 5.10).

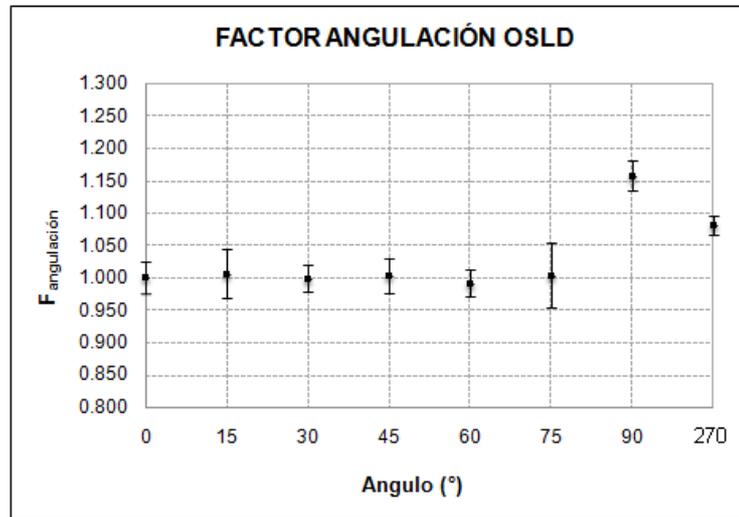


Figura 5.10. Respuesta de la dependencia angular de los OSLD para una geometría semi-ideal.

Para el tercer arreglo (geometría ideal) en la cual se ubicaron los dosímetros sobre el fantoma cilíndrico de acrílico a una distancia fuente superficie fija (ver figura 4.16), se encontraron desviaciones menores al 1.3% en todos los ángulos de incidencia respecto de 0° (ver figura 5.11).

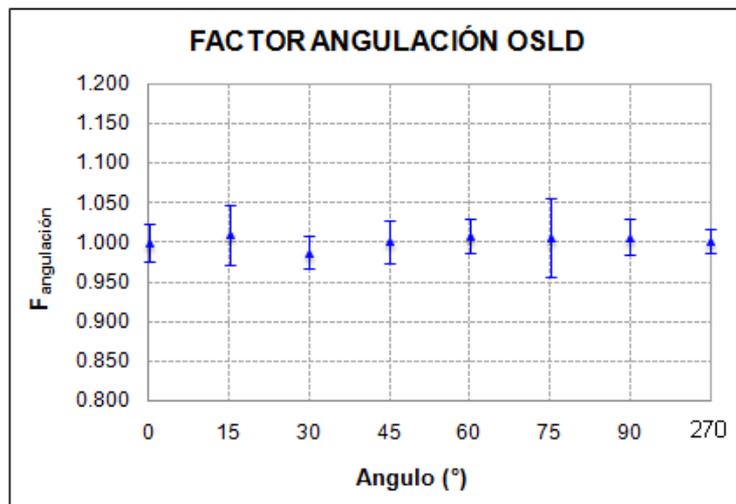


Figura 5.11. Respuesta de la dependencia angular de los OSLD para una geometría ideal.

Los resultados encontrados para la geometría real, que es la más aproximada a las condiciones en las que se realiza el tratamiento se explican principalmente por la geometría del OSLD, ya

que el volumen sensible del dosímetro se encuentra en forma de disco, lo cual crea una geometría no regular en diferentes ángulos desde el punto de vista del haz incidente. Cuando el disco de óxido de aluminio es perpendicular al haz de radiación la fluencia de electrones a través del disco es reducida, en comparación a cuando el disco se va oblicuando (hasta el ángulo de 75°) en donde la longitud del material a lo largo de la trayectoria del haz es mucho más larga.

Para los ángulos de 90° y 270° en este arreglo en específico, en donde el OSLD está ubicado en el centro de la placa de fantoma solido de 30x30cm² completamente paralelo al haz de radiación, hay una desviación de un 48% respecto a 0°, esto debido a que el dosímetro solo estaría recibiendo media fluencia del haz de radiación y solo hay contribución de dosis de los electrones que alcanzan a llegar rasantes al material sensible (ver figura 4.14). Los electrones del haz incidente colisionan directamente con el fantoma sólido perdiendo todas su energía cinética tras algunas interacciones y los electrones rasantes que contribuyen a la dosis en el material sensible son probablemente electrones dispersados debido a la interacción de fuerzas coulombianas, es un caso extremo donde el borde de la placa del fantoma sólido está rodeado por aire por lo que hay gran diferencia en las fuerzas de poderes de dispersión y la fluencia de electrones efectivamente varia en ~ 50%^[6].

En la geometría semi – ideal donde las desviaciones son menores al 1% para ángulos menores a 75°, se explican debido a que el build-up que rodea al OSLD en las incidencias desde 0° a 75° es similar. Cuando el dosímetro se encuentra totalmente paralelo al haz de radiación, se encontró una desviación del 16% sobre el valor del ángulo de referencia de 0°, esto debido a que el build-up que lo rodea es menor y además la longitud del material a lo largo de la trayectoria del haz es mucho más larga. En esta geometría también hay que considerar que cuando el dosímetro está totalmente paralelo al haz de radiación, el build – up que lo rodea en sentido latero lateral es el mismo, por lo que no hay una gran diferencia en las fuerzas de poderes de dispersión obteniendo una variación de la fluencia de electrones mucho menor que en el caso anterior.

En la geometría ideal las desviaciones encontradas son menores al 1.3% respecto de 0°, para todos los ángulos, se eliminan variables que infieren directamente en la técnica de TSEI como lo es la distancia, la incidencia angular del haz de radiación y además se utiliza el fantoma de acrílico redondo para minimizar las fuerzas de poderes de dispersión. Con esta geometría se evidencia principalmente que no hay dependencia angular de los OSLD en condiciones ideales.

Para todas las geometrías la desviación de 90° fue menor que para 270° respecto de 0°, siendo este resultado atribuible a que el volumen sensible del dosímetro a 90° se encuentra más cercano a la cubierta que para 270°, donde el gap de aire se vuelve mayor, por lo que los electrones de baja energía no son capaces de llegar al disco de oxido de aluminio y por lo tanto no contribuyen al incremento de la dosis en el cristal, esto debido a que la pérdida de energía de los electrones por colisión está ligada directamente con la energía del electrón y con el número atómico del medio donde se lleva a cabo la colisión. La presencia de un gap de aire menor tiene como consecuencia que la energía cinética del electrón perdida por unidad de longitud resulte en una relación de poder de frenado (o *stopping power*) menor para 90° que para 270°.

5.4 VERIFICACIÓN EN FANTOMA DE LA TÉCNICA DE DOSIMETRIA IN VIVO

Finalmente, con el objetivo de validar la dosimetría in vivo con OSLD antes de ser implementada en pacientes, se simuló un tratamiento en condiciones de TSEI. Se utilizó un fantoma sólido cuadrado el cual fue irradiado con una dosis total de 180 cGy (ver figura 4.17). Se encontró para todos los puntos una desviación menor a $\pm 10\%$ respecto a la dosis prescrita. Por otro lado se normalizan los resultados respecto del obtenido en el punto de prescripción ($X=0\text{cm}$, $Y=0\text{cm}$) y se observó para todos los puntos excéntricos que la distribución de dosis en superficies tiene una uniformidad de $\pm 8\%$. (Ver figura 5.12).

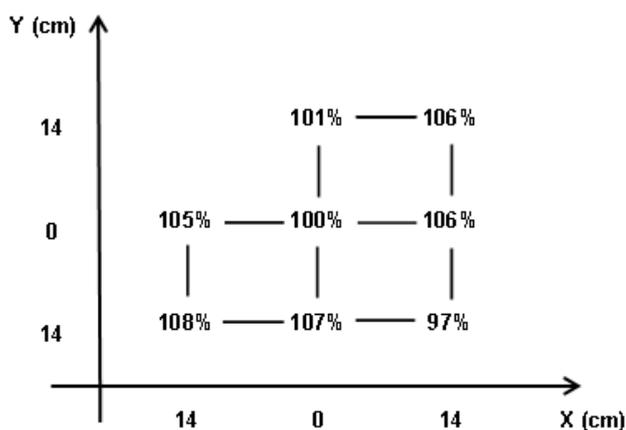


Figura 5.12. Distribución de dosis en el plano x-y en un fantoma sólido de 30 x 30 cm². Los dos componentes del haz están angulados a $\pm 16^\circ$ y normalizados a 100% en los puntos $X=0\text{cm}$, $Y=0\text{cm}$.

5.5 DOSIMETRÍA IN VIVO CON OSLD EN TSEI

La dosimetría in vivo utilizando detectores OSLD se realizó en diferentes ubicaciones en la superficie del cuerpo para comprobar la uniformidad de la dosis y verificar su prescripción. Las

mediciones de dosis resultantes se muestran en la Tabla 5.3. La dosis media considerando todos los puntos donde se ubicaron los OSLD del paciente No.1 fue de 166.83cGy, un 7.32% menos que la dosis de prescripción de 180cGy; para el paciente No.2 fue de 188.26cGy, un 5.15% mayor que la dosis de prescripción de también 180cGy, para el paciente No.3 fue de 171.48cGy, un 7.17% mayor que la dosis de prescripción de 160cGy y para el paciente No.4 fue de 184.19cGy, un 2.32% mayor que la dosis de prescripción de 180cGy.

Lugar de Ubicación	PACIENTE No. 1		PACIENTE No. 2		PACIENTE No. 3		PACIENTE No. 4	
	Dosis (cGy) en la Profundidad de Referencia	% Diferencia Respecto a la Dosis de Prescripción	Dosis (cGy) en la Profundidad de Referencia	% Diferencia Respecto a la Dosis de Prescripción	Dosis (cGy) en la Profundidad de Referencia	% Diferencia Respecto a la Dosis de Prescripción	Dosis (cGy) en la Profundidad de Referencia	% Diferencia Respecto a la Dosis de Prescripción
1/2 Frente Nacimiento Cuero Cabelludo	183.60	2.00	219.72	22.07	196.46	22.79	183.39	1.88
Cuello Posterior	198.25	10.14	205.94	14.41	185.94	16.21	194.29	7.94
Cuello Lateral Derecho	90.19	-49.90	181.88	1.05	132.81	-16.99	147.27	-18.18
Escapula Derecha	---	---	208.52	15.84	173.69	8.56	204.35	13.53
Debajo del Pecho Derecho	122.70	-31.83	---	---	---	---	---	---
Axila Derecha	123.16	-31.58	83.45	-53.64	61.30	-61.69	154.43	-14.20
Dorso Mano Izquierda	164.89	-8.40	176.41	-2.00	208.74	30.46	165.63	-7.98
Cintura Anterior	184.00	2.22	205.76	14.31	192.14	20.09	198.98	10.55
Cintura Posterior	203.08	12.82	218.42	21.35	189.65	18.53	196.32	9.07
Cintura Lateral Izquierda	153.33	-14.81	131.60	-26.89	137.62	-13.99	138.92	-22.82
Muslo Anterior Derecho	171.27	-4.85	199.32	10.73	188.33	17.71	199.74	10.97
Tobillo Derecho Externo	169.54	-5.81	190.33	5.74	147.03	-8.11	173.35	-3.70
Dorso Sup. Pie Derecho	237.94	32.19	249.80	38.78	244.04	52.52	253.59	40.88
PROMEDIO	166.83	-7.32	189.26	5.15	171.48	7.17	184.19	2.328

Tabla 5.3. Reporte de dosis medida con detectores OSLD en cuatro pacientes con diferente contextura, edad y estado clínico.

Los resultados obtenidos en cada punto sugieren que hay zonas que necesitan refuerzos como por ejemplo regiones como la axila y de acuerdo a su forma debajo de la mama, otras en cambio son zonas de alta dosis como el dorso superior del pie ya que es una superficie bastante curvas.

En general en los cuatro pacientes normalizando la dosis obtenida en superficies cilíndricas tales como el cuello, la cintura y el muslo respecto a la dosis obtenida en el punto de prescripción las discrepancias no son mayores a $\pm 10\%$ (ver Tabla 5.4), estos resultados se condicen con los obtenidos por Esquivel y colaboradores en el 2009^[5], quienes reportaron mediciones con OSLD en un maniquí de agua sólida para la región del torso, los resultados diferían en un 3% de los obtenidos con cámara de placas plano paralelas ROOS y un 4.5% de los resultados obtenidos con TLD, la calibración se hizo para un haz de electrones de 9MeV en modo HDR.

Lugar de Ubicación	PACIENTE No. 1		PACIENTE No. 2		PACIENTE No. 3		PACIENTE No. 4	
	Dosis (cGy)	% Dosis						
Cuello Posterior	198.25	107.74	205.94	100.08	185.94	96.77	194.29	97.64
Escapula Derecha	---	---	208.52	101.34	173.69	90.40	204.35	102.70
Cintura Anterior	184.00	100	205.76	100	192.14	100	198.98	100
Cintura Posterior	203.08	110.37	218.42	106.15	189.65	98.70	196.32	98.66
Muslo Anterior Derecho	171.27	93.08	199.32	96.87	188.33	98.02	199.74	100.38

Tabla 5.4 Normalización de la dosis obtenida en superficies cilíndricas respecto a la dosis obtenida en el punto de prescripción.

Los puntos de medición anteriormente planteados para la dosimetría in vivo con OSLD se tomaron del protocolo “Irradiación Total de Piel con Electrones: Técnica y Dosimetría” de Peter R. Almond^[54]. En su trabajo se presenta además los resultados de la dosimetría in vivo con TLD en 3 pacientes; la dosis media considerando todos los puntos de medición donde se ubicaron los TLD del paciente No.1 fue de un 99% de la dosis total, un 1% menos que la dosis de prescripción; para el paciente No.2 fue de un 95%, un 5% menos que la dosis de prescripción y para el paciente No.3 fue de un 93%, un 7% menos que la dosis de prescripción. Si bien no son los mismos pacientes los resultados obtenidos con TLD siguen la misma tendencia que los resultados obtenidos con OSLD.

Los resultados con TLD ilustran que la dosis es relativamente uniforme en superficies cilíndricas, se reporto además áreas de altas dosis como la parte superior del pie y áreas que requieren refuerzos como la ingle y debajo de la mama (ver apéndice No. 2).

En la figura 5.13 se puede observar una comparación del porcentaje de dosis medio considerando todos los puntos de medición donde se ubicaron los TLD (pacientes No. 1, 2 y 3) y el porcentaje de dosis medio para los pacientes a los que se les ubicaron los OSLD (pacientes No. 4,5,6 y 7). La dosimetría in vivo con ambas técnicas reportan una discrepancia no mayor a un $\pm 10\%$ respecto a la dosis prescrita.

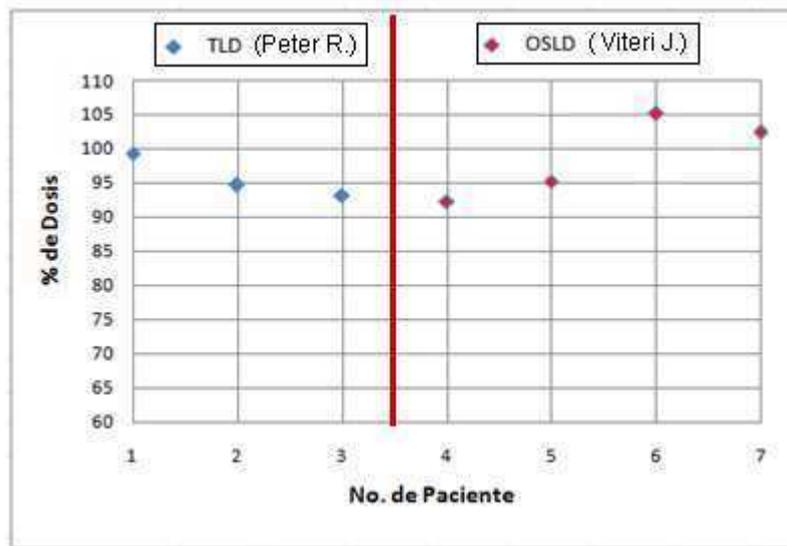


Figura 5.13. Comparación del porcentaje de la dosis media obtenida con dosímetros TLD y OSLD en siete pacientes diferentes.

6. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

Se encontró que la uniformidad de la dosis en los pacientes con la técnica de TSEI implementada cumple con lo exigido en los protocolos descritos en la literatura. En la práctica clínica la variación de la dosis en superficie hallada se produce por la incidencia oblicua del haz de electrones, el contorno del paciente y la orientación de la superficie del cuerpo con respecto a al haz incidente.

Los dosímetros OSLD respecto a sus características dosimétricas en condiciones de TSEI tienen una respuesta lineal de acuerdo a la dosis, con respecto a la dependencia angular en un geometría ideal se encontraron desviaciones menores al 1.3% y en condiciones de TSEI se encontraron desviaciones menores al 6.5 % hasta 75° y una desviación del 48% para 90° y 270° respecto de 0°, resultados que se atribuyen a la disposición geométrica del material activo y a la influencia del fantoma en el arreglo geométrico.

Las mediciones obtenidas en fantoma del factor de rotación con OSLD respecto a los valores obtenidos con cámara de ionización difieren en un 2.35%, por lo que se sugiere que el factor de rotación se puede personalizar por paciente en una primera medición al comienzo del tratamiento utilizando este tipo de detectores, esto debido a que hay variaciones del diámetro del paciente respecto al diámetro del fantoma utilizado con el que se obtuvo el factor de rotación.

La dosimetría in vivo con OSLD fue validada mediante la simulación de un tratamiento en condiciones de TSEI, mediante un fantoma sólido cuadrado, reportándose desviaciones menores al $\pm 10\%$ entre la dosis prescrita y la medida con OSLD.

Los resultados obtenidos de la dosimetría in vivo en TSEI y su comparación con datos encontrados en la literatura demuestran que estos detectores son idóneos para la dosimetría in vivo, ya que son ideales para medir dosis en superficie debido a su fácil manejo, la habilidad para leerlos con rapidez y su capacidad de reutilización.

Debido a las variaciones en la altura y el tamaño de los pacientes junto con los efectos de apantallamiento por ejemplo de una pierna sobre la otra y de los brazos sobre la cabeza, se recomienda evaluar las mediciones con OSLD para todos los pacientes en todo el ciclo de tratamiento para así identificar de manera individual la dosis de refuerzo necesaria para cada área.

Para obtener mejores resultados en la homogeneidad de la dosis se puede probar incorporar un gran panel degradador de energía. El panel se coloca aproximadamente 20 cm delante del paciente para mejorar la uniformidad de la dosis y es utilizado para compensar las superficies oblicuas del cuerpo.

Es importante seguir investigando la aplicación de los OSLD en donde se utilicen haces de electrones, ya que hasta el momento es muy poca la literatura disponible ya sea en técnicas convencionales o técnicas especiales de tratamiento como TSEI.

7. BIBLIOGRAFÍA

- [1] Jones G, Wilson LD, Fox-Goguen L: Total skin electron beam radiotherapy for patients who have mycosis fungoides. *Hematology Oncology Clinical North Am* 2003.
- [2] Karzmark CJ, Anderson J, Fessenden P, Svensson G, Buffa A, Khan FM, Wright KA: Total skin electron therapy: technique and dosimetry. Report of Task Group 30. 1987.
- [3] AAPM Report 23: Total Skin Electron Therapy: Technique and Dosimetry; Report of Task Group 30 Radiation therapy Committee, American Association of Physicists in Medicine by the American Institute of Physics. 1987.
- [4] Viamonte, A. ET AL. Radiotherapy dosimetry using a commercial OSL system. *Med. Phys.* 35(4), 1261–1266. 2008.
- [5] Esquivel C. ET AT. Total Skin Electron Therapy Skin Dose Validation Using Optically Stimulated Luminescent Dosimeters. The University of Texas Health Science Center in San Antonio at the Cancer Therapy & Research Center. 2009.
- [6] Klevenhagen, S. C. *Physics of Electron Beam Therapy*, Adam Hilger, Bristol, 1985.
- [7] Atix F H. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. 1986.
- [8] ICRU, Radiation Dosimetry: Electron Beams with Energies between 1 and 50 MeV, Reporte 35, 1984.
- [9] Podgorsak E B. *Radiation Oncology Physics: A handbook for Teachers and students*. International atomic Energy Agency, Vienna, 2005.
- [10] Levitt S H, Purdy J A, Perez C A. “Technical Basis of Radiation Therapy. Practical Clinical Applications. 4th Edition. 2006.
- [11] Khan F M. *Physics of Radiation Therapy*”. Lippincott Williams & Wilkins. Fourth Edition, 2010.

- [12] Bjarngard Be, Chen GTY, Piontek RN, et al. Analysis of dose distributions in whole body superficial electron therapy. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 1977.
- [13] Nahum AE. *The Computation of Dose Distribution in Electron Beam Radiotherapy.* Umea University, New York. 1985.
- [14] Podgorsak EB, Pla C, Pla M, Lefebvre PY, Heese R. Physical aspects of a rotational total skin electron irradiation. McGill University, Québec. 1982.
- [15] AAPM Report 23: Total Skin Electron Therapy: Technique and Dosimetry; Report of Task Group 30 Radiation therapy Committee, American Association of Physicists in Medicine by the American Institute of Physics, 1987.
- [16] Brahme, A.: Physics of electron beam penetration: Fluence and absorbed dose in Proc. of the symposium on electron dosimetry and arc therapy, Madison, Sept. 1981.
- [17] Bagne, F. and Tulloh, M.E.: Low energy electrons. In Practical aspects of electron beam treatment planning, AAPM medical physics monograph No. 2. C.G. Orton and F. Bagne Eds. 1978.
- [18] IAEA TRS-398: Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water. 1997.
- [19] Seltzer, S.M., Hubbell, J.H. and Berger, M.J.: Some theoretical aspects of electron and photon dosimetry. In Proceedings - IAEA International Symposium on National and International standardization of radiation dosimetry, Atlanta, December 1977.
- [20] Bjarngard, B.E., Chen, G.T.Y., Piontek, R.W., Svensson, G.K.: Analysis of dose distributions in whole body superficial electron therapy. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* 1977.
- [21] Holt, J.G., Perry, D.J.: Some physical considerations in whole skin electron beam therapy. *Med. Phys.* 1982.
- [22] Smedal, M.I., Johnston, D.O., Salzman, F.A., Trump, J.G., Wright, K.A.: Ten year experience with low megavolt electron therapy. *Am. J. Roent. Rad. Ther. & Nuc. Med.* 1962.

- [23] Fraass, B.A., Roberson, P.L., Glatstein, E.: Whole-skin electron treatment: Patient skin dose distribution. *Radiol.* 1983.
- [24] Karzmark, C.J., Loevinger, R., Steele, R.E., Weissbluth, M.: A technique for large-field, superficial electron therapy. *Radiology.* 1960.
- [25] Karzmark, C.J.: Physical aspects of whole-body superficial therapy with electrons. *Front. Radiat. Ther. Oncol.* 1968.
- [26] Page, V., Gardner, A., Karzmark, C.J.: Patient dosimetry in the electron treatment of large superficial lesions. *Radiol.* 1970.
- [27] Pla, C., Heese, R., Pla, M., Podgorsak, E.B.: Calculation of surface dose in rotational total skin electron irradiation. *Med. Phys.* 1984.
- [28] Palos, B., Fessenden, P.: TL dosimetry for treatment of mycosis fungoides with 4 MeV electrons. *Med. Phys.* 1982 (abstract).
- [29] Antonov-Romanovskii, V. V., I. F. Keirum-Marcus, M. S. Poroshina & Z. A. Trapeznikova. IR stimuable phosphors. In: Conference of the Academy of Sciences of the USSR on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Moscow, USAEC Report AEC-tr-2435. 1956.
- [30] Huntley, D. J., D. I. Godfrey-Smith & M. L. W. Thewalt. "Optical dating of sediments". 1985.
- [31] Botter Jensen L. et al. *Optically stimulated luminescence dosimetry.* Elsevier. 2003.
- [32] Akselrod, M. S., L. Bøtter-Jensen & S. W. S. McKeever. "Optically stimulated luminescence and its use in medical dosimetry." *Radiation Measurements.* 2007.
- [33] Whitley, V. H. & S. W. S. McKeever. "Photoionization of deep centers in Al₂O₃." *Journal of Applied Physics.* 2000.
- [34] McKeever S.W.S. *Optically stimulated luminescence.* *Nucl. Instrum. Method. B* 184 29-54. 2001.
- [35] Chen R. and Lenny P.L. *Pulse and Integral Optically Stimulated Luminescence (OSL) Memorias III Conferencia linternacional. XIII Congreso Nacional sobre Dosimetría de Estado Sólido. Toluca. México. (2000).*

- [36] Levandowsky A.C. and McKeever S.W.S. Generalized description of stimulated processes without quasiequilibrium approximation. *Phys. Rev. B*43, 8163-8175. 1991.
- [37] Colyott L. E, Akselrod M. S and McKeever S.W.S, *Radiat. Prot. Dosim.* 65263. 1996.
- [38] Akselrod M. S, Agersnap Larsen N, and McKeever S.W.S. *Radiat. Meas.* 32,215. 2000.
- [39] Poolton N.R. J, Botter-Jensen L. and Johnsen O. *Radiat Meas* 24, 531. 1995.
- [40] Pooltom N. R. J, Botter-Jensen L. and Johnsen O. *J. Physc. C: Condens. Matter* 2, 4751. 1997.
- [41] Bourgoin J. And Lannon M. *Point Defects in Semiconductors II* Springer-Verlag. Berlín. 1983.
- [42] Yukihiro E.G, McKeever S. W. S. *Optically Stimulated Luminescence, Fundamentals and Applications.* Oklahoma State University. Oklahoma. 2011.
- [43] Akselrod, M.S., Agersnap Larsen, N., Whitley, V.H. and McKeever, S.W.S. Thermal quenching of F-center luminescence in Al₂O₃:C. *J. Appl. Phys.*1998.
- [44] Yukihiro, E.G., Whitley, V.H., Polf, J.C. et al. The effects of deep trap population on the thermoluminescence of Al₂O₃:C. *Radiat. Meas.*2003.
- [45] Jursinic P. A. Changes in optically stimulated luminescent dosimeter (OSLD) dosimetric characteristics with accumulated dose. *Med. Phys.* 37(1): 132-140. 2010.
- [46] Perks C. A, Yahnke C, and Million M. Medical dosimetry using optically stimulated luminescence dots and microStar Readers. 12th International Congress of the International Radiation Protection Association. 2008.
- [47] Joerg Lehmann, Leon Dunn, Jessica E. Lye. Angular dependence of the response of the nanoDot OSLD system for measurements at depth in clinical megavoltage beams. *Medical Physics* 41, 061712. 2014.
- [48] Perks C. A, Yahnke C, and Million M. Medical dosimetry using optically stimulated luminescence dots and microStar Readers. 12th International Congress of the International Radiation Protection Association. 2008.

- [49] Podgorsak E. B, Pla C, Pla M, Lefebvre P. Y and Heese R. Physical aspects of a rotational total skin electron irradiation. McGill University. Quebec. 1982.
- [50] Bao et al. A technique for pediatric total skin electron irradiation. Radiation Oncology. 2012.
- [51] Jursinic P. A. Characterization of optically stimulated luminescent dosimeters, OSLDs, for clinical dosimetric measurements. Med. Phys. 34(12), 4594–4604. 2007.
- [52] Kerns J. R. Characterization of optically stimulated luminescent detectors in photon and proton beams for use in anthropomorphic phantoms. M.Sc., School of Biomedical Sciences at Houston The University of Texas, Houston. 2010.
- [53] Kim D. W., Chung W. K., Shin D. O., Yoon M., Hwang U. J., Rah J. E, Jeong H., Lee, D. Shin S. Y., Lee S. B., and Park S. Y., “Dose response of commercially available optically stimulated luminescent detector, Al₂O₃:C formegavoltage photons and electrons,” Radiat. Prot. Dosim. 149, 101–108. 2012.
- [54] Almond P.A. Total skin/electron irradiation technique and dosimetry. University of Louisville. Kentucky.

8. APÉNDICES

8.1 RESUMEN DE PRINCIPIALES MATERIALES OSL, PROPIEDADES RELEVANTES Y REFERENCIAS CLAVES.

Material OSL	Aplicación o Potencial Aplicación	Estimulación de Longitud de Onda Óptima	Banda de Emisión y Vida Media	Zeff	Referencias
Al ₂ O ₃ :C	Dosimetría personal, ambiental, médica y espacial.	525 nm (verde)	335 nm (<7 ns), 420 nm (35ms)	11.3	Akselrod and McKeever, 1999; (McKeever y Akselrod 1999)
BeO	Dosimetría personal	435 nm (azul)	335 nm (TL), 380 nm (OSL)	7.2	(Bulur y Goksu, 1998; Sommer y Henniger, 2006; Sommer, Freudenberg y Henniger, 2007; Sommer, Jahn y Henniger, 2008)
Mg:Tb	Dosimetría personal	500-570 nm (verde)	350 – 700 nm	10.8	(Bos, Prokic y Brouwer, 2006)
BaFX:Eu ²⁺ (X=Br, Cl, I)	Imágenes RX	495 nm 590 nm	490 nm (750 ns)	~50	(Rowlands, 2002; Sonoda et al., 1983; von Seggem, 1999)
Cu+ dopado con cuarzo fundido.	Dosimetría con Fibra Óptica	790 nm (Rojo)	540 nm	11.8	(Justus et al., 1999)
KCl:Eu	Dosimetría con Fibra Óptica, Imágenes RX	560 nm	420 nm (~1µs)	18.1	(Douguchi et al., 1999; Gaza y McKeever, 2006; Klein y McKeever, 2008)

Tomada y modificada de Yukihiro E.G, McKeever S. W. S. "Optically Stimulated Luminescence, Fundamentals and Applications". Oklahoma State University. Oklahoma. 2011 ^[42].

8.2 REPORTE DEL PORCENTAJE DOSIS MEDIDO CON DETECTORES TLD Y OSLD EN SIETE PACIENTES DIFERENTES.

Lugar de Ubicación	PACIENTE						
	TLD			OSLD			
	No. 1	No. 2	No. 3	No. 4	No. 5	No. 6	No. 7
1/2 Frente Nacimiento Cuero Cabelludo	92	82	93	102	109	122	102
Superior Occipital	118	103		106			
Parietal Izquierdo	101	84		58			
Detrás de la Oreja	108	107	94	69			
Submentoniano		106	99	110			
Cuello Lateral Derecho		85	69	50	74	101	82
Cuello Posterior			93	110	103	114	108
Escapula Derecha	88	74	67		96	116	114
Axila Derecha	73	69	81	68	34	46	86
Codo Izquierdo		139	120	82			
Dorso de la Mano Izquierda	94		87	92	116	98	92
Esternon		97	95	103			
Cintura Anterior	99		105	102	107	114	111
Cintura Posterior	84	95	87	113	105	121	109
Cintura Lateral Izquierda	99		98	85	76	73	77
Debajo de la Mama			11	68			
Muslo Anterior		113	107	95	105	111	111
Muslo Posterior		109		106			
Rodilla		107	110	98			
Dorso Sup. Pie Derecho	122	134	133	132	135	139	141
Talón Posterior Derecho	114		127	94			
Tobillo Derecho Externo		11		94	82	106	96
PROMEDIO	99	95	93	92	95	105	102