



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DISEÑO, CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN,
POR MEDIO DE DOSIMETRÍA, DE UNA FUENTE
TRIBOLÓGICA DE RAYOS X

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
FÍSICA

PRESENTA:

MARÍA CRISTINA HERNÁNDEZ HERNÁNDEZ

DIRECTOR DE TESIS:

DR. JUAN VALENTÍN ESCOBAR SOTOMAYOR



CIUDAD DE MÉXICO MAYO, 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Diseño, construcción y caracterización, por medio de dosimetría, de una fuente tribológica de rayos X

por

María Cristina Hernández Hernández

Tesis presentada para obtener el grado de

Física

en la

FACULTAD DE CIENCIAS

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Mayo, 2019

1. Datos del alumno

Hernández

Hernández

María Cristina

55 27 48 48 80

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

311278086

2. Datos del tutor

Dr.

Juan Valentín

Escobar

Sotomayor

3. Datos del Sinodal 1

Dra.

María Ester

Brandan

Siqués

4. Datos del Sinodal 2

Dr.

Mayo

Villagrán

Muniz

5. Datos del Sinodal 3

Dr.

Rodrigo

Roldán

Marín

6. Datos del Sinodal 4

Dr.

Javier

Miranda

Martín del Campo

7. Datos del trabajo escrito

Diseño, construcción y caracterización, por medio de dosimetría, de una fuente tri-
bológica de rayos X

185 p

2019

Agradecimientos

Primero que nada quiero agradecer a la UNAM y en especial a la Facultad de Ciencias por haberme permitido ser parte de ella y por las incomparables oportunidades que me brindó desde el primer día que entré. Agradezco mucho a cada uno de mis profesores, ayudantes y compañeros en general por todo el conocimiento que me impartieron, además de su apoyo para seguir adelante día a día.

A mi asesor, el Dr. Juan Valentín Escobar, con quien tuve la suerte de encontrarme en la carrera y tenerlo como guía en este proyecto. Muchas gracias por todas las enseñanzas, la confianza y la paciencia para orientarme durante todo el desarrollo de esta tesis.

Agradezco también a la Dra. María Ester Brandan y al Dr. Javier Miranda por su gran apoyo para realizar algunas partes experimentales y por su conocimiento impartido para analizar y comprender parte de los resultados obtenidos.

A los técnicos del IFUNAM por su importante contribución de asistencia técnica durante el proyecto: Eduardo López, Héctor Cruz Manjarrez, Maira Pérez y Jorge Israel Cruz. Al personal del taller de maquinado y en especial a Joel Osornio Martínez por su impecable trabajo. Así como al grupo de Imagenología Biomédica por prestarnos su detector de rayos X.

Gracias al proyecto PAPIIT DGAPA-UNAM IA-103018, IA-101216 y al proyecto CONACYT CB-2013-221235-F, por el apoyo recibido en forma de beca.

A mi familia y amigos:

Humberto y Diego. Amigos de la facultad y de la vida, sin ustedes mi paso por la carrera hubiera sido increíblemente más difícil y aburrido, gracias por todo su apoyo.

Ángeles. Gracias por ser la mejor amiga del mundo en estos casi 12 años. Desde la secundaria hemos sido el pilar una de la otra y así será siempre, gracias a ti y a tu familia por todo.

Mi familia y amigos de Collage. Gracias por todos estos años de risas, lágrimas, bailes, eventos e infinitos momentos inolvidables. Todos ustedes son partes esencial de mi vida.

Chiir. Gracias por ser mi mejor amigo y mi novio, por ser mi motor y mi soporte cuando más lo necesito, por amarme y creer siempre en mí.

Mis tías, por darme su apoyo incondicional y sus consejos que siempre tengo presentes.

Mis hermanas, mi ejemplo a seguir de vida, gracias por acompañarme siempre y estar tan orgullosas de mí. A Max, por animarme a ser una mejor persona y querer construir un mundo mejor para tí.

Y por último a mi mamá, la persona más importante en mi vida. Gracias por nunca dejar de confiar en mí, por impulsarme aunque estudiar física no era tu primera opción para mí, todos mis logros te los dedico a tí, porque son tuyos y son gracias a tí.

Diseño, construcción y caracterización, por medio de dosimetría, de una fuente tribológica de rayos X

por

María Cristina Hernández Hernández

Resumen

La separación de dos sólidos que se encuentran en contacto adhesivo a menudo resulta en la emisión de fotones, como luz visible, llamada triboluminiscencia, e incluso rayos X. Se cree que esto tiene relación con la separación de cargas. Anteriormente se ha reportado que al despegar cinta adhesiva común en un ambiente de vacío moderado, se producen emisiones de pulsos de rayos X de alrededor de 15 keV. En este trabajo se presenta el diseño, la construcción y la caracterización de una fuente tribológica de rayos X. La motivación principal de esta investigación es evaluar su posible uso en el área de la Física Médica, por lo cual este sistema es caracterizado por medio de dosimetría termoluminiscente utilizando TLD-100 para las mediciones de la distribución angular de kerma en aire y TLD-300 para las mediciones de energía efectiva de los fotones. Los resultados de distribución angular mostraron un valor de kerma máximo entre los 45° y 67.5° , que al corregirse por la distancia se muestran prácticamente constantes, y la energía efectiva promedio obtenida fue de 10.17 ± 2.64 keV. El espectro medido con un detector de rayos X mostró que claramente se tiene una emisión por *bremmstrahlung*.

Abstract

The separation of solids in adhesive contact often results in the emission of photons, such as visible light, called triboluminescence, and also X-rays. This is believed to be related to charge separation. It has previously been reported that peeling common adhesive tape in a moderate vacuum produces the emission of X-ray pulses of about 15 keV. In this work we present the design, construction and characterization of a tribologic source of X-rays. The main motivation of this investigation is to evaluate the potential application in Medical Physics, whereby this system is characterized through thermoluminescent dosimetry using TLD-100 for measurements of the angular distribution of air kerma and TLD-300 for the measurements of effective energy of the photons. The results of the angular distribution show the maximum kerma placed between 45° and 67.5° , which

when corrected by distance are practically constant, and the average energy obtained was 10.17 ± 2.64 keV. The spectrum measured with an X-ray detector showed that the emission is clearly for *bremmstrahlung*.

Índice general

1. Introducción	11
2. Conceptos preliminares	15
2.1. Efecto triboeléctrico	16
2.1.1. Superficies cargadas	16
2.1.2. Electrificación por contacto	18
2.1.3. Serie triboeléctrica	20
2.2. Descarga eléctrica en gases	21
2.2.1. Descarga de Townsend	22
2.2.2. Curvas de Paschen	25
2.2.3. Mecanismo de Ecton	27
2.3. Radiación	29
2.4. Rayos X	30
2.4.1. Radiación de frenado o ‘ <i>Bremsstrahlung</i> ’	32
2.4.2. Aplicaciones médicas	34
2.5. Dosimetría	38
2.5.1. TLD-100	39
2.5.2. Medición de dosis y energía	40
3. Fuentes tribogeneradoras de rayos X	44
4. Diseño de la fuente tribológica de rayos X	56
5. Desarrollo Experimental	63
5.1. Selección de los TLD-100	63
5.1.1. Tratamiento térmico	63
5.1.2. Irradiación	65

5.1.3. Lectura	66
5.2. Calibración de los TLD-100 y TLD-300	68
5.2.1. Caracterización del haz	70
5.2.2. Calibración TLD-100	71
5.2.3. Calibración TLD-300	74
5.3. Método para la generación de rayos X	75
5.3.1. Calibración de la velocidad del motor	75
5.4. Esquema de la fuente	76
5.4.1. Sistema para el desenrollado	81
6. Resultados y discusión	82
6.1. Medición de dosis	82
6.1.1. Experimento 1	82
6.1.2. Experimento 2	87
6.1.3. Experimento 3	90
6.2. Corrección por la distancia	95
6.3. Medición de energía	96
6.3.1. Experimento 1	96
6.3.2. Experimento 2	99
6.3.3. Experimento 3	100
6.3.4. Comparación de señal entre TLD-100 y TLD-300	103
6.4. Espectro de energía	104
6.5. Autoconsistencia con el modelo de placas paralelas y avalancha de Townsend	111
6.6. Comparación de resultados con experimentos previos	114
7. Conclusiones	118
A. Selección de los TLD-100	121
B. Método alternativo para la medición de la energía con TLD-300	123
B.1. Calibración	123
B.2. Resultados	125
C. Curvas de brillo	127
C.1. Experimento 1	128
C.2. Experimento 2	137

C.3. Experimento 3	142
D. Deconvoluciones	147
D.1. Experimento 1	147
D.2. Experimento 2	157
D.3. Experimento 3	168
E. Curvas de Paschen y avalancha de Townsend	179
Bibliografía	182

Capítulo 1

Introducción

La tribología es aquella rama de la ciencia e ingeniería que se encarga de estudiar la interacción de superficies en movimiento relativo. La palabra se deriva del griego, donde el prefijo *tribo* significa frotamiento, así que podría traducirse como la ciencia de la fricción. El término fue utilizado por primera vez en 1966 en el reporte de Peter Jost [1], a quien se considera el fundador de esta disciplina [2]. Esta área es de gran interés en el ámbito de la física, química, tecnología de materiales, e incluso en el entorno de la medicina, y a partir de ahí se han derivado diversas ramas como la biotribología y la nanotribología.

La fricción es un fenómeno muy estudiado en el medio científico puesto que es un proceso fundamental que no ha sido comprendido del todo. Leonardo da Vinci fue uno de los primeros en hacer estudios sobre tribología en el siglo XV [3]. Desde entonces y hasta la fecha las investigaciones en esta área continúan y cada vez se abren más oportunidades de estudio, como por ejemplo, se ha mostrado que por medio de la tribo-electrificación y, bajo ciertas condiciones, es posible generar rayos X.

Los rayos X, desde su descubrimiento en 1895 por Wilhelm Conrad Röntgen, han estado estrechamente relacionados con la medicina, debido a que con ellos es posible la visualización de estructuras internas, lo cual facilita los diagnósticos médicos e incluso se han desarrollado tratamientos con este tipo de radiación ionizante.

La radiación consiste en la propagación de energía electromagnética; si esta energía es capaz de extraer electrones de sus estados ligados en la materia, entonces se le conoce como ionizante, como es el caso de los rayos X. De no tomar las medidas correctas puede

ser perjudicial para la salud el exponerse a este tipo de radiaciones. En un principio esto se ignoraba en la sociedad y tanto los médicos como los pacientes y las personas en general eran irradiados sin necesidad alguna, lo cual provocó daños desde quemaduras leves en la piel hasta la muerte en algunos casos. A partir de entonces se hizo evidente la necesidad de establecer medidas de protección, lo que dió origen a lo que hoy se conoce como seguridad o protección radiológica.

La protección radiológica está definida por la Agencia Internacional de Energía Atómica (IAEA por sus siglas en inglés) como: “La protección de las personas contra los efectos nocivos de la exposición a las radiaciones ionizantes y los medios para lograrlo”. Esta disciplina estudia los efectos de las dosis impartidas por la radiación y los procedimientos para proteger a los humanos de sus consecuencias. Uno de los principios fundamentales de la seguridad radiológica es la optimización o ‘Principio ALARA’. El término ALARA corresponde a las siglas en inglés de la expresión “tan bajo como sea razonablemente posible” (*As Low As Reasonably Achievable*), por lo que su objetivo es reducir la dosis esperada, y para lograr esto es importante llevar a cabo mediciones de **dosimetría**. Este es un campo dedicado a la medición y evaluación de la dosis absorbida de radiación ionizante en el medio irradiado.

En México, la dosimetría tiene una historia de aproximadamente 40 años y ha sido uno de los recursos más importantes con que cuenta el personal que trabaja con fuentes de radiación ionizante, llamado POE (personal ocupacionalmente expuesto), para su protección. La dosimetría personal empezó con películas radiográficas de las cuales se derivaron las de tinte radiocrómico, técnica que aún se sigue utilizando, principalmente por razones económicas. Sin embargo en la actualidad se ha visto rebasada por la Dosimetría Termoluminiscente, la cual se ha convertido en tecnología de punta debido las características de los materiales utilizados, así como a nuevas técnicas y *software* que permiten incrementar su potencia [4].

El objetivo de este trabajo es diseñar, construir y caracterizar, a través de la dosimetría, un dispositivo que, por medio de la tribología, genere rayos X. Para esto se utilizó cinta adhesiva *Scotch 3M* y aunque ha sido empleada en trabajos similares como fuente de radiación, pocas veces se ha orientado al ámbito de la Física Médica y nunca se ha caracterizado con dosimetría. En esta tesis se propone, inicialmente, un diseño ‘compacto’ de un sistema cuya finalidad es desenrollar una cinta adhesiva desde su base hasta un cilindro colocado en el eje de un motor de corriente continua. Este sistema fue fabricado de manera que pudiera estar contenido en una cámara de vacío.

La caracterización de la fuente se realizó utilizando dosímetros termoluminiscentes (TLD-100 y TLD-300). Los dosímetros fueron colocados en los orificios de una diadema diseñada para que cada uno se encontrara a un ángulo diferente. Para utilizar esta técnica fue necesario hacer primero una selección de los dosímetros más homogéneos entre un lote de 23. El proceso de selección se realizó tres veces, con la finalidad de obtener una mejor estadística y resultados más confiables. Dicho proceso consistió en el horneado, siguiendo los protocolos establecidos, la irradiación con una fuente de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ a un kerma en aire de 331.7 mGy aproximadamente y la lectura de los TLD-100. Una vez seleccionados los dosímetros, se procedió a tomar las mediciones del experimento. Los TLD-100 se utilizaron para medir los valores de kerma en aire de los rayos X emitidos por la fuente, y los TLD-300 para medir la energía efectiva de sus fotones. Ambas mediciones requieren de métodos distintos de análisis.

Los TLD-100 se calibraron con un mamógrafo GE Senographe 2000D del Instituto de Física de la UNAM, de manera que al obtenerse la señal termoluminiscente en el equipo lector, mediante el ajuste de una curva, se pudiera relacionar directamente con la dosis recibida. Los TLD-300 se calibraron previamente por investigadores y expertos en el tema [5], de forma que al realizar la deconvolución de las curvas de brillo que genera el equipo al leer los dosímetros, se pudiera calcular un parámetro que se encuentra relacionado directamente con la energía efectiva de los rayos X emitidos. Cabe aclarar que esta técnica nunca había sido probada para irradiaciones en vacío, pero resulta en datos realmente interesantes.

Para la medición de kerma en aire se realizaron tres experimentos con TLD-100 y para la medición de energía efectiva de igual manera fueron tres experimentos, pero esta vez con TLD-300. En cada uno de ellos se desenrollaron diez cintas adhesivas *Scotch 3M*, con el motor conectado a una fuente de voltaje a 9 V y 1.03 A, a una velocidad de aproximadamente 82 rpm. Los resultados mostraron una clara distribución angular del kerma, con un valor máximo entre los 45° y 67.5° , respecto del centro de la diadema, que al corregir por la distancia del vértice a los dosímetros dichos valores se emparejan, mostrando que la intensidad depende principalmente de la distancia y no del ángulo. En las mediciones de energía efectiva de los fotones se encontró un valor promedio total de los tres experimentos de (10.17 ± 2.64) keV, que resultó relativamente constante, mostrando que, mientras el flujo de rayos X puede variar hasta un factor de cuatro, la energía efectiva de los fotones es independiente del ángulo de observación. Estos resultados sugieren que cualquier anisotropía de la radiación proviene de variaciones de flujo, pero que la forma

del espectro en sí es independiente del ángulo al que se mida.

Dado que los dosímetros, por el material del que están hechos, no presentan efectos no lineales como el *pile-up*, esta técnica nos permite evitar problemas asociados a detectores de estado sólido y realizar experimentos sin visualizar este tipo de fenómenos.

Por último se encontró que el modelo de una avalancha autosostenida, junto con la suposición de tener una geometría de placas paralelas, no es autoconsistente si se considera una diferencia de potencial de 20 kV. Por lo que se cree que en este caso las descargas de nano-segundos tienen un rol muy importante y se trata de un fenómeno complejo cuyos mecanismos fundamentales no están del todo comprendidos.

Este proyecto tiene muchas oportunidades de investigación más allá de esta tesis, las cuales se planean llevar a cabo en un futuro, como por ejemplo, con este mismo sistema se puede realizar una caracterización de la velocidad a la que se desenrolla la cinta y a su vez encontrar una relación con la dosis y la energía. Otro experimento interesante sería probar con otro tipo de cintas, ya que la adhesión puede variar entre las distintas marcas. Con la misma idea de una fuente tribológica de rayos X, se puede diseñar un dispositivo portátil, el cual, en vez de cintas, contenga dos cilindros puestos en contacto y girando uno relativamente del otro. Estos cilindros deberán ser de materiales especiales, los cuales se encuentren lo suficientemente separados en la serie triboeléctrica, como para emitir rayos X al deslizarse entre ellos. Este nuevo sistema abre las puertas para otros análisis, como cambios de temperatura en los materiales y su influencia en la emisión de energía, examinar las posibles microexplosiones en alguno de los cilindros, y demás experimentos que resultan atractivos para la comunidad científica.

Esta tesis está organizada de la siguiente manera: en el segundo capítulo se exponen los conceptos principales y necesarios para comprender el proyecto. En el capítulo tres, se muestran ejemplos de algunas de las fuentes tribológicas previamente construidas y estudiadas. En el cuarto capítulo se presentan las imágenes y la descripción del diseño del sistema. En el siguiente se describe detalladamente el desarrollo experimental llevado a cabo. En el sexto capítulo se presentan los resultados, el análisis y la discusión de los mismos y, finalmente, en el último apartado se muestran las conclusiones y las expectativas del proyecto.

Capítulo 2

Conceptos preliminares

En este capítulo se presentan los conceptos teóricos básicos para comprender el proyecto realizado en esta tesis. En la sección 2.1 se detalla el efecto triboeléctrico y los diferentes tipos de transferencia de carga entre materiales, haciendo énfasis en la electrificación por contacto de los materiales que serán utilizados. En el inciso 2.2 se describe el proceso de algunos de los tipos de descarga eléctrica que existen en gases, así como la descripción de la Ley de Paschen y sus respectivas curvas. En la sección 2.3 se da una breve explicación acerca de cómo influye la temperatura de ciertos materiales, como metales o semiconductores, en su comportamiento eléctrico. En los últimos apartados se tratan los principios básicos de la radiación, haciendo hincapié en los rayos X y, finalmente, se establecen los conceptos necesarios de la dosimetría, principalmente la termoluminiscente.

2.1. Efecto triboeléctrico

Los rayos X en una fuente tribológica se producen debido a la separación de superficies cargadas. En las próximas secciones se mencionan los diferentes procesos de separación de carga que existen entre los distintos materiales, para lo cual es importante conocer el concepto de efecto triboeléctrico. El efecto triboeléctrico es un tipo de electrificación provocado por el contacto relativo entre dos materiales. Por ejemplo, durante el frotamiento directo se acumula carga eléctrica positiva y negativa en las superficies respectivas. La polaridad y la densidad de cargas producidas dependen de los materiales utilizados, la aspereza superficial, la temperatura y la fuerza aplicada entre superficies, entre otras características [6].

2.1.1. Superficies cargadas

Si la superficie de un material se encuentra cargada es porque tiene un exceso de protones respecto al número de electrones o un exceso de electrones cerca o en la superficie misma. Si la carga superficial es negativa, entonces se tiene un exceso de electrones. En el caso de los **metales** el exceso de carga negativa se da por la presencia de electrones libres, es decir, que no se encuentran confinados a átomos específicos y tienen libertad de movimiento a través del material, mientras que para los **aislantes**, el exceso de electrones puede estar ligado a las moléculas de la superficie o a la red del sólido, en cuyo caso, están restringidos a moverse únicamente en el interior de la estructura molecular o de la red, formando así iones negativos [7]. Ahora bien, si la carga es positiva, implica un exceso de protones o, en algunos casos, un déficit de electrones, transformando así a los átomos en iones positivos.

A partir de lo anterior, podemos decir que las cargas estáticas en un metal están confinadas a la superficie y no hay campo eléctrico en su interior. Por su parte, los materiales aislantes pueden tener cargas dentro de su volumen pero, para los fenómenos estudiados aquí, podemos decir que éstas no contribuyen a la transferencia.

Los iones y electrones pueden transferirse de una superficie a otra mediante dos formas; ya sea que se muevan porque se encuentran en un campo eléctrico afín, o por medio de la difusión, la cual ocurre cuando hay una diferencia de concentración de partículas cargadas en las superficies. Debido a la rugosidad natural de los materiales, cuando dos

superficies se ponen en contacto, son pocos los puntos que realmente se tocan, pero al deslizar una contra la otra, el punto de una superficie permanecerá en contacto con el otro punto cierto tiempo hasta que se separen y el punto original de contacto queda libre para un nuevo punto. Con el transcurso del tiempo existirán múltiples puntos de contacto involucrados en el proceso, dando lugar a la triboelectrificación.

Campo eléctrico debido a una superficie cargada

Dentro de un conductor, como los metales, con cierta densidad de carga σ el campo eléctrico es nulo. En los dieléctricos¹ ocurre algo distinto; este tipo de materiales tienen como efecto disminuir el campo eléctrico justo afuera de la superficie cargada por un factor de $2/(1 + K)$, como se muestra en la Figura 2-1, donde K es la constante dieléctrica del material, a diferencia de los aislantes no dieléctricos donde el campo eléctrico depende únicamente de la geometría.

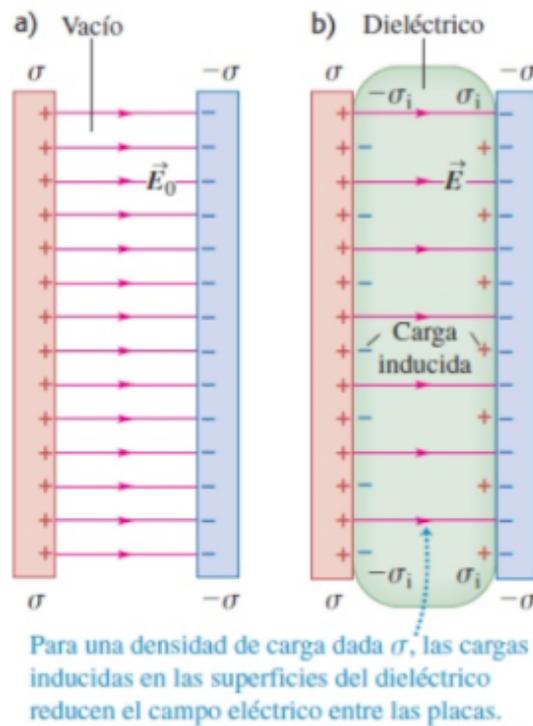


Figura 2-1: Líneas de campo eléctrico a través de a) vacío y b) un dieléctrico. Figura adaptada de la referencia [8].

¹Todos los dieléctricos son aislantes, mas no todos los aislantes se comportan como dieléctricos.

En el caso de un semiconductor la distribución de cargas dependerá del tiempo en el que ha permanecido la carga. Si sólo ha estado ahí un tiempo corto, comparado con el tiempo de la redistribución de carga, entonces se comportará como un aislante, y si se ha mantenido el suficiente tiempo como para formar una configuración estable, entonces se comportará como un metal.

El fenómeno de la triboelectrificación puede dar lugar a densidades de carga muy altas, lo cual resulta en rupturas eléctricas en la atmósfera. A su vez, el campo requerido para ocasionar estas caídas depende de la distancia que exista entre los electrodos o superficies. Mientras más corta sea la distancia, mayor será el campo necesario.

2.1.2. Electrificación por contacto

Metal con metal

Si dos superficies del mismo metal son puestas en contacto se presentan altos valores de adhesión y fricción. Por su parte, la fricción entre metales distintos puede llevar a deformaciones irreversibles y altas temperaturas que incluso provoquen el derretimiento de los mismos.

En 1950 Harper [7] demostró que la magnitud de la carga generada por el contacto entre dos esferas metálicas distintas es proporcional al potencial de contacto, y que dicho potencial está dado por la diferencia de funciones de trabajo de cada uno de los metales. Notó que al separar ambas esferas debía existir una pequeña descarga entre ellas, de manera que la carga que queda no es la misma que se encuentra al momento inicial del contacto. Esto implica que la corriente que se fuga conforme se separan las esferas, determina la carga final en ellas, más no define la cantidad de carga que se transfiere en el proceso. Gracias a sus experimentos se comprobó que la electrificación por contacto entre dos metales se da mediante la transferencia de electrones.

Metal con aislante

Hace algunos años se debatía entre si la adhesión entre metales y aislantes se da por las fuerzas de Van der Waals o por electrostática, pero después de los experimentos realizados por Graf con Harrach y Chapman [9], se mostró que en el proceso la contribución electrostática era mayor y dependía del metal utilizado.

A pesar de este hecho aún existen discusiones respecto a la naturaleza de los portadores de carga durante la transferencia. Quienes proponen que los electrones son los que se transfieren, han observado ciertas relaciones que ayudan a apoyar su teoría, entre ellas se encuentra que:

- La transferencia de carga es proporcional a la diferencia de funciones de trabajo de los respectivos materiales ($\phi_1 - \phi_2$).
- Existe una relación lineal entre la carga depositada y la función de trabajo del metal, la cual se mantiene únicamente si los materiales se ponen en contacto más de una vez o si el contacto implica un deslizamiento.

Por otro lado, algunos grupos dicen no haber encontrado relación entre la función de trabajo y la fuerza de adhesión, expresando así que los electrones no son los portadores de carga en la transferencia, pues además se necesitarían de 2 eV a 3 eV para entrar en la banda de conducción, lo cual es poco probable, aunque de acuerdo con Fukada y Fowler [10], la transferencia electrónica podría ser posible si se consideran las trampas de electrones. De manera que, en este caso, se sostiene que los portadores de carga son los electrones.

Aislante con aislante

Igual que en el caso anterior, la electrostática es el fenómeno que juega el papel principal en la transferencia de carga entre aislantes. Sin embargo, aún existen fuertes discrepancias acerca de la naturaleza de los portadores de carga. Por una parte, se tiene la opinión de la Escuela Rusa de Adhesión fundada por Deryaguin [11], que afirma que los electrones son los que se transfieren durante el contacto, mientras que Harper y el grupo de Whitesides sostienen que no son los electrones, sino iones en movimiento los portadores de la carga en la electrificación entre aislantes.

Algunas de las diferencias más importantes, aparte de la naturaleza de los portadores de carga, son las escalas de tiempo necesarias para la electrificación durante la separación de superficies y, que para la teoría electrónica, el equilibrio termodinámico se da al momento del contacto, mientras que para la teoría iónica ocurre durante la separación.

2.1.3. Serie triboeléctrica

La ‘Serie triboeléctrica’ es una lista empírica de materiales dispuesta en un determinado orden. Al poner en contacto dos materiales de la secuencia, el que esté en la posición más alta se cargará positivamente, mientras que el que se sitúe más abajo se cargará negativamente. Además, cuanto más separados estén los materiales en la tabla, más intensa será su electrificación.

Estas tablas, aunque orientativas, no siempre son confiables, puesto que dependen del estado de las superficies que se ponen en contacto, de la humedad, de la temperatura, y de otros factores; son meramente cualitativas y se crearon en un intento por cuantificar los valores de polaridad de los materiales [12]. En la Tabla 2-1 se muestra una recopilación de las diferentes series publicadas con algunos de los materiales más comunes.

Tabla 2-1: **Serie triboeléctrica** [12]

Mayor carga positiva (+)
Nailon
Lana
Seda
Celulosa
Papel
Algodón
Madera
Caucho duro
Acetato
Rayón
Lucita
Alcohol de polivinilo
Poliéster
Dacrón
Estireno
Orlón
Film plástico
Poliuretano
Polietileno
Polipropileno
Vinil (PVC)
Silicón
Teflón
Mayor carga negativa (-)

2.2. Descarga eléctrica en gases

Una vez que ocurre la separación entre superficies cargadas, se da lugar a una descarga eléctrica, en la cual se generan los rayos X, por lo tanto a continuación se describen estos procesos. La descarga en gases es esencialmente una corriente eléctrica que fluye a través de un medio gaseoso, de manera que el gas se convierte en un conductor. Se caracteriza por tener la capacidad de generar iones en el medio, debido a que se encuentra sometido a un campo eléctrico.

Al separarse dos sólidos electrificados por contacto se da lugar a una descarga; a fin de obtener información acerca de la magnitud de las densidades de carga que permanecen en las superficies es importante conocer el mecanismo de la descarga y la escala de tiempo en la que sucede. En esta sección se presentan dos de los mecanismos de descarga. A uno de ellos se le conoce como descarga de Townsend y al otro como modelo de Ecton [13].

2.2.1. Descarga de Townsend

La descarga de Townsend es un proceso de ionización de gases donde los electrones libres acelerados por un campo eléctrico suficientemente fuerte aumentan la conductividad eléctrica a través del gas, por un efecto de multiplicación en cascada causado por la ionización de moléculas. Este tipo de descarga es el más común y el mejor entendido a una presión dada [13].

Si se considera un gas con electrones libres acelerados por un campo eléctrico, cada electrón experimentará ciertas colisiones (de excitación, ionización o elásticas). Al tomar en cuenta únicamente las colisiones de ionización podemos definir una frecuencia de ionización, ν_{ion} [s^{-1}], como el número de eventos de este tipo realizados por un solo electrón libre por segundo. Una vez definido este concepto, podemos considerar la dependencia en el tiempo de los electrones ‘creados’ por los electrones libres; esto es simplemente la tasa de ionización de un sólo electrón libre (ν_{ion}) multiplicada por el número de electrones libres en una unidad de volumen (N_e [$\#/m^3$]). No obstante, el número de electrones libres estará incrementando con el tiempo debido a que cada ionización crea un nuevo electrón. Por lo tanto, la tasa de cambio del número de electrones libres puede describirse como:

$$\frac{dN_e}{dt} = \nu_{ion}N_e. \quad (2-1)$$

Si se supone que ν_{ion} es constante, es posible resolver la ecuación,

$$N_e(t) = N_e(0)e^{\nu_{ion}t}. \quad (2-2)$$

Esta ecuación nos indica que el número de electrones crece de manera exponencial. A

esto se le llama avalancha de electrones y gráficamente podemos observarlo en la Figura 2-2.

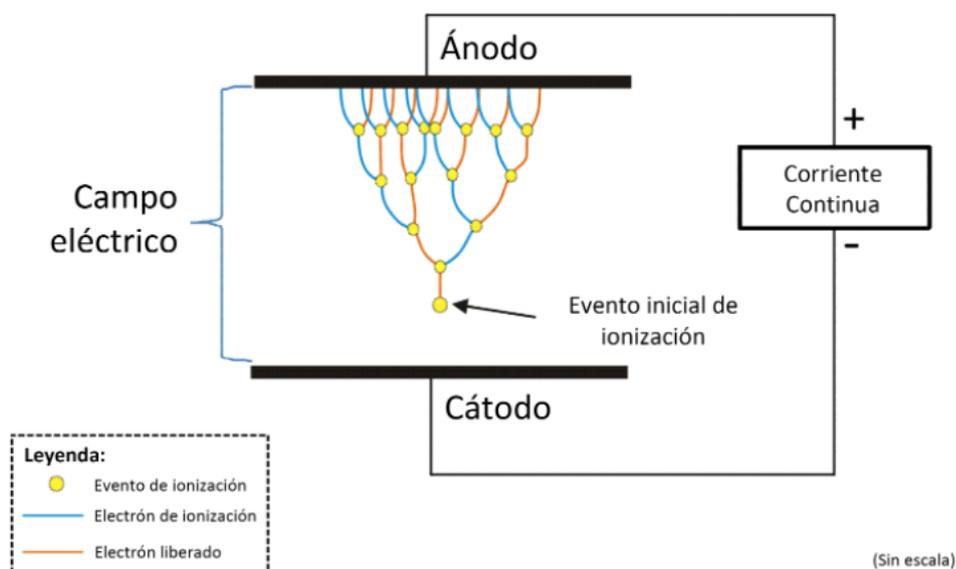


Figura 2-2: Efecto de descarga en avalancha
 Figura adaptada de la referencia [14].

Hasta ahora se ha considerado únicamente el efecto de avalancha en el tiempo, pero a veces es más fácil pensarlo en el espacio.

Así como se definió la frecuencia de ionización en el tiempo se puede definir un concepto similar para el espacio. Esto es, el número de electrones creados por un solo electrón libre, a medida que atraviesa una distancia de un centímetro es α [$\#/cm$]. La razón entre ambas cantidades (ν_{ion}/α) tiene unidades de velocidad; a ésta se le conoce como velocidad de deriva o de desplazamiento v_d^2 .

Al igual que se definió para la parte temporal, en el espacio se describe la tasa de cambio como:

$$\frac{dN_e}{dx} = \alpha N_e, \quad (2-3)$$

²Velocidad promedio que una partícula, como un electrón, alcanza debido a un campo eléctrico.

la cual tendra como solución:

$$N_e(x) = N_e(0)e^{\alpha x}. \quad (2-4)$$

La ecuación anterior también define una avalancha electrónica, sólo que en este caso es en la parte espacial.

Al valor α se le conoce como coeficiente de primera ionización de Townsend o, simplemente, como coeficiente de ionización. Es lógico pensar que el número de colisiones por ionización está relacionado con la rapidez a la que los electrones son acelerados por el campo eléctrico, debido a que la sección transversal de las colisiones es dependiente de la energía. Por consiguiente, se puede ver que α debe ser función del campo eléctrico (E), el cual proporciona la fuerza que acelera los electrones a energías cinéticas adecuadas, y de la presión del gas (p), la cual define el número de átomos posibles a ionizarse. De manera que es posible describir a α como:

$$\alpha = pf(E/p), \quad (2-5)$$

donde la forma más común de α fue encontrada por Townsend, y verificada experimentalmente es:

$$\alpha = Ape^{-\frac{Bp}{E}}, \quad (2-6)$$

donde A y B son constantes que dependen de la composición del gas, cuyas unidades son $[1/\text{cm-Torr}]^3$ y $[\text{V/cm-Torr}]$, respectivamente [13].

Además de la ionización de los átomos (proceso α), los electrones crean más electrones que, de igual manera, contribuyen al flujo de corriente. A esto se le conoce como emisión secundaria o proceso β , donde β es el segundo coeficiente de ionización de Townsend y se define como el número de electrones creados en 1 cm. Un electrón que logre llegar al siguiente electrodo generará $(e^{\alpha d} - 1)$ iones positivos, donde d es la distancia entre

³El torr es una unidad de presión definida como equivalente a un milímetro de mercurio (mmHg), ya que la unidad oficial de presión es el pascal (Pa), el torr se definió exactamente como 101325/760 Pa.

electrodos. Si los iones generados colisionan con el cátodo, se producirá una cantidad extra de $\beta d(e^{\alpha d} - 1)$. Por lo que la corriente total del circuito estará dado por:

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \beta(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (2-7)$$

La condición necesaria para que la corriente sea autosostenida⁴ es que el segundo término del denominador sea igual a 1, para que el cociente sea cero, lo que se traduce a que:

$$\alpha d = \ln\left(\frac{1}{\beta} + 1\right). \quad (2-8)$$

En este caso y para $i_0 = 0$, entonces $i = 0/0 \neq 0$, esto significa que la corriente fluye, incluso en la ausencia de una fuente de electrones externa.

Si hacemos $V = V_t$, donde V_t es la diferencia de potencial umbral al que ocurre una descarga, y sabiendo que $E = V/d$ podemos sustituir la ecuación (2-6) en la ecuación (2-8), encontrando así el potencial umbral o de ignición:

$$V_t = \frac{B(pd)}{C + \ln(pd)}, \quad (2-9)$$

donde C es un coeficiente que depende de A y β .

A la ecuación anterior se le conoce como Ley de Paschen y podemos observar que depende únicamente del producto (pd) [13].

2.2.2. Curvas de Paschen

La Ley de Paschen se llama así en honor al físico alemán Friedrich Paschen que fue el primero en establecerla en 1889. Este científico se dedicó a estudiar la diferencia de potencial de descarga de varios gases entre placas paralelas de metal a medida que la

⁴Una corriente que no depende de la presencia de un agente externo para sobrevivir se le llama corriente autosostenida.

presión y la distancia iban variando. Los resultados de sus estudios pueden resumirse de la siguiente manera:

- Con la distancia (d) entre electrodos constante, el voltaje necesario para producir una descarga a través de la brecha decrece conforme la presión disminuye y después vuelve a aumentar, excediendo su valor original.
- A una presión (p) constante, la diferencia de potencial necesaria para ocasionar una descarga se reduce a medida que la distancia entre electrodos disminuye hasta un valor mínimo y después comienza aumentar excediendo su valor original.

Las curvas que encontró de la diferencia de potencial contra el producto de presión y distancia (pd) son llamadas **Curvas de Paschen**, las cuales se pueden verificar experimentalmente (Figura 2-3).

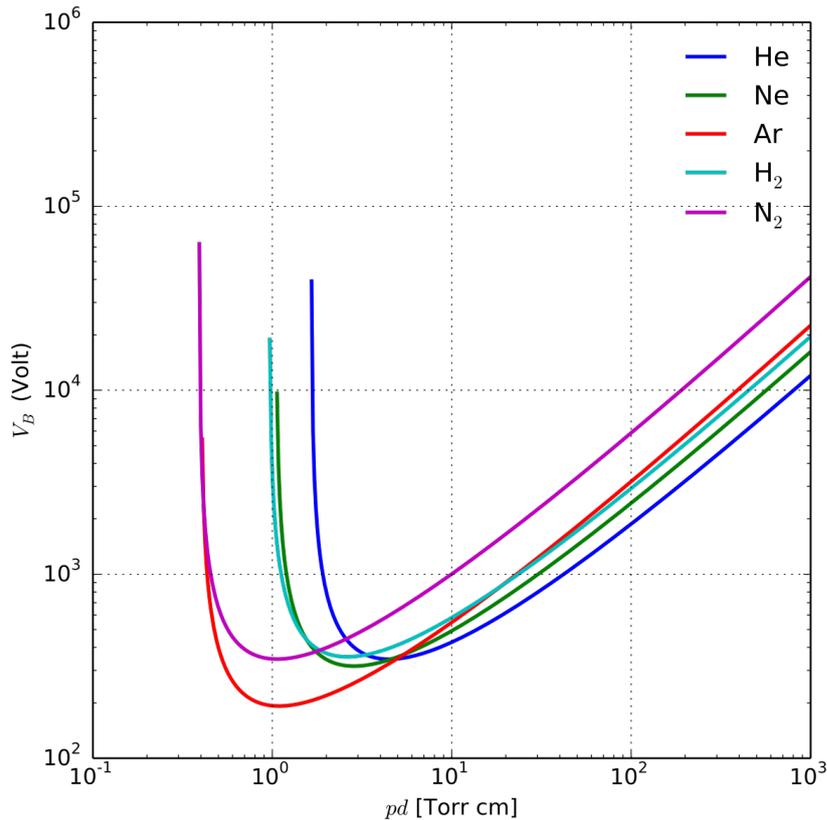


Figura 2-3: Curvas de Paschen obtenidas para Helio, Neón, Argón, Hidrógeno y Nitrógeno
 Figura adaptada de la referencia [14].

En este caso, la curva que nos interesa es la de nitrógeno debido a que los experimentos se realizan en aire, el cual está compuesto en 78 % de N₂, 21 % de O₂ y 1 % de otros gases como He, Ar, H₂ y Ne.

En la Tabla 2-2 se muestran algunos de los valores para las constantes A y B, para los diferentes gases.

Tabla 2-2: Constantes de Paschen [14]

Gas	A(Torr ⁻¹ cm ⁻¹)	B(V·Torr ⁻¹ cm ⁻¹)
H ₂	5	130
N ₂	12	342
Aire	15	365
He	3	34
Ne	4	100
Ar	14	180

Los valores de A y B se determinan experimentalmente y son constantes únicamente en un rango restringido de (E/p) para un cierto gas.

Estas curvas son realmente importantes, debido a que a partir de ellas es posible conocer la densidad de carga que tuvo lugar en el proceso. Esto puede lograrse suponiendo diferentes densidades de carga σ y graficando la relación: $V = 4\pi\sigma d$, la cual quedará superpuesta a la curva de Paschen. Las distintas líneas intersectarán a la curva en varios puntos, pero aquella que la intersecte en la diferencia de potencial a la cual tuvo lugar la descarga será la que tenga la densidad de carga correcta. Dicha diferencia de potencial se calcula como doble de la energía medida de los fotones emitidos. Con este análisis es posible conocer tanto la densidad de carga σ como la distancia entre superficies a la cual se dió la descarga.

2.2.3. Mecanismo de Ecton

La descarga conocida como ‘arco’ es autosostenida, con una caída de potencial de cátodo relativamente baja. Se caracteriza por sus grandes corrientes de aproximadamente 10⁵ A y como regla, las descargas de arco ocurren a diferencias de potencial bajas, que no

excedan los 20 V a 30 V. Los cátodos envueltos en una descarga de este tipo emiten electrones como resultado de un proceso por efecto de campo termoiónico. Estos cátodos reciben grandes cantidades de energía por parte de la corriente y alcanzan temperaturas muy altas, lo que provoca que se vaporicen y erosionen. De hecho, las descargas de arco en el vacío se dan justo en el área del vapor que desprende el metal [13].

Los rayos X que se producen en una descarga se caracterizan por tener pulsos de corta duración. Se propuso un modelo, llamado ‘Ecton’ o ‘EEE’ (*Explosive Electron Emission*), para intentar explicar este suceso. Cuando el metal de un cátodo se sobrecalienta y tiene una gran concentración de energía, ocurren microexplosiones que emiten electrones en forma de paquetes o de avalanchas. En este proceso se dan múltiples fenómenos como: generación de un plasma, derretimientos en el cátodo y pequeñas gotas del metal. En estas explosiones, la emisión de electrones se da en el orden de 10^{-9} s a 10^{-8} s, y se detiene por sí sola cuando el centro de la explosión se enfría y disminuye la densidad de corriente. Esto es relevante porque se ha mostrado que durante la emisión de rayos X al despegar cinta adhesiva en vacío, parte de la emisión se da en cúmulos cuya duración es de aproximadamente 2 ns, tiempo en el cual también ocurren las microexplosiones. La densidad de energía en un microvolumen del cátodo debe ser mayor que la energía de sublimación (10^4 J/g) para poder iniciar el proceso. Superficialmente, los electrones emitidos por el mecanismo de Ecton tienen mucho en común con las avalanchas electrónicas en un gas. En ambos casos se producen gran cantidad de electrones en poco tiempo, de hecho se dan en el mismo orden de tiempo. La diferencia radica en que en las explosiones, los electrones son emitidos desde el cátodo, mientras que en las avalanchas, se generan por multiplicación de ionizaciones.

Las escalas de tiempo del orden de nanosegundos se han registrado en experimentos donde la duración de las emisiones de rayos X se midieron como función de la distancia entre los electrodos durante descargas de alta tensión eléctrica (200 kV). Así, se encontró que la señal que se da durante el ‘*build up*’ de la corriente y hasta que alcanza la saturación es proporcional a la distancia entre los electrodos e independiente del material utilizado.

2.3. Radiación

La radiación es la transferencia o propagación de la energía, ya sea en forma de ondas o de partículas subatómicas, a través del vacío o de un medio material. La radiación se clasifica en dos tipos, ionizante y no ionizante. La primera se caracteriza por tener la habilidad de excitar e ionizar átomos de la materia con la que interactúa. Dado que la energía necesaria para que un electrón en la banda de valencia escape del átomo es del orden de 4 eV a 25 eV⁵, la radiación debe portar mayor cantidad de energía cinética para ser llamada ionizante, es decir, que se debe estar por encima de los 10 eV. Ejemplos de ésta son: los rayos X, rayos γ , partículas α y partículas β , entre otras. Por el contrario, la radiación que no es capaz de ionizar a la materia se conoce como radiación no ionizante, como por ejemplo: las ondas de radio, microondas, señal de telefonos móviles, por mencionar algunos.

Como se puede observar en la Figura 2-4 el espectro electromagnético es bastante amplio, abarcando desde frecuencias extremadamente bajas hasta 10^{24} Hz, que corresponden a los rayos cósmicos. Además, se puede ver el espectro visible por el ojo humano que va desde los 390 nm hasta los 760 nm, lo que es una parte ínfima del espectro total.

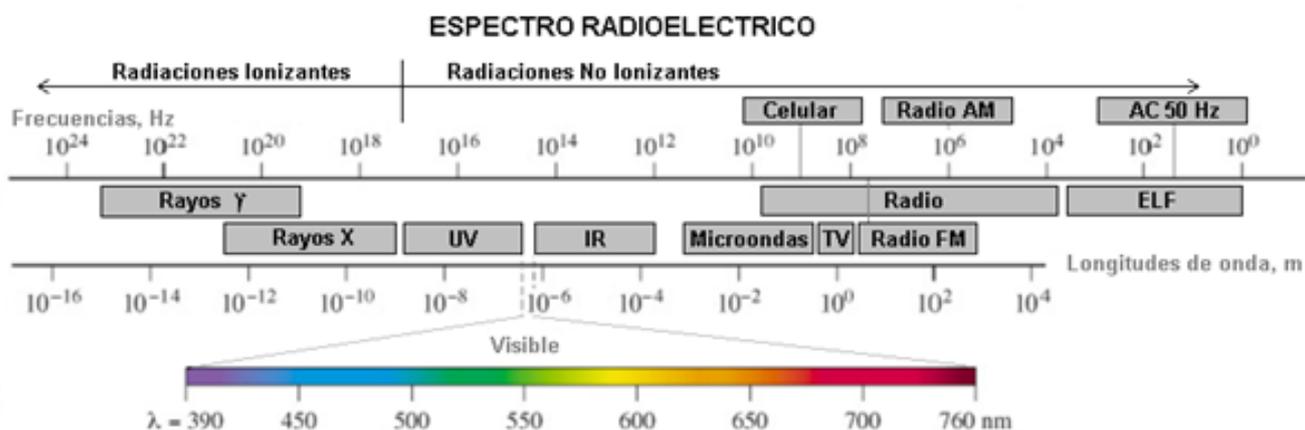


Figura 2-4: Espectro electromagnético
Figura adaptada de la referencia [15].

⁵Electron-Volt es la unidad de energía definida como la energía necesaria para que un electrón atraviese una diferencia de potencial de 1 Volt.

2.4. Rayos X

El concepto de radiación ionizante lo introdujo por primera vez Henri Antoine Becquerel en 1896, al descubrir una nueva propiedad de la materia que posteriormente se denominó radiactividad natural. Este fenómeno se produjo durante su investigación sobre la fluorescencia. Al colocar sales de uranio sobre una placa fotográfica en una zona oscura, comprobó que dicha placa se ennegrecía. Las sales de uranio emitían una radiación capaz de atravesar papeles negros y otras sustancias opacas a la luz ordinaria. Dos años más tarde, el matrimonio Pierre y Marie Curie, encontraron que otra sustancia llamada torio emitía el mismo tipo de radiación que el compuesto de uranio. Las investigaciones de estos dos científicos condujeron al descubrimiento de un nuevo elemento llamado radio.

Un año antes, el 8 de noviembre de 1895, el físico Wilhelm Conrad Röntgen [16], se encontraba realizando experimentos para analizar la fluorescencia de los rayos catódicos, para los cuales utilizaba un dispositivo llamado tubo de Hittorff-Crookes. Pero un efecto inesperado le llamó la atención: un sutil resplandor amarillo-verdoso sobre un cartón con una solución de cristales de platino-cianuro de bario. Esto le incitó a realizar algunas pequeñas pruebas para ver qué estaba ocurriendo. Röntgen comenzó por alejar la solución cada vez más, comprobando que el resplandor se mantenía. Infirió que se trataba de un radiación muy penetrante pero invisible al ojo humano. Los experimentos continuaron por varias semanas para intentar comprender las propiedades de estos rayos, hasta entonces nunca estudiados, lo que desembocó en un nuevo descubrimiento, al que denominó rayos X o rayos ‘incógnita’, mismo que resumió en las siguientes observaciones [17]:

- Existen muchos materiales que son ‘transparentes’ a los rayos X.
- Los rayos X no pueden ser reflectados ni refractados y no muestran efectos de interferencia.
- Las placas fotográficas pueden ser veladas por rayos X.
- Los rayos X no pueden ser desviados por campos eléctricos o magnéticos.
- Los rayos X provocan fluorescencia en muchas sustancias.

Estos descubrimientos marcaron una nueva era en la física, que a su vez abrieron gran cantidad de oportunidades de investigación en múltiples áreas de la ciencia.

Existen dos formas diferentes de producir rayos X. Una es conocida como *bremssstrahlung* o radiación de frenado, la cual en un cambio de la velocidad de las partículas produciendo radiación en forma de fotones debida al cambio en la energía cinética de los electrones. La energía del fotón será:

$$h\nu = K_1 - K_2 \quad (2-10)$$

donde K_1 es la energía cinética inicial del electrón y K_2 es la energía cinética final.

Una segunda forma es la de los rayos X característicos y se presenta dentro del mismo átomo cuando un electrón realiza una transición de su capa electrónica a otra con menor energía de ligadura, dando lugar, de nuevo, a una diferencia de energías provocando la emisión de fotones.

La diferencia entre ambas formas es el espectro de emisión de energías que producen; en el *bremssstrahlung* es continuo, mientras que para los rayos X característicos se observan picos específicos como se muestra en la Figura 2-5.

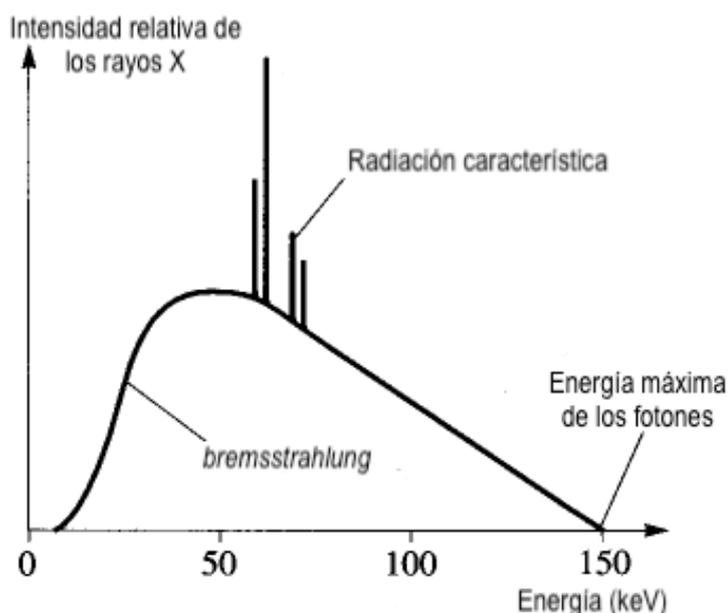


Figura 2-5: Espectro de energía de rayos X en el que se muestran ambos tipos de producción, *bremssstrahlung* y radiación característica. Figura adaptada de la referencia [18].

2.4.1. Radiación de frenado o ‘*Bremsstrahlung*’

La palabra *bremsstrahlung* proviene del alemán *bremsen* que significa ‘frenar’ y *strahlung* que significa ‘radiación’. Este tipo de rayos X pueden ser generados por un haz de electrones que impacta en un blanco (Figura 2-6) . La pérdida de energía cinética de la partícula debida al cambio de velocidad y trayectoria al interactuar con el campo coulombiano de cualquier núcleo del blanco es lo que provoca la emisión de fotones.

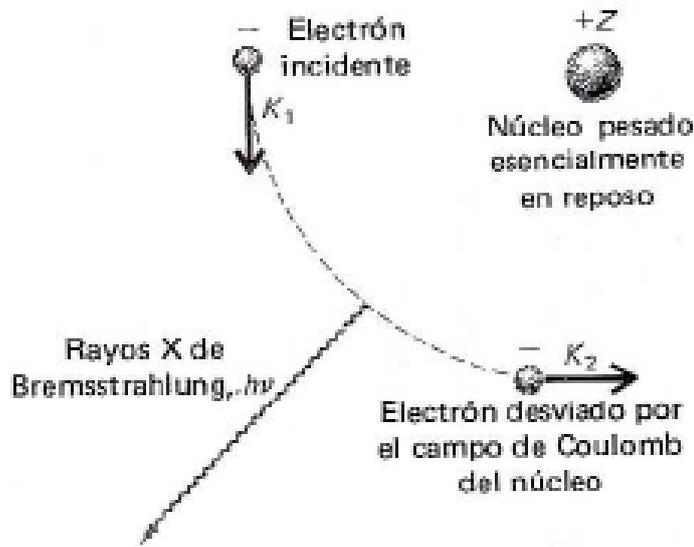


Figura 2-6: Producción de rayos X por radiación de frenado
 Figura adaptada de la referencia [19].

La potencia que emiten las partículas cargadas aceleradas en forma de radiación *bremsstrahlung* está dada por la fórmula de Larmor, la cual representa una de las leyes básicas de la naturaleza [20] :

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{1}{6\pi\epsilon_0} \frac{q^2 a^2}{c^3}, \quad (2-11)$$

lo que nos dice que la potencia es proporcional a:

1. q^2 , el cuadrado de la carga de la partícula.
2. a^2 , el cuadrado de la aceleración de la partícula.

Los rayos X de frenado se producen únicamente por medio de interacciones Coulombianas inelásticas entre las partículas cargadas y el núcleo del blanco. La aceleración a

generada en este tipo de interacciones se puede encontrar si se iguala la fuerza de la Ley Newton con la fuerza de la Ley de Coulomb:

$$a = \frac{qZe}{4\pi\epsilon_0mr^2}. \quad (2-12)$$

De manera que la aceleración que experimentan las partículas es proporcional a:

1. q , la carga de la partícula.
2. Ze , la carga del núcleo del material.

e inversamente proporcional a:

1. m , la masa de la partícula cargada.
2. r^2 , el cuadrado de la distancia entre las partículas que interactúan.

Con estas relaciones es posible analizar la eficiencia de la producción de *bremsstrahlung* cuando se tiene otro tipo de partículas cargadas que no son electrones. Dado que la potencia es proporcional a a^2 , eso implica que será inversamente proporcional a m^2 . Por ejemplo, un protón que es ~ 1836 veces más másico que el electrón, producirá $\sim 3 \times 10^6$ menos radiación de frenado que un electrón. El poder de frenado radiativo para electrones en comparación con el de los protones es alrededor de seis ordenes de magnitud mayor a la misma velocidad y en el mismo blanco [21].

1. Como resultado de la dependencia inversa de m^2 , las partículas cargadas pesadas que atraviesan un medio pierden energía principalmente en ionizaciones. En estos casos el poder de frenado radiativo es despreciable, es decir, $S_{tot} = S_{col}$ y $S_{rad} \approx 0$.

2. Las partículas cargadas ligeras son sometidas tanto a colisiones como a pérdidas radiativas, dado que interactúan tanto con los orbitales electrónicos como con el núcleo. El poder de frenado total es la suma de ambos, es decir, $S_{tot} = S_{col} + S_{rad}$.

3. En 1915 Willian Duane y Franklin L. Hunt establecieron que partículas cargadas ligeras podían emitir una cantidad de energía en un rango desde cero hasta la energía cinética (E_k) de la partícula incidente:

$$E_k = h\nu_{max} = 2\pi \frac{\hbar c}{\lambda_{min}}. \quad (2-13)$$

En conclusión, se puede decir que para obtener una mejor eficiencia en la producción de rayos X por *bremstrahlung* es necesario utilizar electrones como partículas cargadas interactuantes y un blanco con número atómico (Z) alto [20].

2.4.2. Aplicaciones médicas

A finales de diciembre de 1895 Röntgen había concluido su primer reporte describiendo sus experimentos, titulado “*Über eine neue Art von Strahlen* (Sobre una nueva clase de rayos)”, el cual envió para su publicación a la Sociedad de Física-Médica de Würzburg. En ese informe el mismo Röntgen sugirió la utilización de los rayos X en la medicina; como objeto de demostración del poder de penetración de este tipo de radiación había escogido, entre otros, la mano de su esposa (Figura 2-7), de la cual realizó la primera radiografía el 22 de diciembre de 1895. Por su gran descubrimiento Röntgen recibió el primer Premio Nobel de Física en el año de 1901.



Figura 2-7: Primera radiografía humana, de la mano de la esposa de Wilhelm Conrad Röntgen. Figura adaptada de la referencia [22].

A pesar de las posibles aplicaciones industriales de los rayos X, Röntgen se negó a comercializar o a patentar su descubrimiento, pues pensaba que éste pertenecía a la humanidad y que por ninguna razón podía ser motivo de licencias o contratos [23].

Su descubrimiento dio lugar a que los primeros tubos de rayos X, para usos médicos, pudieran ser construidos rápidamente y a un precio muy accesible. En un tiempo muy breve, después del descubrimiento de los rayos X, se definieron claramente dos tipos de aplicaciones en medicina, el primero de ellos para el diagnóstico de enfermedades, y el segundo, para usos terapéuticos.

Tubo de rayos X

Para la producción de rayos X en laboratorios, hospitales y demás, se utilizan los tubos de rayos X. Éstos se componen de un tubo de vidrio al vacío en el cual se encuentran dos electrodos en sus extremos, el cátodo, un filamento generalmente de tungsteno, y el ánodo, que es un bloque de metal. Los electrones generados en el cátodo debidos al efecto termoiónico se enfocan y aceleran hacia un punto en el ánodo (que por lo general posee una inclinación de 45°) mediante una diferencia de potencial del orden de kV y los rayos X se generan como producto de la colisión. En la Figura 2-8 se muestra el funcionamiento básico de un tubo de este tipo.

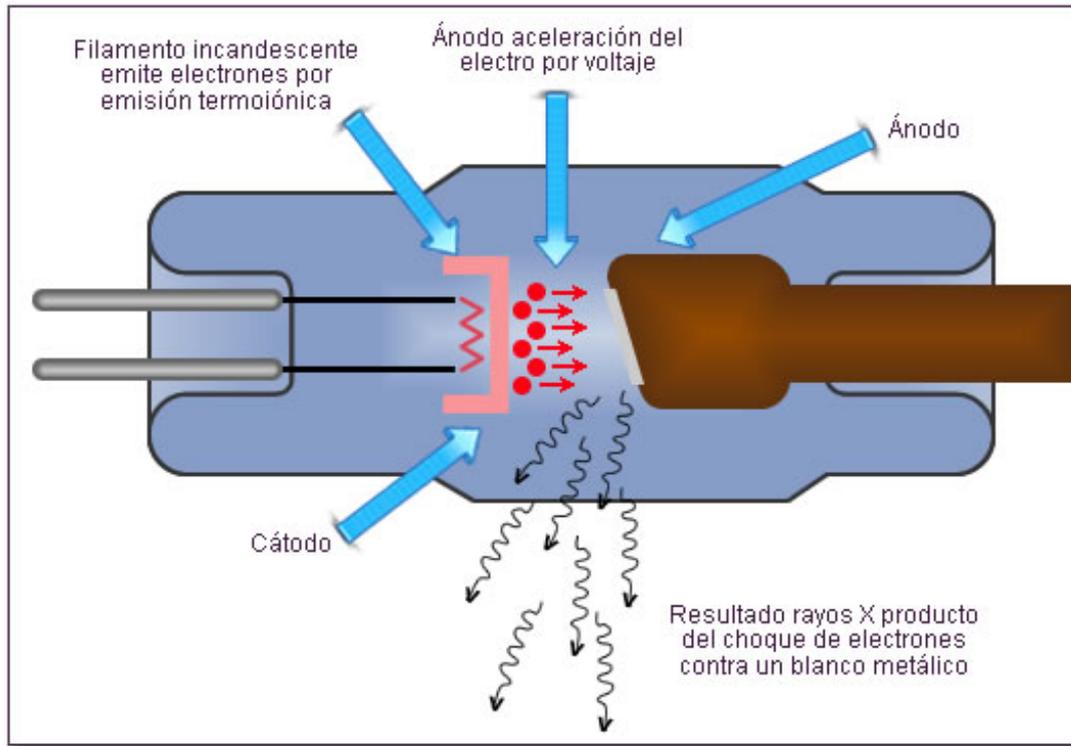


Figura 2-8: Tubo de rayos X
Figura adaptada de la referencia [24].

Diagnóstico radiológico

El diagnóstico radiológico se basa principalmente en la obtención de imágenes la atenuación de la radiación. Usualmente se utiliza un detector plano para obtener las imágenes mediante una sola proyección. Sin embargo, los avances en diversas áreas de la ciencia y la tecnología en las últimas décadas han permitido desarrollar sistemas de radiografía digital con los que es posible obtener imágenes en 3D del cuerpo humano.

La formación de una imagen radiográfica involucra tres etapas: la producción de los rayos X, el transporte de la radiación a través del paciente y la detección de la radiación transmitida. El objetivo del diagnóstico radiológico es proporcionar información anatómica al médico sobre el interior del paciente. Los rayos X constituyen una herramienta ideal para sondear, de manera ‘no invasiva’, el interior del cuerpo humano. Sin embargo, durante la formación de la imagen existen procesos en los que se deposita de energía en el paciente. Estos procesos llevan asociado un cierto daño biológico, que en algunos casos

puede afectar a la salud del paciente. Dado que el propósito de un examen médico es proporcionar un beneficio directo al paciente, los procedimientos de radiodiagnóstico han sido optimizados de tal manera que las dosis sean lo más bajas posibles y, al mismo tiempo, contengan la información necesaria para dar un diagnóstico adecuado.

Radioterapia

Una de las aplicaciones en la Medicina, que surgió de manera muy natural con el descubrimiento de los rayos X, fue la radioterapia. El uso prolongado y no controlado de este tipo de radiación produjo, desde sus comienzos, efectos dramáticos en los tejidos sanos de las personas que controlaban los equipos de radiación. Los radiólogos de los primeros años desconocían el efecto nocivo de los rayos X y trabajaban sin ninguna protección. Al paso del tiempo y con el uso frecuente de estos equipos, la piel enrojecía y se caía el pelo. Esto sugirió a los científicos que el nuevo tipo de radiación podría utilizarse para el tratamiento de tumores superficiales. El objetivo de la radioterapia es aplicar una dosis controlada de radiación ionizante muy intensa a un determinado volumen, definido por el tamaño del tumor, con el fin de destruir o detener el crecimiento de células cancerosas sin causar grave daño al tejido sano que lo rodea.

Hoy en día el cáncer es la principal causa de muerte a nivel mundial. En 2012, hubo 14 millones de casos nuevos y 8,2 millones de muertes relacionadas con esta enfermedad. Se estima que el número de casos nuevos de cáncer aumentará a 22 millones en las siguientes dos décadas, y de estos nuevos casos más del 60 % deben recibir tratamientos con radioterapia [25].

2.5. Dosimetría

El objetivo de la dosimetría es medir la dosis absorbida, o la tasa de dosis, que resulta de una exposición a la radiación ionizante. En general, se refiere a la determinación de dichas cantidades, así como a cualquier otra cantidad radiológica importante como exposición⁶ o kerma⁷, entre otras [20]. Un dosímetro se define como cualquier dispositivo capaz de proporcionar una lectura de la dosis absorbida depositada en un cierto volumen de un medio por la radiación ionizante.

Los métodos de dosimetría dependen del tipo de radiación y de su energía, y se basan en el uso de detectores con características muy especiales. En el caso de la física médica, tanto en el área clínica como en investigación básica, tuvo un auge notable el empleo de materiales termoluminiscentes y películas de tinte radiocrómico. A ambos se les conoce como dosímetros, porque permiten medir dosis, ya sea de manera absoluta o relativa.

Los dosímetros termoluminiscentes son, en general, materiales cristalinos dopados con ciertas impurezas. El principio físico que los rige es la emisión de luz del material previamente irradiado, cuando se les estimula térmicamente. En este caso, la energía absorbida se cuantifica con relación a la intensidad de la luz emitida. A la relación entre la intensidad de luz emitida y la temperatura a la que se va calentando el dosímetro para liberar la energía absorbida, se le llama curva de brillo. Cada material termoluminiscente tiene su curva de brillo característica, la cual permite hacer análisis microscópicos del proceso de depósito y liberación de la energía producto de la radiación.

Por otro lado, las películas de tinte radiocrómico son plásticos muy delgados que contienen una o más capas de material sensible a la radiación. Originalmente, la película es transparente; cuando se expone a la radiación ocurre un cambio en su densidad óptica, que se manifiesta como un cambio de coloración, ya que la película se torna de otro color y la intensidad del tono depende de la cantidad de dosis absorbida.

Actualmente, la investigación en dosimetría y sus aplicaciones es muy diversa; algunas de las áreas de utilización son la física médica, la protección radiológica y el fechamiento o datación de cerámicas, entre otras. Cabe destacar la relevancia de la investigación en

⁶El término exposición está definido por la ICRU como el valor absoluto de la carga total de los iones de un solo signo, producidos en el aire cuando todos los electrones son liberados por fotones en el aire con masa dm que son detenidos completamente en aire, por unidad de masa.

⁷El kerma se define como energía cinética transferida por unidad de masa y es válido únicamente para partículas no cargadas.

las áreas de dosimetría espacial, ambiental y personal. Todas estas áreas tienen en común la medición de la dosis absorbida. En algunas de ellas, la evaluación precisa de la dosis tiene implicaciones directas en la salud de los seres vivos [26].

2.5.1. TLD-100

Sir Robert Boyle fue quien describió el fenómeno de la termoluminiscencia (TL), en 1663, cuando informó ante la Royal Society of London que había observado una extraña luminosidad al calentar un diamante en la oscuridad de su recámara. Tiempo después las aplicaciones prácticas de la TL se iniciaron pasada la 2a Guerra Mundial, en la Universidad de Wisconsin, donde un investigador comenzó a estudiar el LiF (fluoruro de litio); sin embargo, tuvo que suspender su trabajo en 1956, debido a las características poco adecuadas de este material para dosimetría. En 1960 otro investigador en la misma Universidad reanudó las investigaciones sobre la TL del LiF introduciendo en éste impurezas de magnesio (Mg) y titanio (Ti), llegando a desarrollar el famoso TLD-100. En México, la investigación acerca del fenómeno de TL y sus aplicaciones se inició en 1968. Desde entonces existen diversos grupos que la aplican en radioterapia, radiodiagnóstico, protección radiológica, radiobiología y datación, por mencionar algunas [27].

Cuando un sólido es irradiado sufre alteraciones en su estructura debido a la ionización o excitación; durante este proceso se liberan electrones que generan dos tipos de entes móviles portadores de carga: electrones y huecos. Estos portadores de carga pueden moverse por el cristal hasta ser atrapados en estados metaestables generados por defectos en el sólido. Los electrones y huecos permanecen atrapados hasta que se les proporciona la energía suficiente para liberarlos regresando el cristal a su estado original previo a la irradiación. Esta energía puede ser impartida mediante un calentamiento del material y cuando esto ocurre, los portadores de carga se recombinan emitiendo fotones de luz visible. Con el equipo adecuado, estos fotones pueden convertirse en una corriente eléctrica, que al ser amplificada puede medirse y relacionarse con la radiación recibida. A la respuesta TL (corriente eléctrica proporcional a la luz emitida) en función de la temperatura se le conoce como ‘curva de brillo’ y es característica de cada material. La curva de brillo consiste en una serie de estructuras (picos) a distintas temperaturas que corresponden a las distintas trampas con diferente profundidad en energía.

Para poder utilizar este tipo de materiales como dosímetro se requiere de un tratamiento térmico previo a cada uso. Cada laboratorio define un protocolo completo de

trabajo en cuanto al horneado, irradiación y lectura, debido a que estar cambiando de método puede resultar en grandes inconsistencias de los resultados obtenidos. Este tipo de dosímetros presenta un factor de sensibilidad f_i , único para cada uno de ellos y sirve para caracterizar la homogeneidad de cada dosímetro en un mismo lote:

$$f_i = \frac{\bar{x}}{x_i}, \quad (2-14)$$

donde $x_i = \frac{q}{m}$, q es la corriente colectada después de la irradiación, m es la masa de cada dosímetro, y \bar{x} es el promedio de todas las x_i .

2.5.2. Medición de dosis y energía

En el año 2015 Muñoz *et al.* [5] reportaron un experimento en el cual se estudió la calidad de un haz⁸ de fotones con energías efectivas entre 15.2 keV y 33.6 keV, a partir de la evolución de la curva de brillo de dosímetros termoluminiscentes de CaF₂:Tm, conocidos como TLD-300. Un concepto importante para poder entender este experimento es la relación entre la señal a alta y baja temperatura (HLTR, por sus siglas en inglés), el cual es un parámetro que se puede medir a través de la curva de brillo y anteriormente se utilizaba para estimar la transferencia lineal de energía de un haz (LET) o incluso para determinar la presencia de radiación de alta ionización [28]. En este artículo el interés se enfoca en caracterizar un dosímetro que brinde información de la calidad de un haz de radiación, así como la dosis del mismo, para procedimientos mediante los cuales conocer la energía efectiva del campo de radiación dentro de un órgano podría ser de interés radiobiológico.

De manera particular, en este reporte se propuso la estimación de la calidad de un haz de fotones midiendo la relación entre las alturas de los picos de la señal (PHR) a altas y bajas temperaturas. A la hora de describir a PHR como una función de la energía efectiva del haz mediante el ajuste de una fórmula empírica, se encuentran incertidumbres de más del 50 %, por lo que el estudio de la relación entre HLTR y la calidad del haz lleva a una estimación más apropiada.

⁸La calidad de un haz se evalúa midiendo su energía efectiva (E_{eff}), es decir, la energía que tendría un haz monoenergético con la misma capa hemirreductora (CHR). La CHR es el espesor de un material para el cual la intensidad de la radiación se reduce a la mitad.

Para este estudio se utilizó un lote de TLD-300, el cual se irradió con diferentes haces a distintas energías. Las curvas de brillo obtenidas en la lectura de los dosímetros fueron deconvolucionadas por un *software* llamado GlowFit CGCD en siete picos de primer orden más un término exponencial de fondo. Ya con la señal termoluminiscente deconvolucionada se procedió a evaluar la HLTR como: $(P_5+P_6+P_7)/(P_{3a}+P_3)$, donde P_i es la señal TL integrada de cada uno de estos picos (2-9). También se calculó el PHR como H_{HT}/H_{LT} , donde H_{HT} y H_{LT} son los máximos en las regiones de alta y baja temperatura, respectivamente.

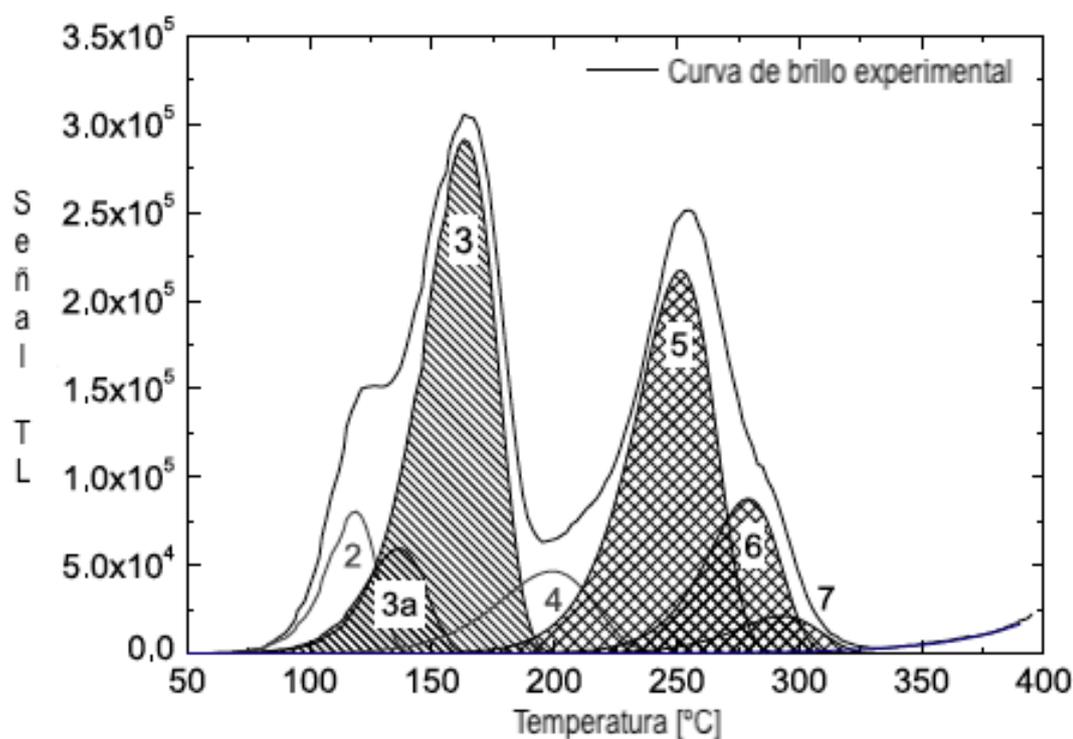


Figura 2-9: Curva de brillo de TLD-300 obtenida después de la exposición de rayos X con Mo/Mo/28 kV.

Picos a baja temperatura (3a, 3) y alta temperatura (5,6,7). Las regiones de baja y alta temperatura se indican con patrones diferentes.

Figura adaptada de la referencia [5].

Dado que no existe un modelo físico para describir el cambio en la estructura de los picos en la curva de brillo como función de la LET para materiales termoluminiscentes, se ajustó a los datos una relación empírica:

$$HLTR = a + \left(\frac{E_{eff}}{b + E_{eff}} \right), \quad (2-15)$$

donde a y b son parámetros ajustables.

Este modelo es útil para describir cualitativamente datos entre 15.2 keV y 33.6 keV, además de mostrar bajas incertidumbres y se puede resolver analíticamente para E_{eff} .

En conclusión, este trabajo mostró que la evolución de la curva de brillo de un TLD-300 con un haz de energía de fotones puede utilizarse para extender la técnica de HLTR. En particular, se puede estimar la energía efectiva de un haz a partir de la deconvolución de la curva de brillo y la evaluación del HLTR.

Para realizar las medidas de dosis absorbida idealmente se requieren dosímetros que coincidan con la densidad de un tejido y con el número atómico efectivo. Es por eso que en 2017 A. Gómez Facenda *et al.* [29] propusieron un método para evaluar la calidad de un haz de radiación y la dosis absorbida, en procesos de imagenología radiológica, de manera simultánea, combinando la información que brinda la curva de brillo de los TLD-300 acerca de la energía de un campo de fotones con la respuesta y composición de los TLD-100, la cual es muy similar a la del tejido. En particular, para rayos X de bajas energías (donde predomina el efecto fotoeléctrico), es muy importante la coincidencia de materiales si se quiere obtener una dosimetría precisa, por lo tanto no es posible utilizar TLD-300 para cumplir ambos objetivos.

En el estudio arriba mencionado se reporta una calibración de energía efectiva con HLTR de los TLD-300 similar a la mencionada anteriormente, a excepción de que se utilizaron energías entre 15 keV y 64 keV. Los TLD-100 fueron calibrados de distinta forma, pues se utilizaron cámaras de ionización y fueron irradiados con rayos X de otras energías. Para encontrar la respuesta termoluminiscente (TLR) de los TLD-100 expuestos en aire a rayos X, se utilizó la siguiente expresión analítica:

$$TLR_{TLD-100, E_{eff}} = C \left[\frac{(\mu_{en}/\rho)_d}{(\mu_{en}/\rho)_{air}} \right]_{E_{eff}} \left[\frac{1 - e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_d (\rho t)_d}}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_d (\rho t)_d} \right]_{E_{eff}} \quad (2-16)$$

donde $\frac{(\mu_{en}/\rho)_d}{(\mu_{en}/\rho)_{air} E_{eff}}$ es el cociente de los coeficientes másicos de absorción de energía para el dosímetro en aire para rayos X con energía efectiva E_{eff} , $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_d$ y $(\rho t)_d$ son el coeficiente

de atenuación másico y la densidad por el espesor del dosímetro, respectivamente, y C es un factor constante determinado por el dosímetro y las condiciones operacionales de lectura de los TLD.

La dosis se evaluó utilizando la señal de los TLD-100. Suponiendo que existe el equilibrio de partícula cargada dentro de los dosímetros, la dosis absorbida $D_{PMMA,z}$ a una profundidad z dentro del contenedor de PMMA es:

$$D_{PMMA,z} = \frac{TLS_{TLD-100,z}}{TLR_{TLD-100,E_{eff}(z)}} \left[\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air}^{PMMA} \right]_{E_{eff}} \quad (2-17)$$

donde $TLS_{TLD-100,z}$ es la señal TL de los TLD-100 irradiados a una profundidad z , $TLR_{TLD-100,E_{eff}(z)}$ es la respuesta TL por unidad de kerma en aire de los TLD-100 expuestos a una energía efectiva $E_{eff}(z)$, y $\left[\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air}^{PMMA} \right]_{E_{eff}}$ es el cociente de los coeficientes másicos de energía para PMMA y aire a una $E_{eff}(z)$.

Por lo tanto, es posible determinar de manera simultánea la energía efectiva y la dosis absorbida de campos de fotones, dentro de un medio donde la evolución espectral de la energía no puede medirse directamente. La manera más adecuada de utilizar esta técnica es para fotones de bajas energías, como se presenta en este trabajo.

Capítulo 3

Fuentes tribogeneradoras de rayos X

En este capítulo se presenta una revisión bibliográfica breve sobre las investigaciones realizadas en torno a la tribo-generación de rayos X.

El investigador ruso Boris Vladimirovich Derjaguin fue quien le dio una nueva dirección al estudio de la adhesión de superficies sólidas. Él, junto con N.A. Krotova y V.V. Karasev descubrieron en 1952 el fenómeno de emisión de electrones de altas energías y la posibilidad de generar rayos X mediante la ruptura del contacto adhesivo que puede existir entre las superficies de dos sólidos, e incluso por la fractura de los sólidos en vacío [30]. En sus experimentos Derjaguin observó múltiples fenómenos importantes que se utilizan en el presente trabajo. Sus primeros estudios se enfocaron en el fenómeno eléctrico que se observaba al despegar una película de polímero de algún sustrato, mostrando que este proceso dejaba ambas superficies cargadas eléctricamente. A este efecto se le conoce hoy en día como **triboelectrificación**.

El movimiento relativo de dos superficies en contacto puede producir luz visible, llamada triboluminiscencia. Por ejemplo, al despegar cinta adhesiva en un cuarto oscuro se pueden observar destellos azules. Experimentos recientes han mostrado que fotones con energías de hasta ~ 100 keV son emitidos al despegar la cinta adhesiva en un vacío mínimo de 10^{-3} torr. En principio, se cree que la triboluminiscencia está relacionada con la separación de cargas. Para que la separación de cargas genere fotones de alta energía, el proceso de descarga no debe ocurrir hasta que las superficies hayan sido separadas por una distancia relativamente grande. Si tenemos una densidad de carga $\pm\sigma = \pm n_0 e$, donde n_0 es el número de iones por unidad de área y e es la carga eléctrica del electrón, y la carga está distribuida de manera uniforme, la caída de diferencia de potencial entre ambas

superficies estará dada por $V = Ed = 4\pi\sigma d$, donde d es la separación entre superficies. La máxima energía que pueden tener los fotones será: $\hbar\omega_{max} = eV = 4\pi n_0 e^2 d$, y su energía será proporcional a la separación entre superficies al momento de la descarga [11].

En el vacío, el inicio de la descarga debe estar relacionada con la emisión por el efecto de campo, es decir que en la superficie de al menos uno de los sólidos debe establecerse un campo eléctrico tan fuerte que los electrones o iones sean arrancados de esta superficie. Esto puede involucrar al efecto túnel, principalmente para electrones, o a la transferencia de carga inducida térmicamente. La partícula cargada es entonces acelerada por el campo eléctrico, y cuando los electrones impactan en la superficie del otro sólido se pueden generar fotones por *bremsstrahlung* y producir más partículas cargadas. Aquellas partículas generadas por el impacto de los iones y electrones, que sean de signo opuesto, serán aceleradas hacia la superficie opuesta, generando así una cascada de fotones y partículas cargadas. Esto resulta en una descarga de las superficies en un tiempo del orden de nanosegundos. En condiciones de ambiente normales, la descarga se iniciaría con un campo eléctrico menor comparado con el de vacío, lo cual resultaría en fotones de menor energía. Esto se debe a la aparición de iones en la atmósfera que, al entrar en el espacio existente entre las superficies cargadas, serán acelerados por el campo eléctrico, activando una cascada de descargas en un campo eléctrico menor a lo esperado en el vacío.

En 2008 Camara *et al.* [31] observaron la emisión de pulsos de rayos X al despegar cinta adhesiva común, que eran de alrededor de 100 mW, en el orden de nanosegundos y fueron correlacionados con los eventos de stick-slip en el desenrollado de la cinta como se muestra en la Figura 3-1. Mencionan que el efecto se lleva a cabo entre los 30 μm y 300 μm del vértice donde se desenrolla la cinta.

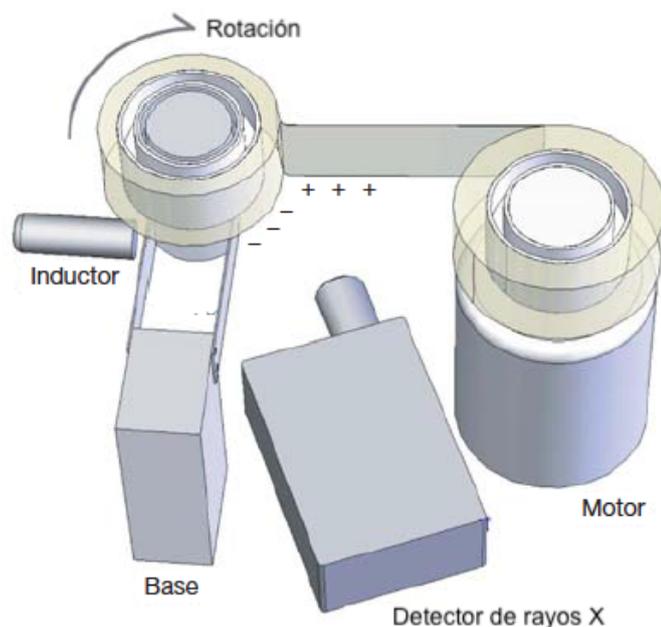


Figura 3-1: **Dispositivo emisor de rayos X de altas energías con cinta adhesiva**
 Figura adaptada de la referencia [31].

En la base de la fenomenología del efecto triboeléctrico se propuso la siguiente secuencia de eventos:

- Conforme la cinta se despega, el acrílico adhesivo se carga positivamente y el rollo de polietileno se carga negativamente.
- El campo eléctrico generado por la diferencia de voltaje alcanza valores que llegan a producir descargas.
- A bajas presiones como las de vacío, las descargas aceleran los electrones a energías que generan rayos X de *bremstrahlung* cuando chocan con el lado positivo de la cinta.

Con este experimento se encontró que la corriente de descarga es de 6×10^{10} electrones por segundo, lo cual corresponde a un promedio de potencia de energía de 0.2 mW. Conforme 2 cm de cinta se despegan a una velocidad de 3 cm/s, en promedio la densidad de carga y la descarga es de 10^{10} electrones por unidad de área (cm^2), lo que es consistente

con lo que se conoce del efecto triboeléctrico. La intensidad de la emisión fue lo suficientemente fuerte como para que pudieran utilizarla como una fuente para fotografías de rayos X [31].

En las siguientes imágenes se muestran los resultados de la correlación de los pulsos de rayos X en el orden de nanosegundos (Figura 3-2) y el espectro de energía de los rayos X producidos (Figura 3-3).

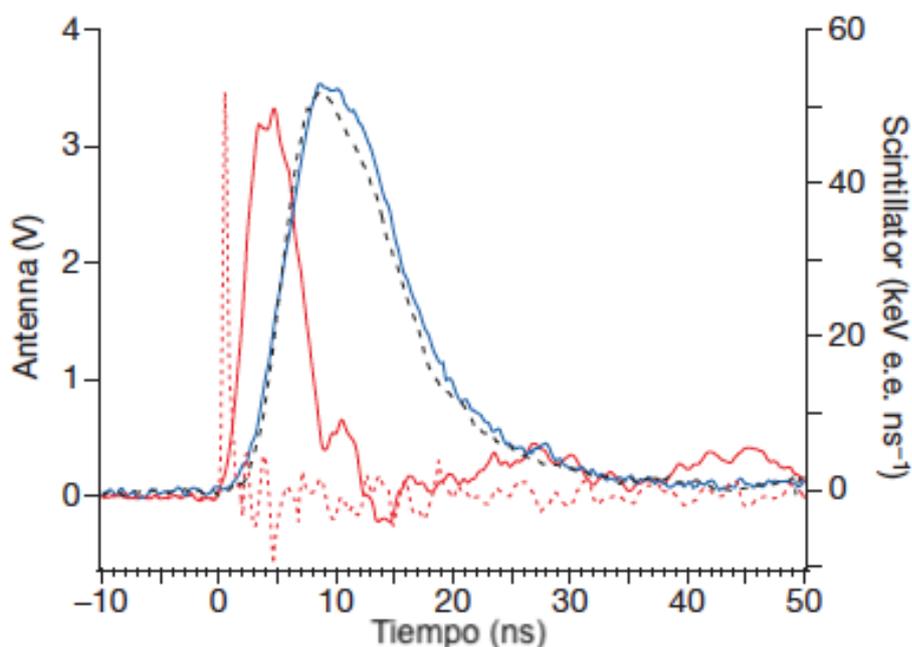


Figura 3-2: **Correlación de los pulsos de rayos x de nanosegundos**

La gráfica muestra una correlación entre los pulsos de rayos X en el orden de tiempo de nanosegundos de un centellador líquido (línea azul) con la señal de radiofrecuencia (línea roja) al despegar una cinta adhesiva. Las líneas punteadas corresponden a su señal de calibración. Figura adaptada de la referencia [31].

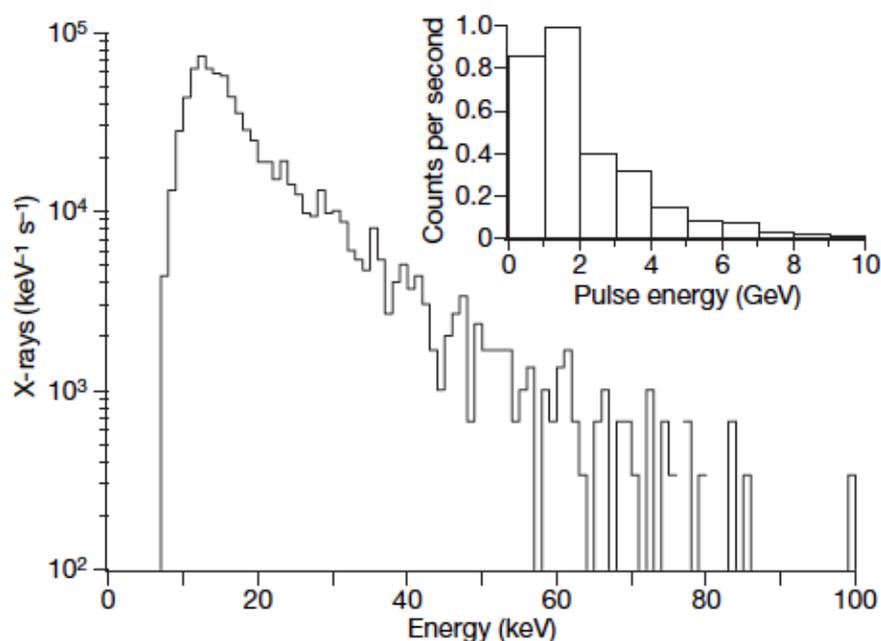


Figura 3-3: Espectro de energías de rayos X provenientes de despegar cinta adhesiva Figura adaptada de la referencia [31].

En el 2010, un artículo publicado por los mismos autores Camara *et al.* [32] reporta un experimento similar al anterior, pero utilizando un arreglo distinto y una cinta adhesiva de 1.5 mm de ancho. La cinta fue despegada a 3 cm/s dentro de una cámara de vacío a 10^{-3} Torr, donde los rayos X salían de la cámara por una ventana de policarbonato de 12 mm de grosor, permitiendo que los detectores captaran fotones de más de 10 keV.

En conclusión, el experimento demostró que utilizando una cinta mucho más pequeña también se pueden conseguir emisiones de rayos X e incluso el espectro de energías es muy similar, lo cual sugiere que los procesos involucrados en la emisión de rayos X están caracterizados por escalas de longitud menores a 1 mm.

Desde un punto de vista más tecnológico, este estudio ayudó a mostrar que se puede tener una fuente mecánica de rayos X que no requiera de una fuente de poder de alta diferencia de potencial, como las que se utilizan normalmente. Se propuso un dispositivo como el que se muestra en la Figura 3-4 de un micro arreglo de fuentes independientes de rayos X el cual se basa en el principio de la triboelectrificación.

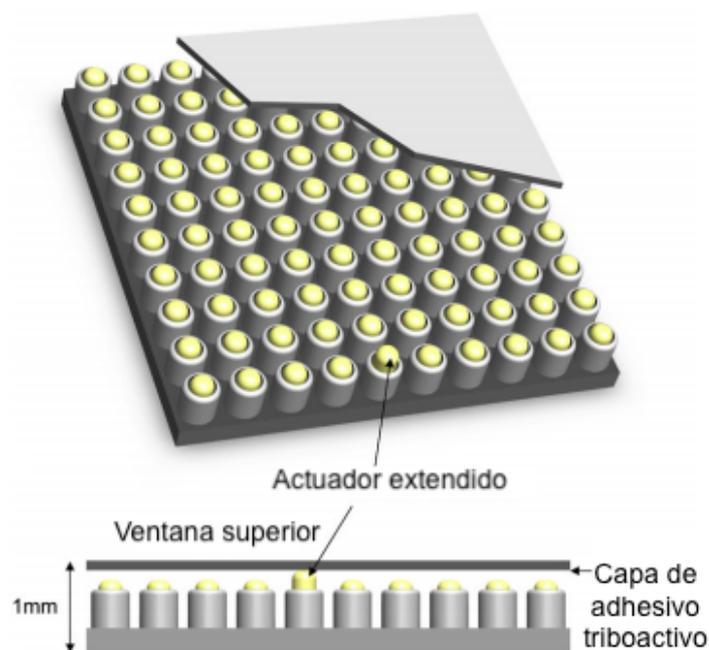


Figura 3-4: **Simulación de un micro arreglo mecánico de fuentes independientes de rayos X.**

La eficiencia del sistema implica movimientos transversales y longitudinales de las superficies en contacto

Figura adaptada de la referencia [32].

Uno de los principales problemas de la triboluminiscencia es poder entender por qué normalmente la descarga ocurre a una distancia interfacial relativamente grande. Si las cargas superficiales se distribuyen de manera uniforme, entonces el campo eléctrico debe ser independiente a la separación, al menos hasta que dicha separación entre superficies sea lo suficientemente grande comparada con la distancia promedio entre dos cargas superficiales cercanas.

Para que la descarga ocurra en el vacío es necesaria la emisión de partículas cargadas por el efecto de campo, pero a una corta distancia interfacial, el campo eléctrico no es lo suficientemente fuerte para dar lugar a dicho efecto. Si pensamos en que la descarga se dé por tunelaje o activación térmica hay que tener en cuenta que se requiere de un cierto tiempo τ , y si este tiempo es lo suficientemente grande, entonces esto puede introducir el retraso necesario para que la separación de superficies sea tan amplia que los fotones de alta energía se produzcan.

En un artículo publicado en el 2010 por P. Lazic y B.N.J. Persson [33], se sugirió un mecanismo para retrasar la descarga entre superficies, lo cual es necesario para generar los fotones de altas energías.

En él se demostró que las descargas involucran cierta aspereza superficial y difusión de las partículas cargadas en la superficie. La difusión superficial resulta en la concentración de carga en la punta de altas asperezas y el aumento del campo eléctrico, lo cual facilita el proceso de descarga. En la Figura 3-5, se muestran dos casos; si la difusión superficial es muy rápida, o la separación de los sólidos es muy lenta, la descarga ocurrirá a una distancia pequeña de separación interfacial, resultando en fotones de baja energía, mientras que si se retrasa la difusión superficial de iones o electrones, las cargas se moverán de tal manera que den lugar a un potencial eléctrico en las superficies, lo que resulta en una acumulación de carga en la punta de las asperezas, aumentando así los campos eléctricos locales.

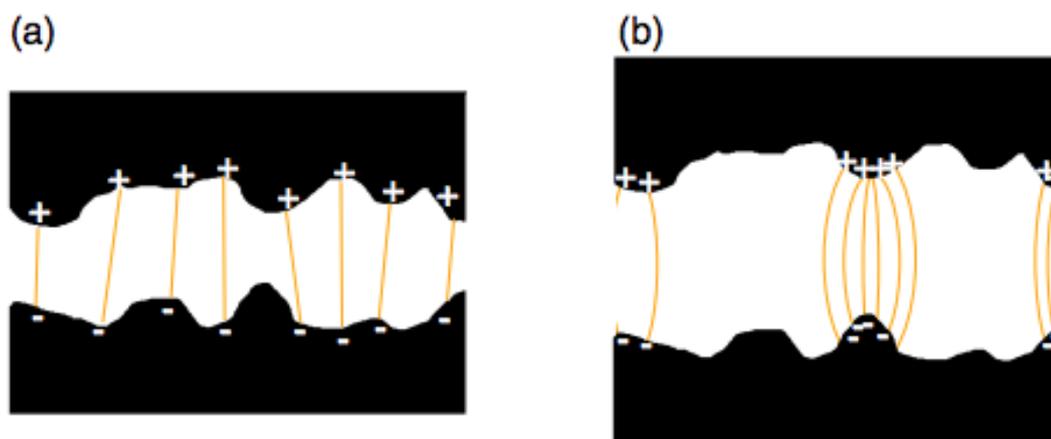


Figura 3-5: Esquema de líneas de campo eléctrico en: a) un corto tiempo y b) en un tiempo largo
 Figura adaptada de la referencia [33].

En ese mismo año (2010) E. Constable *et al.* [34] de la Universidad de Wollongong Australia, presentaron un detallado experimento acerca de la distribución angular de los rayos X, emitidos por desenrollar cinta adhesiva, como función de la presión de vacío. Se encontró que los fotones son emitidos a presiones entre 10^{-3} mbar ¹ y 10^{-2} mbar, con $\sim 10^6$ cuentas/(cm²s). Su estudio mostró que la distribución angular de la radiación es independiente de la presión en un pico de 20° de ancho en dirección perpendicular al movimiento de los electrones. En la Figura 3-6 se muestra la intensidad de los rayos X como función de la distribución del ángulo azimutal a diferentes presiones, mientras que en la Figura 3-7 se presenta la definición de ángulo azimutal.

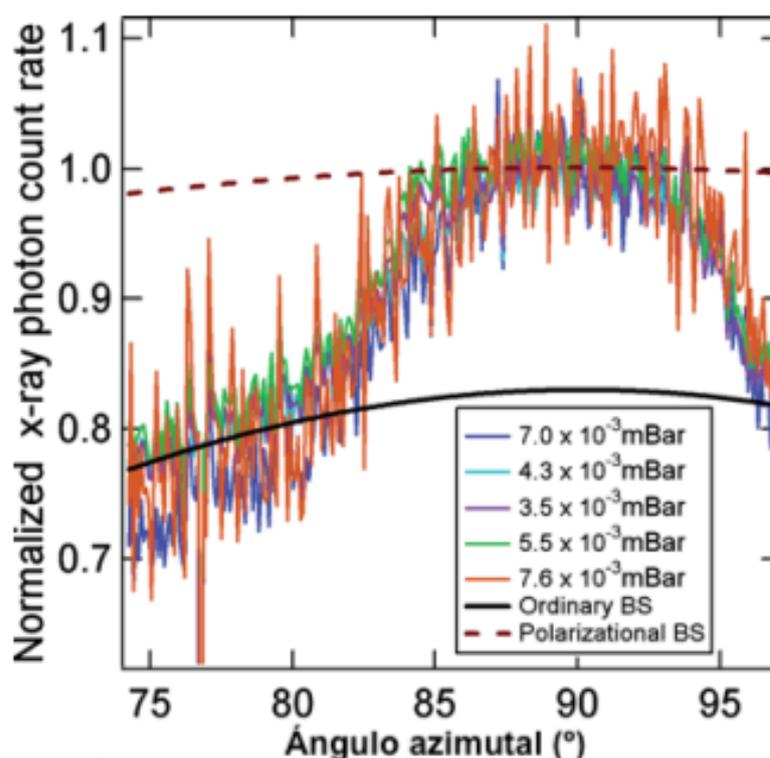


Figura 3-6: Dependencia angular de la emisión de rayos X por cinta adhesiva, a diferentes presiones, junto con el ajuste de *bremmstrahlung* ordinario. Figura adaptada de la referencia [34].

¹Un bar es una unidad de presión, equivalente a 750.062 Torr y a 100,000 Pa.

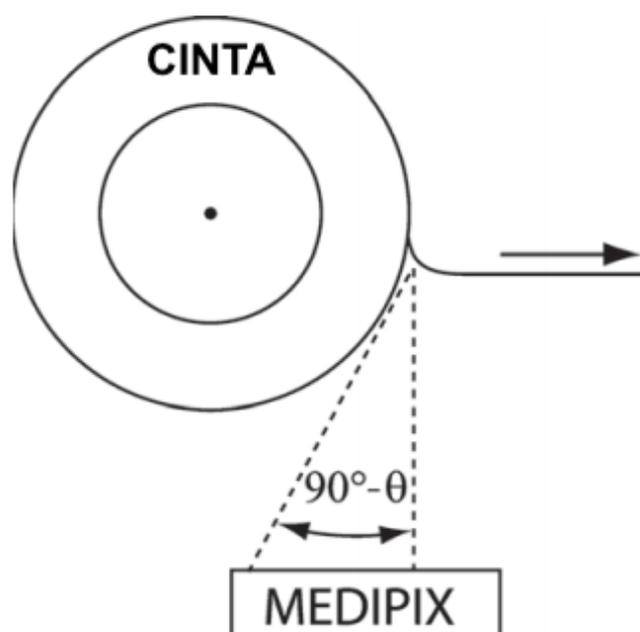


Figura 3-7: Esquema de la posición del sensor MEDIPIX respecto de la cinta, y la definición de ángulo azimutal θ
Figura adaptada de la referencia [34].

En el 2011 Hird *et al.* [35] reportaron una fuente de rayos X capaz de excitar las líneas de emisión del molibdeno (Mo) y plata (Ag). Este dispositivo no requiere fuentes externas de alta diferencia de potencial, en cambio utiliza el efecto triboeléctrico para producir un desequilibrio de cargas al poner en contacto, repetidas veces en vacío, una superficie de silicón y una resina epóxica dopada de los metales mencionados, como se muestra en la Figura 3-8. Esto les proporcionó una fuente de electrones de 40 keV que generan rayos X característicos y *bremssstrahlung* con una tasa mayor a 10^5 fotones por ciclo de contacto. Al incrementar la tasa de ciclos de contacto sugieren la viabilidad de un dispositivo que emita 10^8 fotones por segundo, haciendo del fenómeno triboeléctrico una opción costeable para la construcción de fuentes de rayos X.

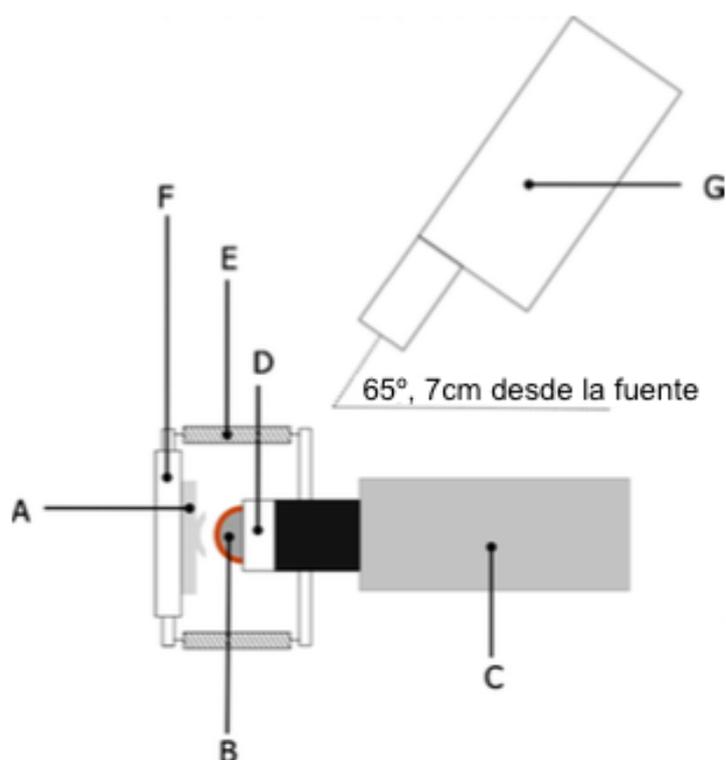


Figura 3-8: **Dispositivo utilizado para poner en contacto el silicón y la resina epóxica.** **A** es la resina epóxica de 3.5 mm de espesor con una impresión del cilindro de silicón. **B** tiene un diámetro de 10 mm. El silicón está unido al solenoide **C** por un perno a una base de teflón **D**. La armadura del solenoide es jalada por dos resortes de extensión **E** hacia la resina epóxica el cual está montada en un block de teflón **F**. **G** es un detector de rayos X de estado sólido ubicado a una distancia de 7 cm desde la fuente a 65° respecto a la normal de la superficie con resina. La separación entre A y B puede ser variada de 0 mm a 5 mm y el dispositivo puede operar hasta 20 Hz
 Figura adaptada de la referencia [35].

En la Figura 3-9 se muestra el espectro de energía obtenido por el dispositivo operado a 1 Hz por 60 segundos utilizando resina epóxica dopada con molibdeno y plata.

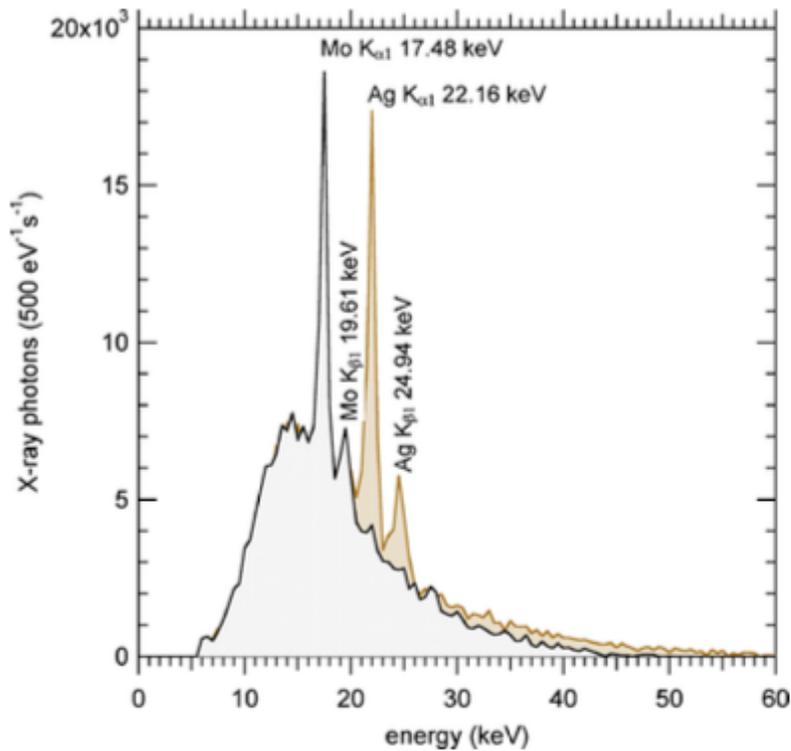


Figura 3-9: Espectro de energía del dispositivo con molibdeno (gris) o plata (café) Figura adaptada de la referencia [35].

Siguiendo la misma de línea de estudio con cinta adhesiva, en 2013 Krämer *et al.* [36] reportaron en su investigación la dependencia de la emisión de rayos X con la velocidad a la que se desenrolla la cinta, la presión del vacío, el tipo de cinta y el ángulo al que se coloca el detector. El experimento resultó en espectros continuos de alta intensidad que abarcan un rango de energía de rayos X de 2 keV a 60 keV. El diseño del dispositivo utilizado se muestra en la Figura 3-10. Este está formado por dos motores a pasos capaces de enrollar y desenrollar automáticamente la cinta adhesiva, sin tener que romper el vacío, y un rodillo adicional colocado en un codificador óptico que provee la medición y retroalimentación de la velocidad de la cinta adhesiva. Por la manera en que está construido este sistema, es posible la metalización *in situ* de la cinta adhesiva debido a la fuente de **sputtering** de oro. Todo esto permite la reproducibilidad de experimentos consecutivos sin tener que cambiar la cinta, aunque se observó que la presión disminuía conforme aumentaba el número de ciclos de enrollado.

En conclusión, se encontró que una alta tasa de rayos X y un alto valor de energía

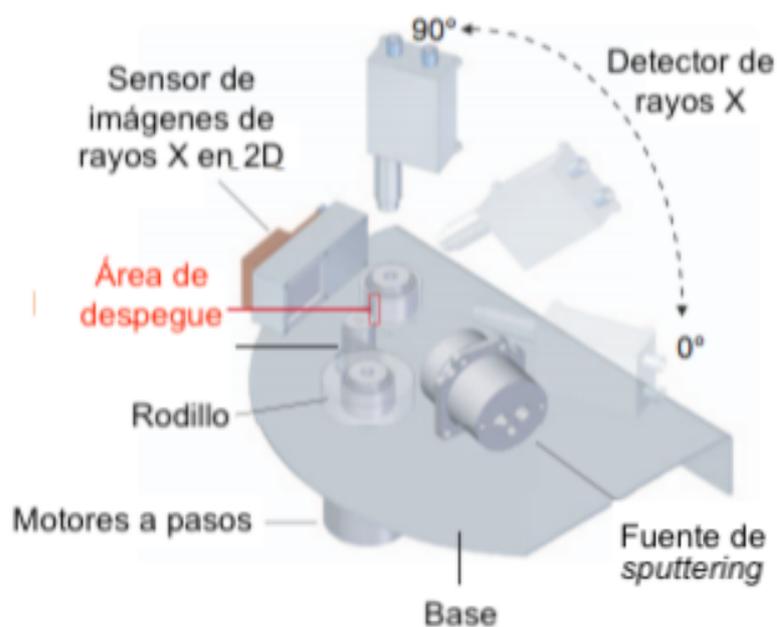


Figura 3-10: Montaje experimental de Krámer *et al.* Figura adaptada de la referencia [36].

media puede lograrse al desenrollar cinta adhesiva con una capa posterior de silicon, a 10^{-2} mbar y a una velocidad de 10 cm/s con el detector a un ángulo de 90° . La presencia de un campo magnético mejora la emisión. También se encontró que un rollo metalizado con oro provoca un gran aumento en la intensidad de los rayos X, siempre y cuando el depósito no forme una capa continua de metal conductor.

En la sección 6.4 se comentan más a detalle los resultados de este experimento, principalmente la dependencia angular de la medición de energía.

Capítulo 4

Diseño de la fuente tribológica de rayos X

En este capítulo se muestra el diseño de cada una de las piezas que constituyen la fuente de rayos X, tanto la fuente tribológica como el sistema total. Este fue modelado en tercera dimensión en el programa SolidWorks y posteriormente mandado al taller de maquinado del Instituto de Física para su fabricación.

De la Figura 4-1 a la 4-4 se muestra el diseño general de la fuente, la cual contiene una base semicircular para un motor de corriente continua de 12 V marca *Greartisan*, utilizado para desenrollar la cinta *Scotch 3M*, y una base rectangular atornillada a la anterior. En el eje del motor se coloca una pieza de forma cilíndrica en la cual se enrollará la cinta. A un lado de la pieza cilíndrica, encima de la base semicircular y rectangular se encuentran dos piezas unidas por tornillos con resorte en el centro, con el objetivo de acercar o alejar unos cuantos milímetros la pieza donde inicialmente se encuentra la cinta de la que se encuentra en el eje del motor. Por arriba de la base rectangular y de la atornillada con resortes se tiene un balero de plástico (para vacío) libre de lubricantes marca *McMASTER-CARR* cubierto por una pieza en la cual se coloca inicialmente la cinta con su soporte. En las imágenes se observa que la base rectangular tiene ventanas muy amplias con el propósito de lograr un vacío más rápido y eficiente.

Hay dos configuraciones diferentes para esta fuente. Una de ellas contiene sólo una diadema con 9 orificios diseñados para portar los dosímetros termoluminiscentes de manera que se abarque una distribución angular de -90° a 90° respecto al centro de la base del sistema. La otra configuración muestra dos diademas con 45° de diferencia entre ellas,

CAPÍTULO 4. DISEÑO DE LA FUENTE TRIBOLÓGICA DE RAYOS X

con la finalidad de observar la distribución angular de la dosis desde otro punto. Con ambas diademas se puede tener un total de 16 TLD.

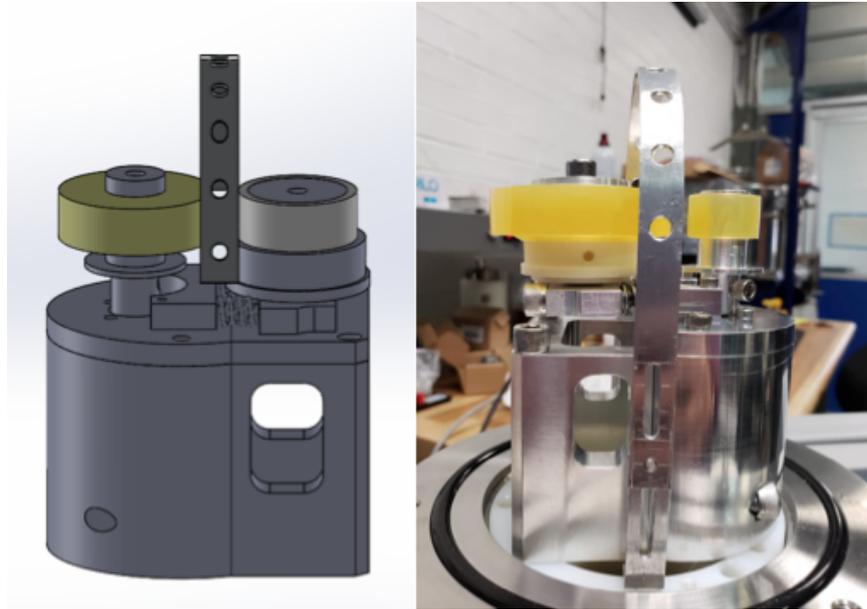


Figura 4-1: Diseño y foto de la fuente tribológica con una sola diadema (Vista frontal).

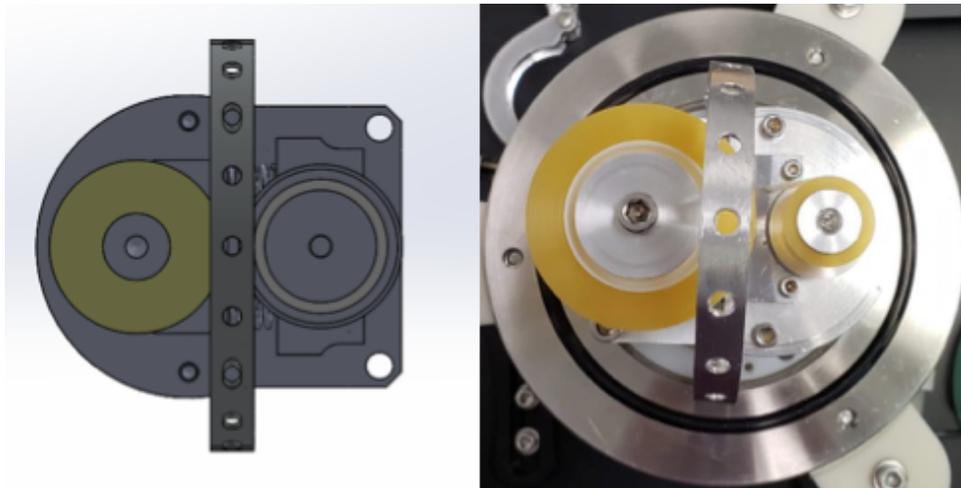


Figura 4-2: Diseño y foto de la fuente tribológica con una sola diadema (Vista superior).

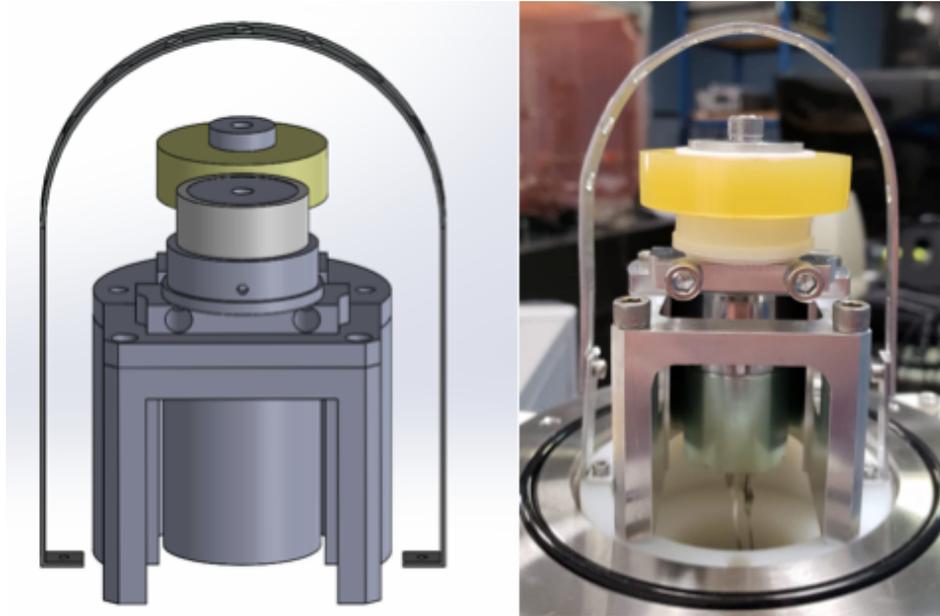


Figura 4-3: Diseño y foto de la fuente tribológica con una sola diadema (Vista lateral).



Figura 4-4: Diseño y foto de la fuente tribológica con dos diademas, una a 0° y la otra a 45° (Vista frontal).

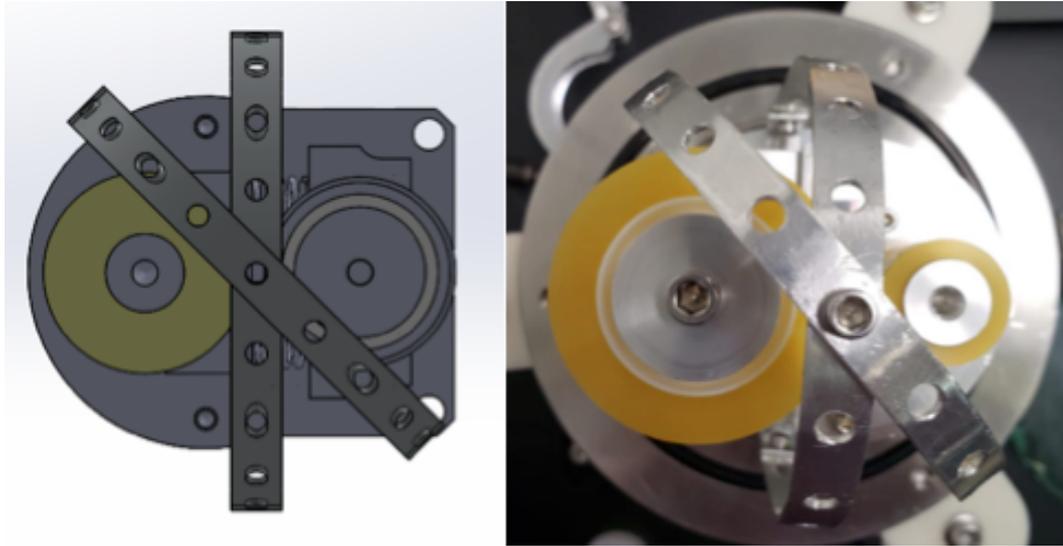


Figura 4-5: Diseño y foto de fuente tribológica con dos diademas, una a 0° respecto al centro del sistema y la otra a 45° con respecto a la anterior. (Vista superior).

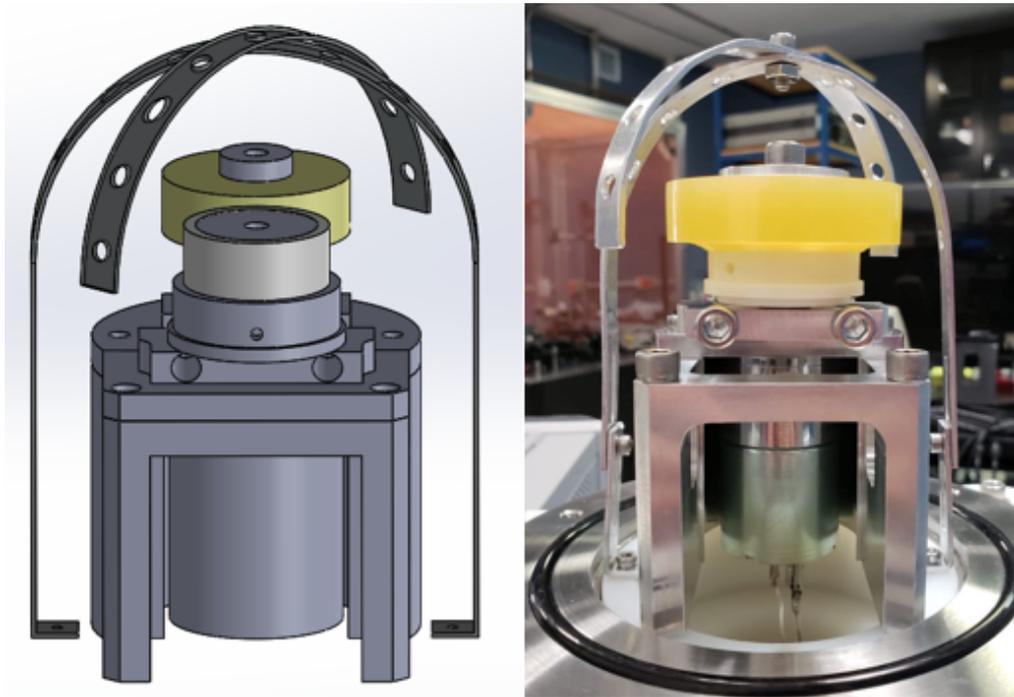


Figura 4-6: Diseño y foto de fuente tribológica con dos diademas, una a 0° y la otra a 45° (Vista lateral).

CAPÍTULO 4. DISEÑO DE LA FUENTE TRIBOLÓGICA DE RAYOS X

Las siguientes imágenes muestran la representación del sistema total en el que se realizó el experimento. Todo fue colocado en una mesa hecha a la medida en el taller del Instituto de Física. En el piso inferior de la mesa se encuentra una bomba de vacío turbo HiCube 80 Eco marca *Pfeiffer*, la cual se conecta a una válvula manual, para poder mantener separado el sistema de la bomba en caso de ser necesario. Ésta, a su vez, se conecta a través de unos codos flexibles a un medidor de presión marca *Pfeiffer*. En la parte superior de la mesa se observa la cámara de vacío, sostenida por tres postes, en la que se encuentra la fuente tribológica. Cabe mencionar que las dimensiones de la cámara son muy limitadas, por lo cual fue todo un reto adaptar el diseño de las piezas y optimizar el espacio en su interior.

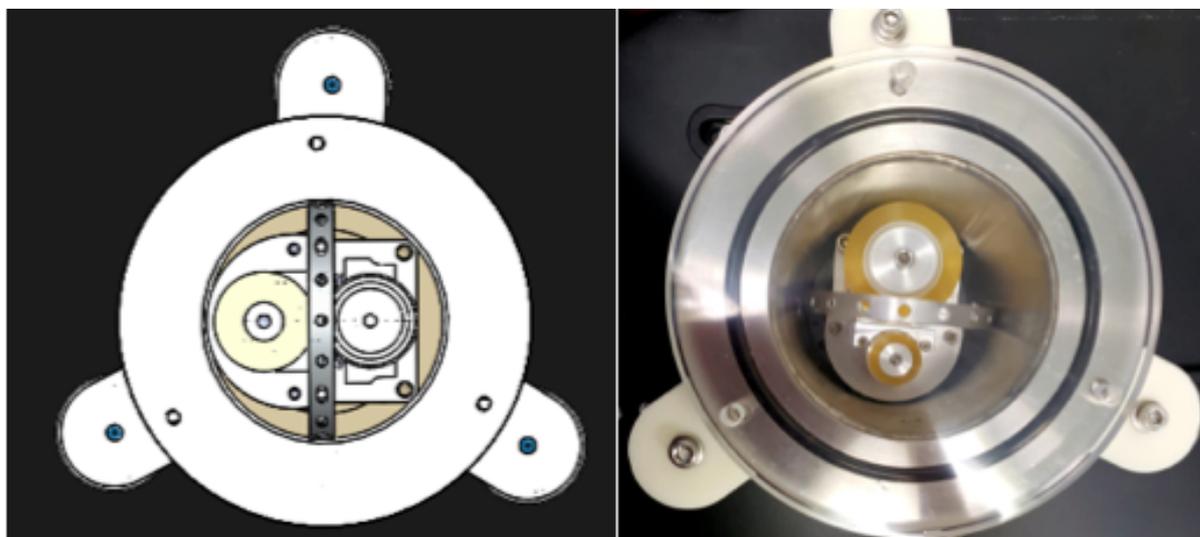


Figura 4-7: Diseño y foto del sistema completo de la fuente triboeléctrica de rayos X (Vista superior).

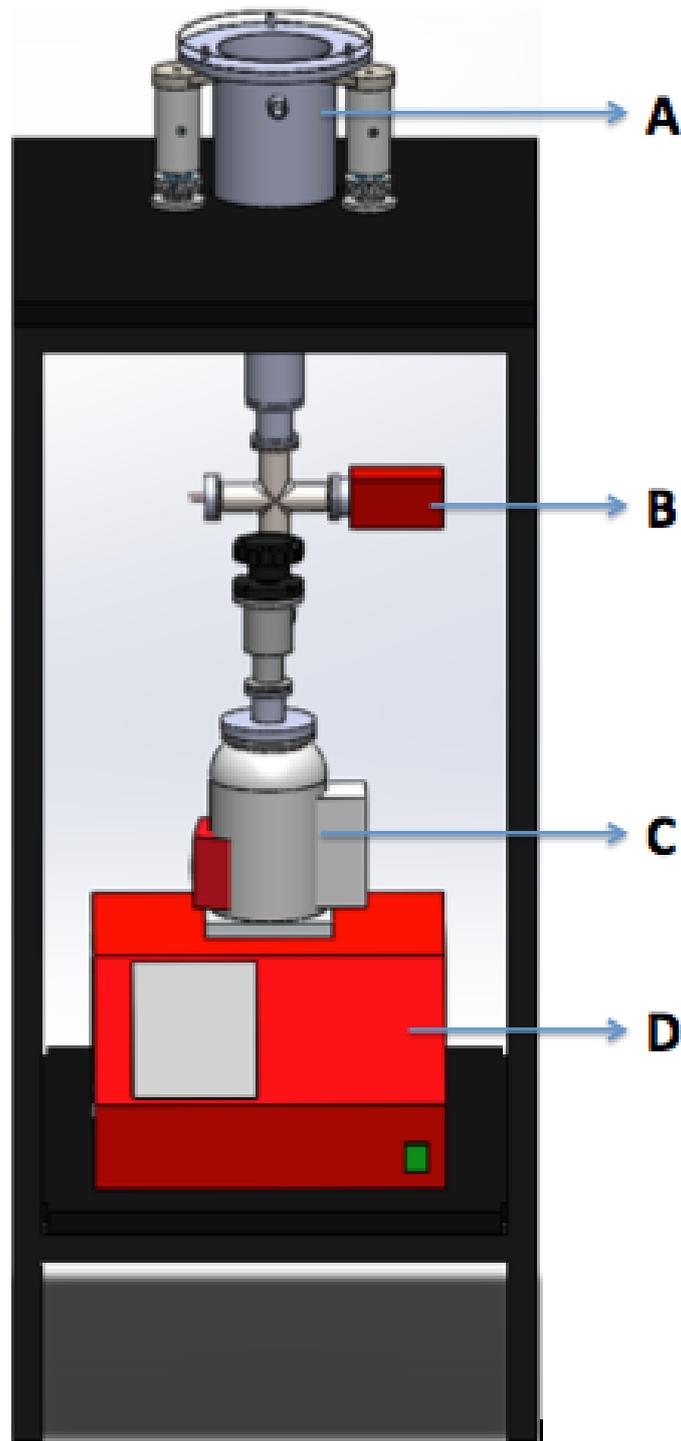


Figura 4-8: Sistema completo de la fuente triboeléctrica de rayos X (Vista frontal). A es la cámara de vacío, B es el medidor de presión, C es la bomba turbo molecular y D es la bomba mecánica.

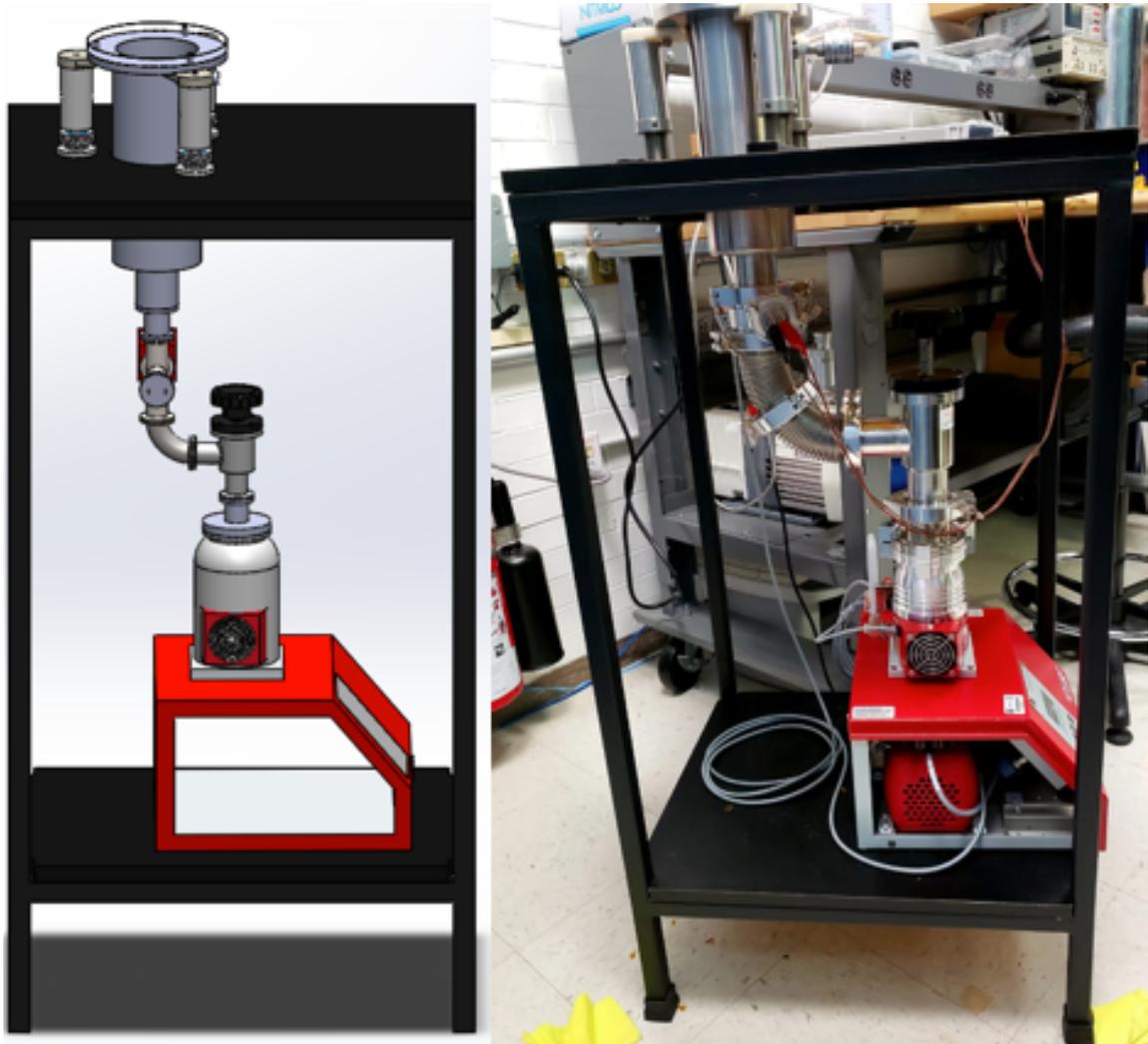


Figura 4-9: Diseño y foto del sistema completo de la fuente triboeléctrica de rayos X (Vista lateral).

Todas las piezas fueron lavadas después de su maquinado y limpiadas con acetona antes de colocarse dentro de la cámara de vacío, incluyendo el motor, el cual tuvo que desarmarse para limpiar a profundidad los engranes, que contenían grasa, con isopropanol y acetona. Este procedimiento se realizó con el fin de alcanzar un mejor vacío en el menor tiempo posible.

Capítulo 5

Desarrollo Experimental

En este apartado se presenta el proceso experimental llevado a cabo para la construcción del tribogenerador y la descripción de los métodos utilizados para llevar a cabo la caracterización del sistema.

5.1. Selección de los TLD-100

Para realizar la selección de los dosímetros con la respuesta más homogénea, se utilizaron 23 TLD-100, con medidas de 3.2 mm x 3.2 mm x 0.89 mm de la marca Harshaw, y se siguió el siguiente protocolo de trabajo experimental. Entre cada uno de los pasos hubo un lapso de aproximadamente 24 horas. El proceso se llevó a cabo tres veces para obtener una mejor estadística, procurando seguir siempre el mismo procedimiento, de manera que pueda asegurarse una reproducibilidad en cada experimento.

5.1.1. Tratamiento térmico

Antes de realizar el tratamiento térmico se pesaron los 23 dosímetros tres veces debido a que su masa es muy pequeña y puede llegar a variar el valor marcado en la báscula, además de esta manera se puede verificar que efectivamente los dosímetros eran TLD-100 y no TLD-200 o TLD-300, los cuales suelen tener valores de masa superiores. Para lograr este propósito se utilizó una báscula de precisión (Precisa). El valor promedio de las masas de cada uno de los dosímetros se encuentran en el apéndice A.

CAPÍTULO 5. DESARROLLO EXPERIMENTAL

El tratamiento térmico previo a la irradiación, consistió en un horneado de los 23 dosímetros al mismo tiempo a 400 °C por 1 hora en una mufla marca *Felisa*. A continuación, se sacaron del horno y se colocaron en una plancheta de metal a temperatura ambiente (~ 19 °C) por 15 minutos para disipar más rápido el calor y que el enfriado fuera más acelerado. El segundo horneado se realizó a 100 °C por 2 horas en el horno marca *Thelmo*. Una vez, más se sacaron del horno y se colocaron en la plancheta por 15 minutos e inmediatamente se guardaron en su nicho en el orden correspondiente (Figura 5-1).

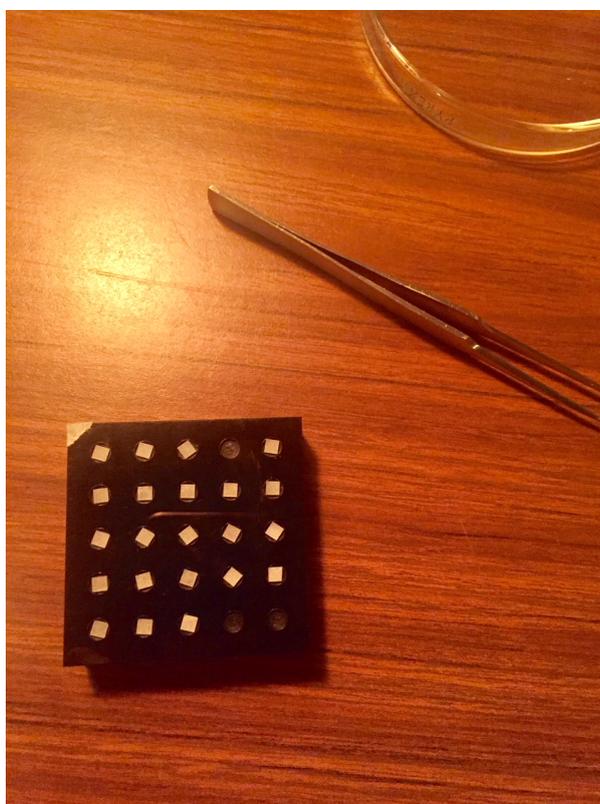


Figura 5-1: Nicho para contener y proteger los dosímetros.

Este tratamiento térmico es necesario pues permite que las trampas existentes dentro del dosímetro regresen a su configuración inicial eliminando cualquier señal residual debida a irradiaciones previas o a la radiación de fondo recibida durante su almacenamiento.

5.1.2. Irradiación

El siguiente paso en el protocolo de selección fue la irradiación. Para esto se utilizó una fuente de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, la cual emite partículas β^- y tiene una vida media de $t_{1/2} = 28.79$ años. La tasa de dosis medida en el soporte de lucita (Figura 5-2), que fue donde se colocaron los TLD-100, al 30 de junio de 2005 es de $\dot{D} = 0.378$ rad/s.

Los dosímetros fueron irradiados de uno por uno, y para asegurar obtener la mayor reproducibilidad posible, cada uno se irradió durante 2 minutos. El tiempo fue medido con un cronómetro de precisión, desde que se colocó la fuente en el soporte hasta que se retiró. Un factor importante que se consideró fue mantener distinguida la cara del dosímetro que se irradió, pues a la hora de realizar las lecturas, los valores podrían variar si las caras no estaban identificadas. Cabe mencionar que la seguridad radiológica se mantuvo en todo momento, pues la fuente estaba cubierta con blindajes de plomo y en ningún momento se apuntó hacia el cuerpo, además de que todo el procedimiento estuvo supervisado por el M. en C. Eduardo López, experto en la materia del Instituto de Física de la UNAM.



Figura 5-2: Soporte de lucita de la fuente de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ para dosímetros de $3.2 \times 3.2 \times 1$ mm.

Realizando las cuentas necesarias, se calculó que al 27 de Junio de 2018, fecha en la que se realizó la primera irradiación, la tasa de dosis fue de $\dot{D}=0.276$ rad/s = 0.00276

Gy/s. Lo cual nos indica que la dosis recibida por cada dosímetro fue de 331.7 mGy.



Figura 5-3: Fuente de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ dentro de su contenedor y blindaje de plomo.

5.1.3. Lectura

Por último se realizó la lectura de cada uno de los dosímetros con un equipo lector Termoluminiscente Harshaw 3500. La tasa de calentamiento seleccionada fue de $10\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{s}$, para un intervalo de temperatura de $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $350\text{ }^{\circ}\text{C}$. Para cada TLD-100 se obtuvo una curva de brillo y la señal TL integrada. Los valores de respuesta de la carga colectada se muestran en el apéndice A. Con estos datos y los de la masa, se calculó el valor del factor de sensibilidad, y se realizó un promedio de los tres cálculos, para cada dosímetro; a partir de ahí, se seleccionaron aquellos que, con respecto al promedio total, estuvieran en el rango de $\pm\frac{1}{2}\sigma$, donde σ es la desviación estándar del promedio. Estos datos se muestran en la Tabla 5-1.

Tabla 5-1: Factor de sensibilidad promedio para cada uno de los 23 dosímetros

Dosímetro	Factor de sensibilidad (f_i)
C1	1.045±0.052
C2	1.007±0.050
C3	1.039±0.052
C4	0.934±0.047
C5	1.009±0.050
C6	0.994±0.050
C7	1.009±0.050
C8	0.997±0.050
C9	0.955±0.048
C10	1.045±0.052
C11	0.994±0.050
C12	1.019±0.051
C13	1.067±0.053
C14	1.035±0.052
C15	0.945±0.047
C16	1.038±0.052
C17	0.930±0.046
C18	1.014±0.051
C19	0.964±0.048
C20	1.039±0.052
C21	0.996±0.050
C22	1.038±0.052
C23	0.964±0.048

De acuerdo con estos datos el factor de sensibilidad promedio resultó ser $\overline{f_i} = 1.003 \pm 0.038$. Por lo tanto, los dosímetros cuyos valores de f_i se encuentran dentro del rango de $\overline{f_i} \pm \frac{1}{2}\sigma$ son: C2, C5, C6, C7, C8, C11, C12, C18 y C21.

Si se amplía un poco el rango, de manera que se obtengan los 16 dosímetros más homogéneos, los TLD-100 seleccionados son: C2, C3, C5, C6, C7, C8, C11, C12, C14, C16, C18, C19, C20, C21, C22 y C23.

A continuación se muestra el ejemplo de la primera curva de brillo para el dosímetro C2 en la Figura 5-4.

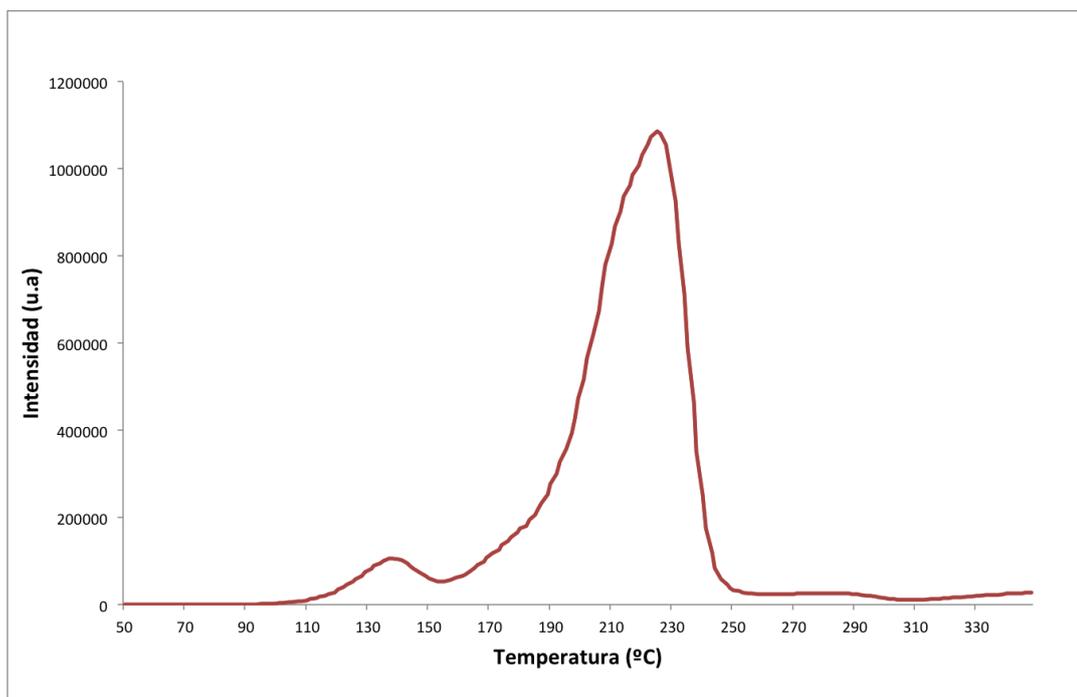


Figura 5-4: Curva de brillo para el dosímetro termoluminiscente C2 irradiado a 331.7 mGy.

5.2. Calibración de los TLD-100 y TLD-300

La calibración de los dosímetros se realizó con un tubo de rayos X para mamografía, GE Senographe 2000D (Figura 5-5), del Instituto de Física de la UNAM, con un rango de voltaje de operación entre 22 kV a 150 kV y energías efectivas entre 14 keV y 64 keV. Además de una cámara de ionización de placas paralelas para las mediciones de kerma en aire.

Como en este caso se requiere una calibración a energías bajas, se utilizó un haz de Mo/Mo a 22 kV.



Figura 5-5: Mamógrafo marca GE Senographe 2000D del Instituto de Física de la UNAM

5.2.1. Caracterización del haz

Para poder caracterizar un haz es necesario conocer su capa hemirreductora (CHR)¹ y el rendimiento del mismo. Para calcular la CHR se utilizaron filtros de aluminio puro (99.9%) de 10 cm × 10 cm con grosor de 0.1 mm cada uno. Las láminas se colocaron de una por una en la salida del tubo. Las mediciones se realizaron bajo las mismas condiciones, a 22 kV y 80 mAs. A continuación se muestra una tabla con los datos obtenidos.

Tabla 5-2: Valores obtenidos al colocar filtros de aluminio para medir CHR.

Capa (mmAl)	Exposición (mR)
0	569 ± 1.155
0.1	421 ± 0.050
0.2	323.533 ± 0.386
0.3	255.133 ± 0.660

De acuerdo con estos valores, la mitad de la exposición del haz es 284 mR, por lo que se realizó una interpolación encontrando que la capa hemirreductora tiene un valor de 0.257 mmAl.

Una vez calculada la CHR, con la siguiente ecuación, es posible encontrar el coeficiente de atenuación lineal.

$$\mu = \frac{\ln(2)}{CHR} \quad (5-1)$$

Si se divide μ entre la densidad del aluminio², podemos obtener el coeficiente másico de atenuación lineal, $\mu/\rho = 9.9927 \text{ cm}^2/\text{g}$. En las tablas del NIST [37] se muestran los valores de atenuación lineal como función de la energía de los fotones, en las cuales se encontró que la energía efectiva de este haz a 22 kV y 80 mAs es de $(14.4 \pm 0.06) \text{ keV}$.

El segundo paso es realizar una gráfica de rendimiento en la cual se muestre el valor de kerma en aire en un punto dado, como función de la carga del tubo (mAs). Esto se realizó con el mismo haz de Mo/Mo a 22 kV, pero variando el valor de mAs. La señal que nos da la cámara de ionización es en miliroentgen (mR), por lo que para convertir a

¹Espesor de un material capaz de reducir la exposición de un haz de radiación a la mitad.

²La densidad del aluminio es $\rho = 2.6984 \text{ g/cm}^3$

kerma en aire (gray) se necesita el factor de calibración de la cámara: (0.00905 ± 0.00008) Gy/R.

A continuación se muestra la gráfica obtenida con su respectivo ajuste lineal.

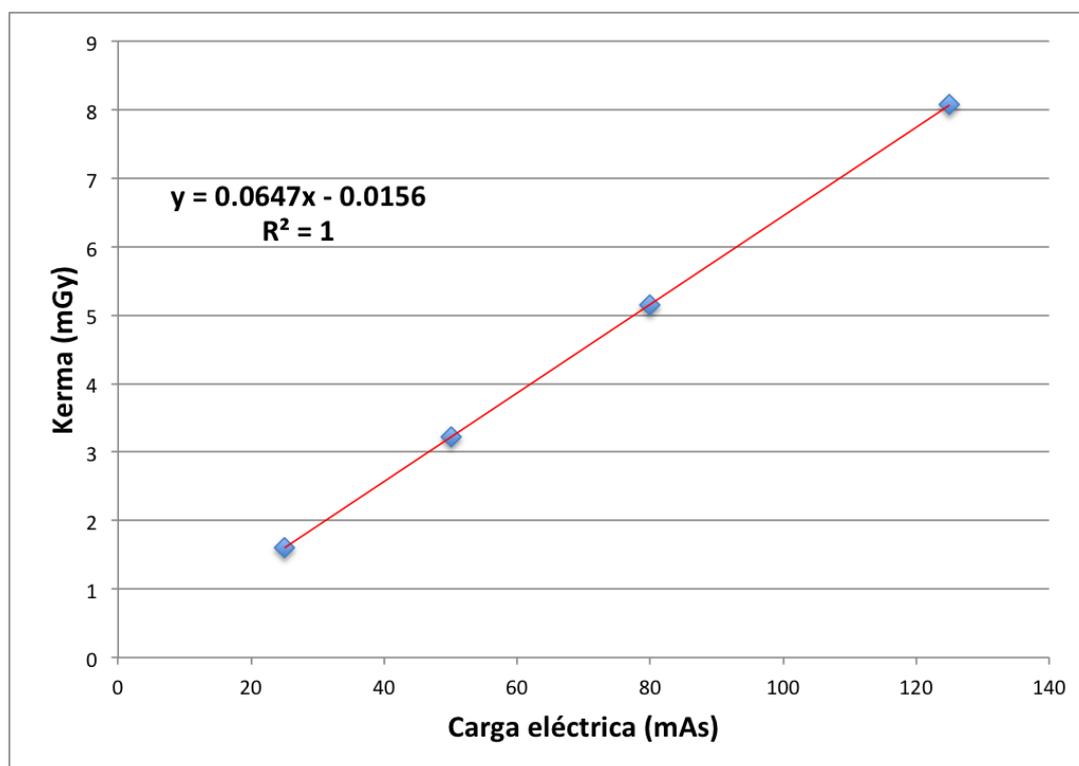


Figura 5-6: Gráfica de rendimiento del mamógrafo con su respectivo ajuste lineal.

5.2.2. Calibración TLD-100

La calibración se realizó en dos ocasiones y cada vez 24 horas después del horneado correspondiente de los dosímetros. Para este procedimiento se colocaron tres TLD-100 para cada haz de Mo/Mo a 22 kV, donde se fue variando el valor de mAs. La primera vez se utilizaron valores de 32 mAs, 50 mAs, 80 mAs y 100 mAs, pero la lectura mostró que esos valores estaban por debajo de los esperados en el experimento, por lo que se tuvo que realizar el proceso una segunda vez con valores más altos.

Utilizando la gráfica 5-6 se pudo obtener la relación entre los mAs utilizados y el kerma en aire de los haces, de manera que al realizar la lectura de los dosímetros para obtener la señal TL correspondiente se llegó a la correlación mostrada en la Figura 5-7.

CAPÍTULO 5. DESARROLLO EXPERIMENTAL

Cabe mencionar que al valor de kerma en aire, que se obtiene de la curva de rendimiento, fue necesario hacerle un ajuste³ debido a que los dosímetros se encontraban 1.5 cm más cerca de la fuente que la cámara de ionización.

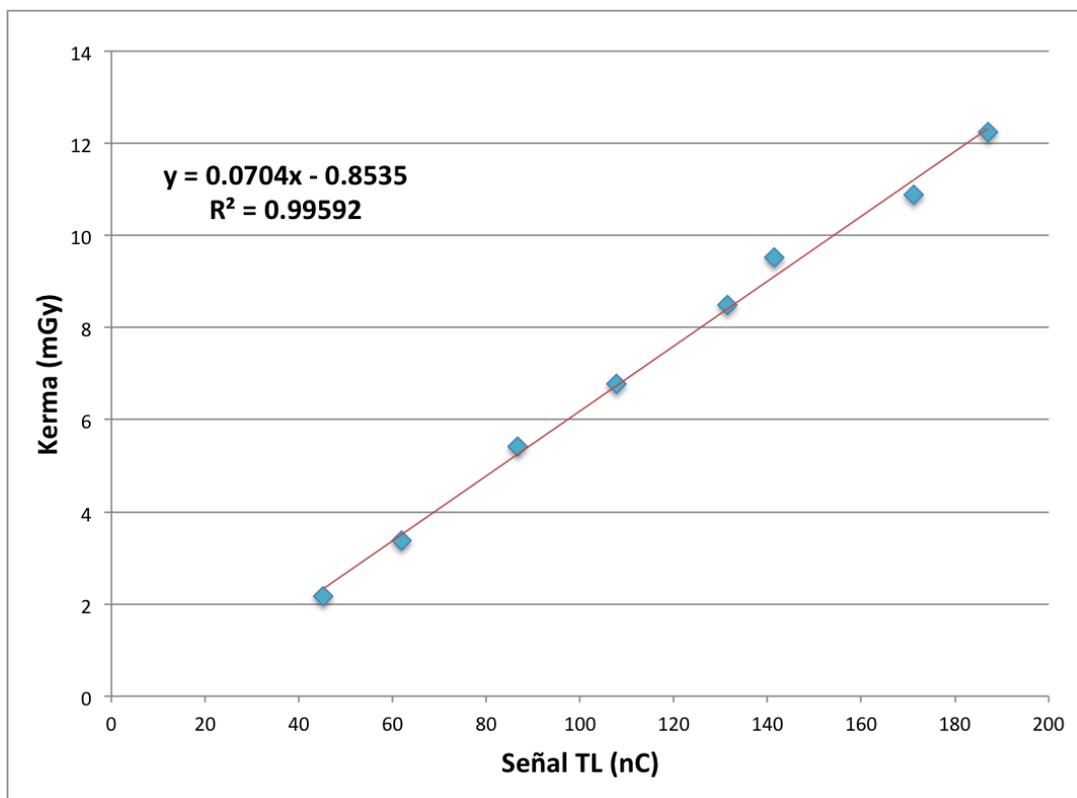


Figura 5-7: Curva de calibración para TLD-100 con ajuste lineal.

³Para una fuente puntual se considera la ecuación $K_1x_1^2 = K_2x_2^2$, donde K_1 y K_2 son los valores de kerma a las distancias x_1 y x_2 , respectivamente.

CAPÍTULO 5. DESARROLLO EXPERIMENTAL

El sistema que se utilizó para calibrar los dosímetros se muestra en la Figura 5-8, donde los TLD eran colocados sobre la cinta mágica lo más en el centro posible y a una distancia de 65 cm del punto de emisión del tubo de rayos X.



Figura 5-8: Montaje para calibración de los dosímetros TLD en el mamógrafo.

5.2.3. Calibración TLD-300

La calibración del método que se menciona en la sección 2.7.2 fue previamente realizada por los investigadores y autores del artículo: *Evolution of the CaF₂:Tm (TLD-300) glow curve as an indicator of beam quality for low-energy photon beams* [5].

En la Figura 5-9, el HLTR se grafica como función de la energía efectiva del haz y la curva sólida corresponde al ajuste realizado con la ecuación (2-17), con los parámetros $a = -0.302 \pm 0.009$ y $b = -3.75 \pm 0.09$.

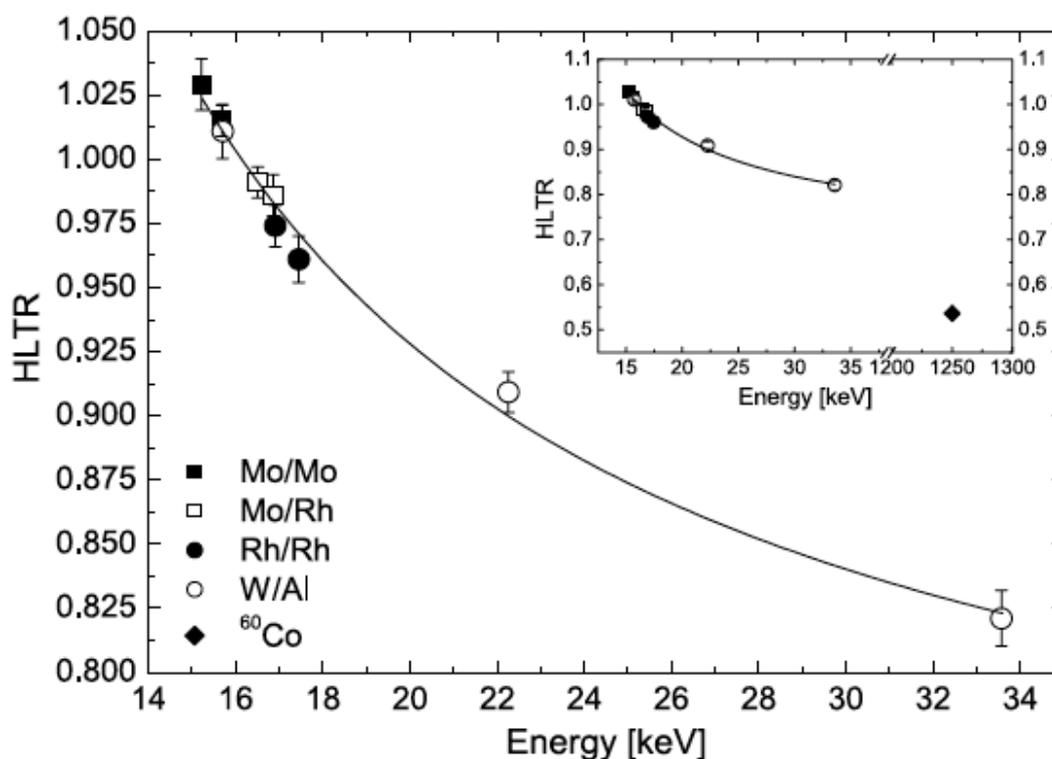


Figura 5-9: **HLTR como función de la energía efectiva del haz.** En el recuadro interior el rango de energía está expandido pues incluye el HLTR para rayos gamma de ⁶⁰Co; la energía corresponde a los fotones primarios.

Figura adaptada de la referencia [5].

En el apéndice B se muestra la calibración realizada para un método alternativo que de igual manera calcula la energía efectiva pero con menor precisión.

5.3. Método para la generación de rayos X

Lo primero que se necesita para comenzar a utilizar el sistema es que la cámara de vacío se encuentre a la presión deseada, en este caso del orden de 1 mTorr a 5 mTorr. Para lograr esto, se prende la bomba mecánica durante 20 minutos hasta que alcanza aproximadamente los 4.2 Torr, después se enciende la turbo y antes de los 10 minutos llega a una presión de ~ 3 mTorr. Es importante tener en cuenta que con el motor prendido la presión aumenta un poco, aunque se mantiene en el mismo orden.

A continuación se enciende el motor con la cinta adhesiva transparente marca *Scotch 3M* ya colocada en el cilindro que rota. Dado que se está utilizando un motor de corriente continua (DC) es posible controlar su velocidad mediante una fuente de voltaje. Una vez que la cinta termina de enrollarse en la pieza correspondiente, se apagan la fuente de voltaje y la bomba de vacío y se espera hasta que las aspas dejen de girar para poder abrir la válvula de aire, ventilar el sistema y así sacar el sistema para colocar una cinta nueva.

5.3.1. Calibración de la velocidad del motor

Para realizar la calibración de la velocidad del motor respecto al voltaje que le es impartido, se tomó video a diferentes tiempos (en general 40, 50 y 60 segundos) y a distintos voltajes (5 a 14 volts) de la pieza cilíndrica que se coloca en el eje del motor. En ella se colocó una marca de manera, que, al analizar cada video fuera posible contabilizar las vueltas que se daban en cada tiempo.

A continuación se muestra la gráfica 5-10 de los resultados obtenidos con su respectivo ajuste lineal, utilizando la ecuación $y = mx + b$.

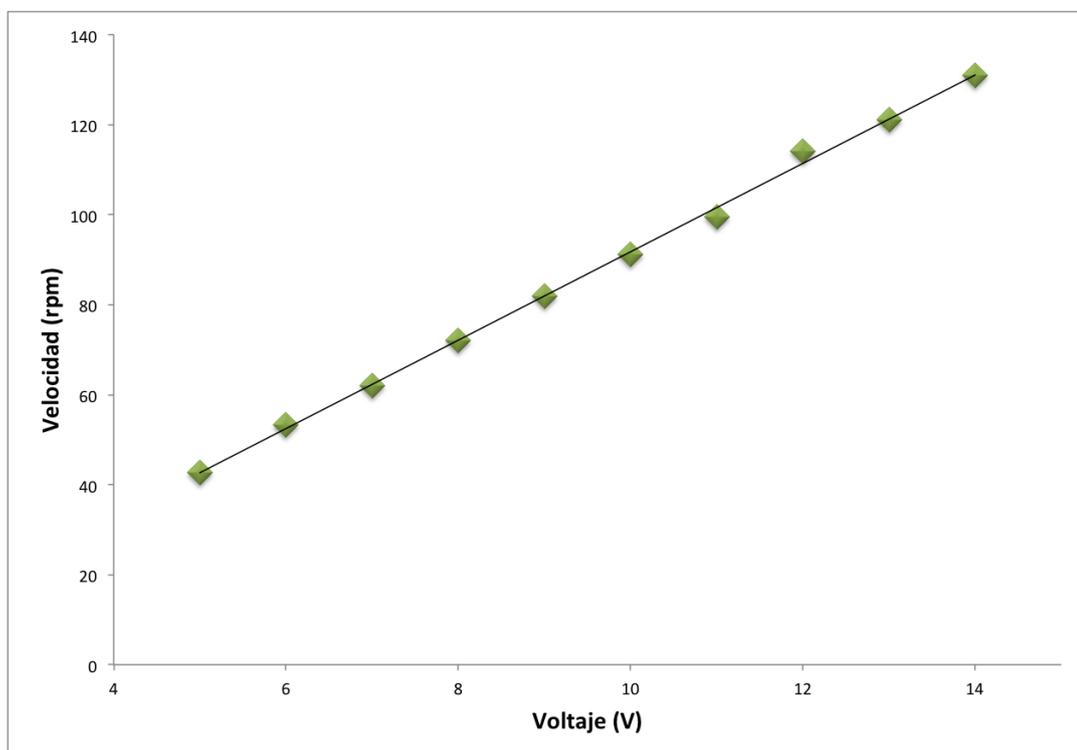


Figura 5-10: Calibración de la velocidad del motor de corriente continua respecto al voltaje. Los parámetros del ajuste son $m = 9.820 \pm 0.136$ y $b = -6.451 \pm 1.349$.

5.4. Esquema de la fuente

En el proceso de desarrollo de este proyecto se observó que, por la manera en la que se diseñó el sistema y la posición de la diadema, los rayos X emitidos en el vértice donde se despega la cinta pueden llegar a ser bloqueados por la misma cinta para algunos de los dosímetros.

En la siguiente figura se muestra un diagrama en el cual se dibujaron flechas que marcan la posible trayectoria de los rayos X a los TLD colocados en distintos ángulos. Estos ángulos están definidos respecto al centro geométrico de la diadema, de manera que si la diadema completara un círculo y su centro se encontrará en el de un plano cartesiano, 0° estaría sobre el eje de ordenadas.

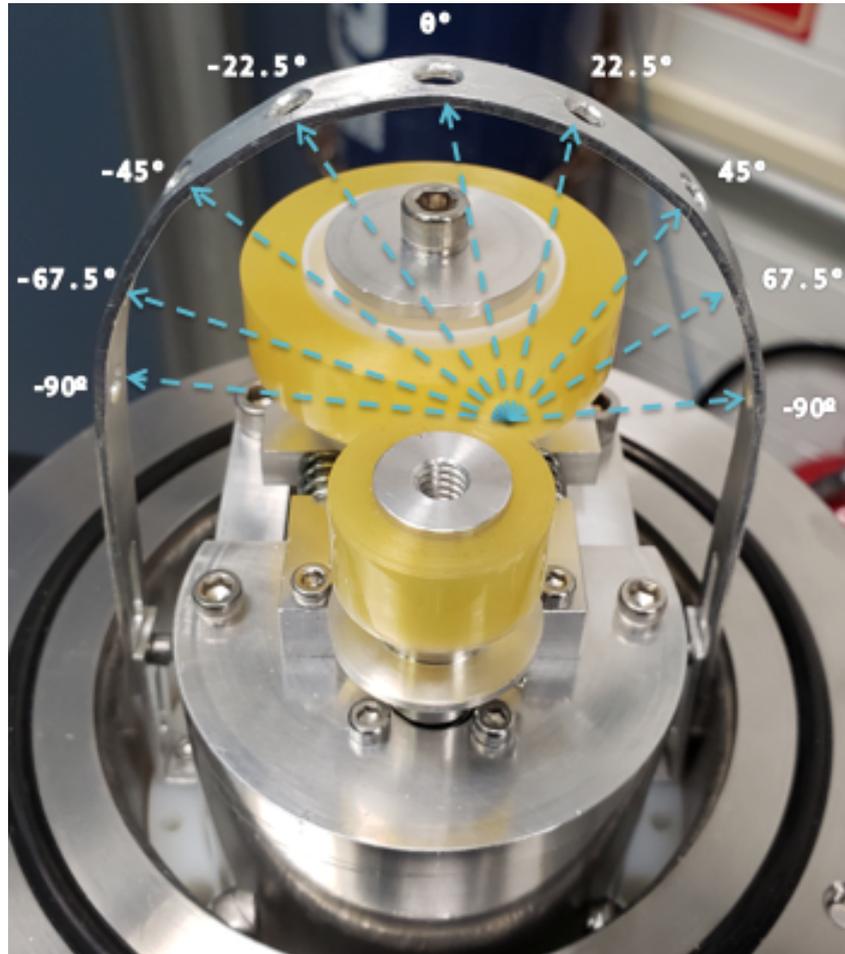


Figura 5-11: Diagrama del sistema que muestra el posible bloqueo de los rayos X antes de que lleguen a los dosímetros.

En la siguiente tabla se muestran los valores de la distancia promedio que hay entre los dosímetros y el vértice de la cinta. Se tomó como un promedio ya que conforme la cinta se va despengando el vértice cambia de posición.

Tabla 5-3: **Distancia promedio de los dosímetros al vértice.**

Ángulo (°)	Distancia al vértice (cm)
-90	5.41
-67.5	4.89
-45	4.52
-22.5	4.11
0	3.61
22.5	3.09
45	2.82
67.5	2.72
90	3.18
Poste	4.15

Estos valores se calcularon de manera indirecta midiendo otras distancias que resultaban más fáciles de tomar. Las siguientes ecuaciones muestran como se calculó la distancia promedio de cada dosímetro al vértice (r).

Tenenemos que:

$$r^2 = H^2 + l^2, \quad (5-2)$$

donde H es la altura a la que se encuentra cada dosímetro respecto al plano horizontal de la cinta y l es la proyección de la distancia en el plano horizontal del dosímetro al vértice. H es fija, pero l varía conforme la cinta se despega y el vértice cambia de posición.

Para calcular l se utilizaron algunas relaciones geométricas.

$$|l|^2 = (S_{0x} - S \cos(\beta) - N_x)^2 + (S_{0y} - S \sin(\beta) - N_y)^2, \quad (5-3)$$

donde S_{0x} y S_{0y} son la componentes del vector S_0 que va del centro de la cinta al primer punto donde se despega, antes de que se ponga a girar el motor, S es la distancia del centro de la cinta a cualquier punto de la línea donde se recorre el vértice, β es el ángulo que se forma entre la línea del eje que une el centro de la cinta con el del cilindro que rota y la línea sobre la que se mueve el vértice conforme se despega y N_x y N_y son las componentes del vector que va del centro de la cinta a la proyección horizontal de cada dosímetro.

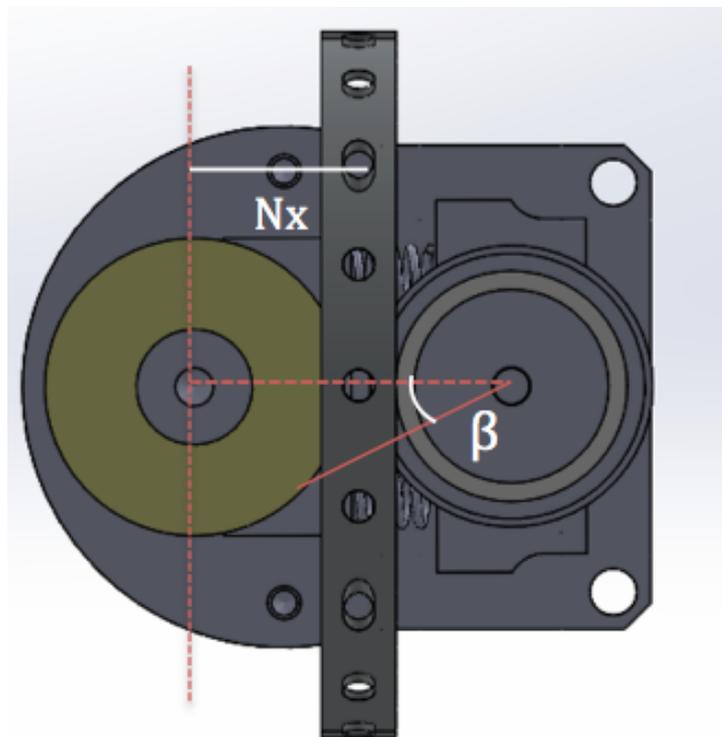
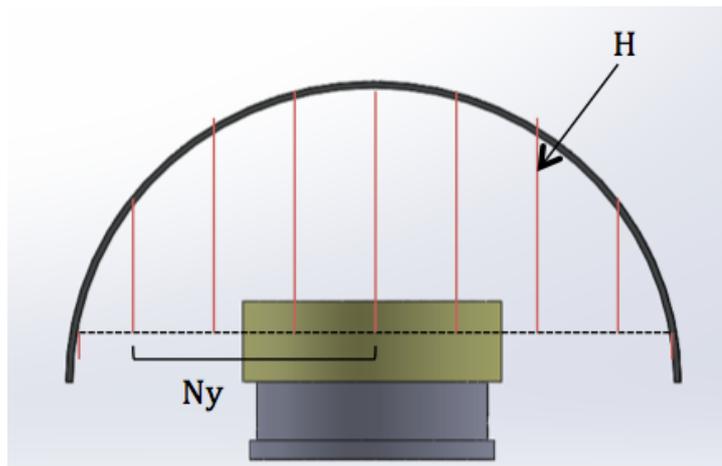
De manera que sustituyendo la ecuación 5-3 en 5-2 e integrando la expresión resultante respecto a S de 0 a b (distancia que recorre el vértice desde que empieza a despejarse

CAPÍTULO 5. DESARROLLO EXPERIMENTAL

hasta el final de la cinta) y dividiendola entre b se obtiene la siguiente expresión, la cual representa un promedio de la distancia del dosímetro al vértice.

$$\langle r^2 \rangle = \frac{b^2}{3} + H^2 + (N_x - S_{0x})^2 + (N_y - S_{0y})^2 + b(N_x - S_{0x})\cos(\beta) + b(N_y - S_{0y})\sin(\beta) \quad (5-4)$$

En los siguientes esquemas se muestran las distancias descritas.



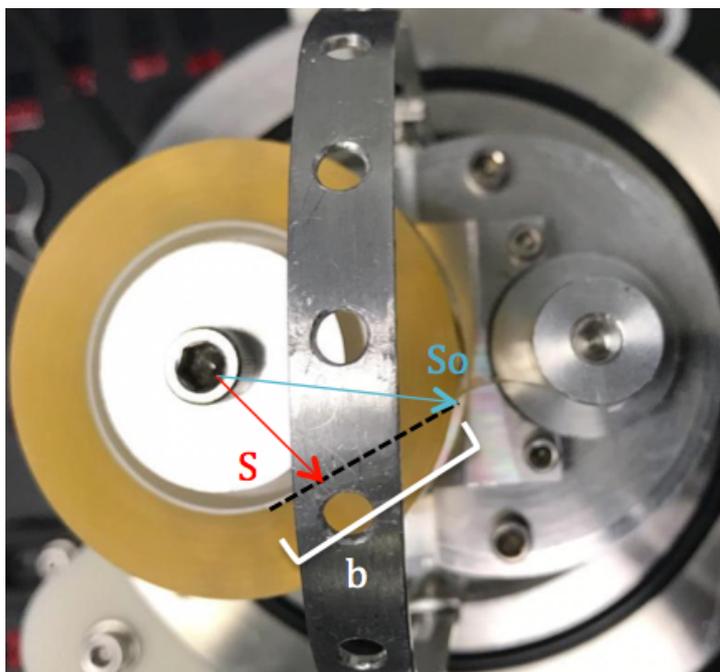


Figura 5-12: Esquemas en los que se observan las distancias H , N_y , N_x , S_0 , S , b y el ángulo β .

El cálculo para el poste fue el mismo, sólo que se considero H igual a 0 pues se encontraba a la misma altura que la cinta.

Un factor importante a considerar es como el mismo rollo de cinta puede bloquear parte de los rayos X y afectar la medición a los dosímetros que se encuentran en el lado opuesto al vértice.

Si se observan las imágenes anteriores, se puede notar que los ángulos más afectados son: -90° , -67.5° y -45° . Si se considera que la cinta adhesiva está constituida principalmente por acrílico, entonces es posible utilizar la siguiente ecuación.

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (5-5)$$

donde I es la intensidad de los rayos X transmitida a través del material con un grosor x , I_0 es la intensidad inicial de los fotones, μ es el coeficiente lineal de atenuación y x es la distancia recorrida en el material.

Para el acrílico a una energía de 10 keV, representativa de este caso, el coeficiente lineal de atenuación tiene un valor de 3.906 cm^{-1} , de acuerdo con la fuente [20] en

el apéndice D-3. Para los dosímetros que se encuentran detrás del vértice la distancia recorrida de material es únicamente el grosor de la cinta, el cual es aproximadamente 2 mm, de manera que realizando el cálculo con la ecuación anterior la razón entre la intensidad final y la inicial es de 0.925, valor que nos indica que no existe gran diferencia.

Ahora, intentar realizar ese mismo cálculo para los dosímetros que son interferidos por la cinta resulta más complicado debido a que no se sabe exactamente la distancia de material que recorren los rayos X pues el diámetro de la cinta va cambiando conforme se despega, pero sí podemos decir que es mucho más que el simple grosor de 2 mm, lo cual disminuiría considerablemente el valor final de la intensidad, aunque cualquier posible atenuación no se ve reflejada en las mediciones de la energía efectiva, lo que indica que es probable que dicho bloqueo no afecte notablemente las mediciones.

5.4.1. Sistema para el desenrollado

Con el objetivo de desperdiciar la menor cantidad posible de cinta, se diseñó un sistema para volver a enrollar la cinta en su base original. Este dispositivo se construyó con un impresora 3D marca Ultimaker 2 y utilizando el programa Simplify 3D. El cilindro con la cinta se coloca en la camisa del balero mientras que la base se encuentra en el motor como se muestra en la Figura 5-13.

En el experimento no se reusó la cinta, pero sí es posible reutilizarla para sus funciones comunes.



Figura 5-13: Sistema diseñado para enrollar la cinta en su base original.

Capítulo 6

Resultados y discusión

En esta sección se presentan los resultados de los tres experimentos realizados para las mediciones de dosis y las tres corridas para las mediciones de la energía. Para cada uno se detalla la configuración utilizada del sistema y se muestran tablas y gráficas ilustrativas, en las que se observan los valores obtenidos para cada experimento. Los detalles de cada uno de los resultados, como las curvas de brillo o las deconvoluciones, se muestran en los apéndices C y D.

6.1. Medición de dosis

6.1.1. Experimento 1

Este experimento se realizó con una configuración que se muestra en las Figuras 6-1 y 6-2. Se utilizaron dos diademas con dosímetros TLD-100, con un ángulo de 45° de diferencia entre ellas. De igual manera, se desenrollaron diez cintas *Scotch 3M* de 12 mm de ancho, sin utilizar los 33 m de largo. La fuente de voltaje se ajustó a 9 V y 1.03 A. El horneado previo y la lectura de los TLD-100 se llevaron a cabo de acuerdo al protocolo ya descrito.

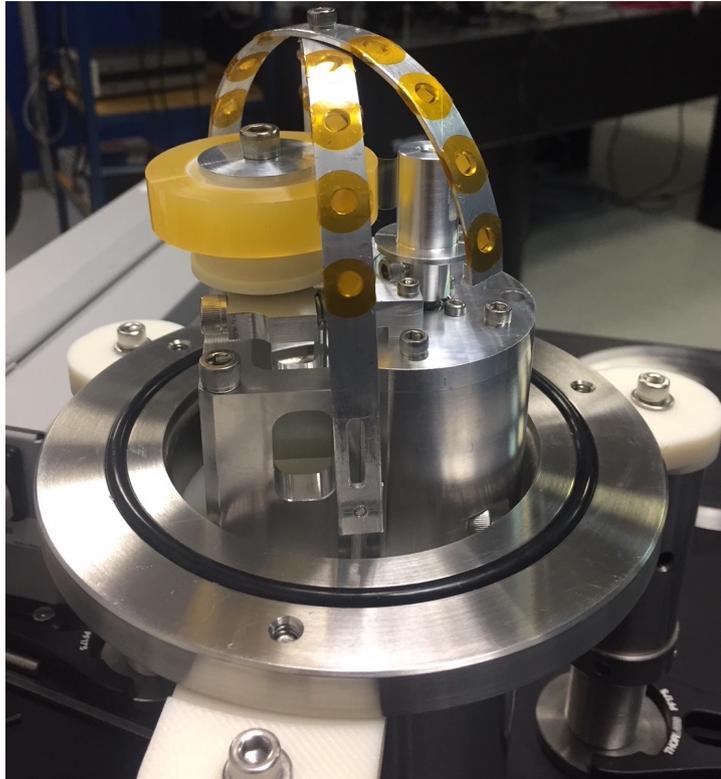


Figura 6-1: Configuración del sistema con dos diademas y dieciseis dosímetros TLD-100.

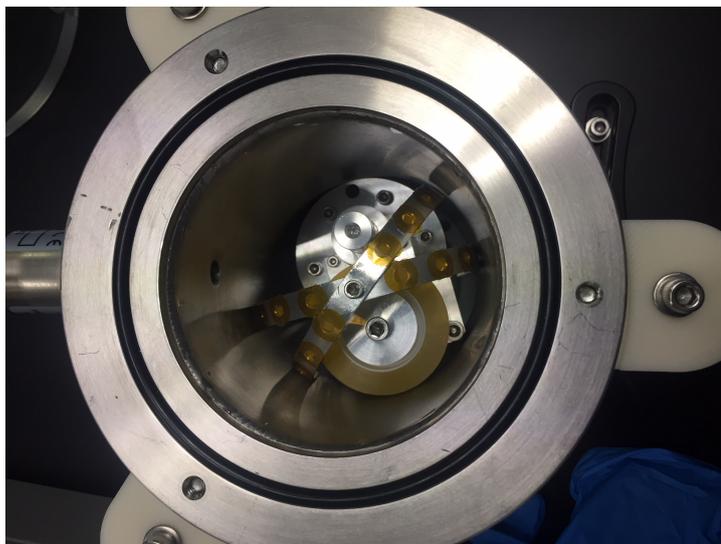


Figura 6-2: Configuración del sistema con dos diademas y dieciseis dosímetros TLD-100

CAPÍTULO 6. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En las siguientes tablas se muestran los valores de la carga colectada medida en el lector y el kerma calculado por medio de la gráfica de calibración 5-7 para cada uno de los dosímetros de ambas diademas.

Tabla 6-1: **Valores de la señal termoluminiscente y kerma en los dosímetros de la diadema a 0°.**

Ángulo (°)	Señal TL (nC)	Kerma (mGy)
-90	68.8±8.2	3.94±0.48
-67.5	105.1±10.2	6.55±0.64
-45	102.7±10.1	6.38±0.63
-22.5	119.7±10.9	7.57±0.69
22.5	172.9±13.1	11.32±0.86
45	203.5±14.3	13.47±0.94
67.5	178.2±13.3	11.69±0.88
90	184.2±13.6	12.11±0.89

Tabla 6-2: **Valores de la señal termoluminiscente y kerma en los dosímetros de la diadema a 45°.**

Ángulo (°)	Señal TL (nC)	Kerma (mGy)
-90	102.3±10.2	6.35±0.63
-67.5	101.6±10.1	6.28±0.62
-45	106.3±10.3	6.63±0.64
-22.5	147.7±12.1	9.54±0.78
22.5	174.5±13.2	11.43±0.86
45	166.2±12.9	10.85±0.84
67.5	131.5±11.5	8.40 ±0.73
90	161.1±12.7	10.49±0.83

Con los datos de las tablas anteriores se realizó una comparación para los valores de kerma de los TLD-100 de las diademas a 0° y a 45°.

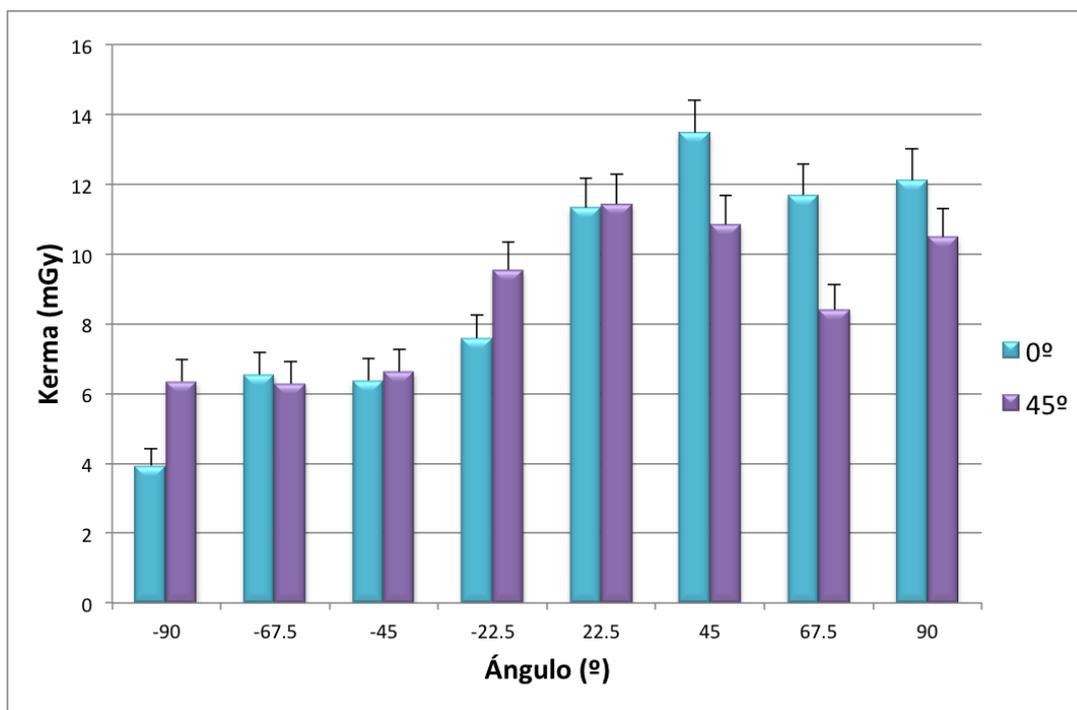


Figura 6-3: Comparación entre el kerma medido por los dosímetros a 0° y a 45°.

Los valores obtenidos para los testigos C9 y C10, fueron (31.4 ± 5.6) nC y (23.1 ± 4.8) nC respectivamente.

De manera complementaria, brevemente se comprobó que la tasa de exposición aumenta con la velocidad a la que se despega la cinta. Se tomaron los datos de la tasa de exposición marcada en un detector Geiger, colocado encima y en el centro de la tapa transparente de acrílico, cada cinco segundos mientras se desenrollaba la última cinta. En efecto conforme la cinta adhesiva se despega, aumenta el grosor del cilindro sobre la que se deposita, aumentando en cada vuelta unas cuantas centenas de micrómetros, lo que incrementa la velocidad tangencial conforme pasa el tiempo. A continuación se muestra una gráfica 6-4 de los valores colectados y su ajuste lineal, utilizando la ecuación de la recta.

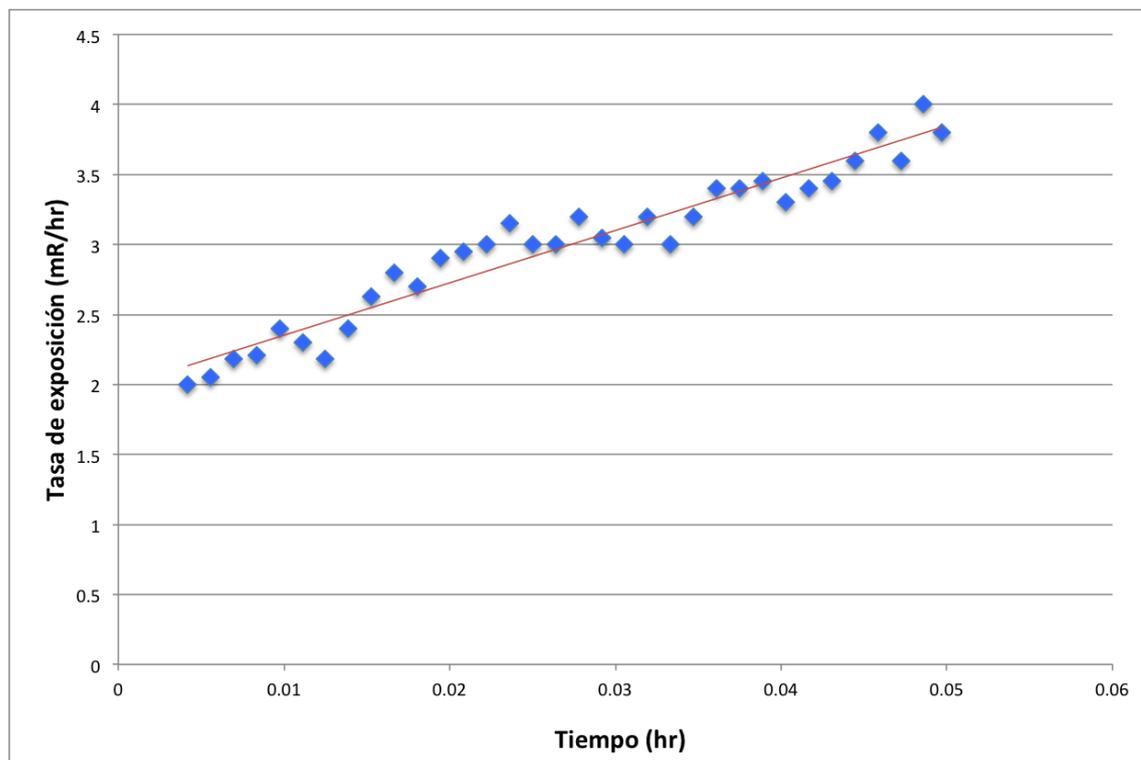


Figura 6-4: Tasa de exposición (mR/hr) vs tiempo transcurrido (hr) medida fuera del sistema con su respectivo ajuste lineal. Los parámetros son $m = (37.4 \pm 1.79)$ mR/hr² y $b = (1.98 \pm 0.05)$ mR/hr.

6.1.2. Experimento 2

El segundo experimento se realizó bajo la configuración de una sola diadema, como se muestra en la Figura 6-5. Se le realizó una mejora al sistema de manera que fuera posible desenrollar toda la cinta (33 metros) en el proceso. Este ajuste consistió únicamente en diseñar y fabricar una nueva pieza en la cual el motor de DC quedara un poco más separado del balero, cuidando que la cinta no rozara las paredes de la cámara de vacío. El motor de igual manera se utilizó a 9 V y 1.03 A. Esta vez el tiempo aproximado en el que se desenrollaba toda la cinta fue de 4 minutos.

En esta corrida se utilizó un poste diseñado y construido, como se muestra en la Figura 6-5, para contener un dosímetro que se encuentre viendo directamente al vértice donde se desenrolla la cinta, a una distancia de... Esto con el objetivo de observar qué tanta señal TL se detecta en ese punto.

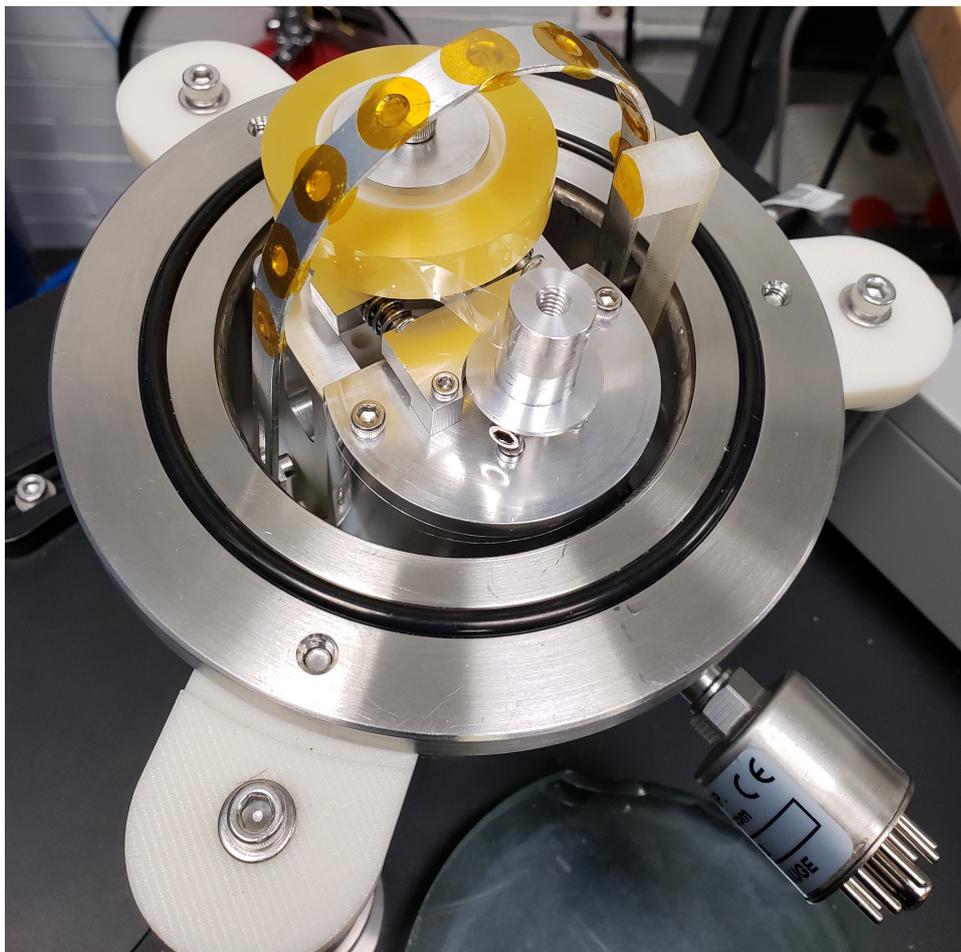


Figura 6-5: Configuración del sistema con el poste colocado viendo hacia el vértice.

La preparación y lectura de los dosímetros fue exactamente la misma a la del protocolo que se describe en la sección 5.1, con el objetivo de tener la mayor reproducibilidad de resultados.

En la Tabla 6-3 se muestran los resultados de la señal TL obtenida por medio del lector y el kerma en aire detectado por cada uno de los dosímetros.

Tabla 6-3: Valores de la señal termoluminiscente y kerma en aire para el segundo experimento.

Ángulo (°)	Señal TL (nC)	Kerma (mGy)
-90	64.03±8.01	3.65±0.46
-67.5	83.94±9.17	5.06±0.55
-45	83.84±9.16	5.05±0.55
-22.5	120.0±10.9	7.59±0.69
0	133.1±11.5	8.52±0.74
22.5	168.0±12.7	10.97±0.87
45	227.2±15.1	15.14±1.01
67.5	260.4±16.1	17.48±1.08
90	227.0±15.1	15.13±1.01
Poste	146.9±12.1	2.39±0.78

Con los valores de la señal TL y la gráfica 5-7 de calibración se encontraron los datos de kerma en aire correspondientes a la irradiación de los dosímetros colocados a distintos ángulos (Figura 6-6).

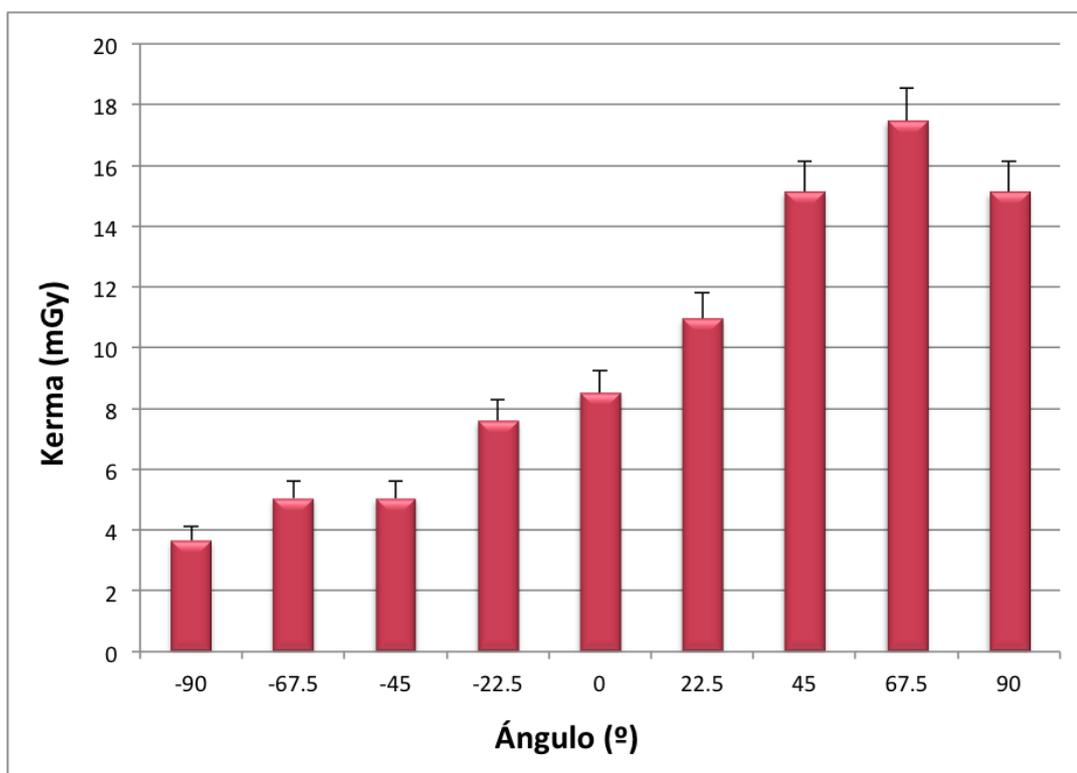


Figura 6-6: Kerma en función del ángulo para el experimento 2.

Debido a que, tanto en este experimento como en el siguiente, fue posible desenrollar la cinta completa se puede realizar un cálculo del kerma en aire por unidad de área despegada. El ancho de la cinta es de 12 mm, el largo es de 33 m y se utilizaron diez cintas, por lo tanto el área total es de 396 cm². En la siguiente tabla se muestran estos valores.

Tabla 6-4: **Valores de kerma en aire por unidad de área del segundo experimento.**

Ángulo (°)	Kerma por unidad de área (mGy/cm ²)
-90	0.00923± 0.00115
-67.5	0.0128±0.00139
-45	0.0127±0.00139
-22.5	0.0191±0.00175
0	0.0215±0.00186
22.5	0.0277±0.00213
45	0.0382±0.00254
67.5	0.0441±0.00273
90	0.0382±0.00253
Poste	0.0239±0.00198

6.1.3. Experimento 3

Este último experimento para la medición de dosis se realizó bajo las mismas condiciones que la anterior. La configuración fue de una diadema como se muestra en la Figura 4-1 y con la mejora del sistema. En este experimento también se incluyó el poste, solo que fue colocado del lado contrario a la prueba anterior, como se muestra en la Figura 6-7, debido a que la señal TL que se midió en ese punto fue baja.

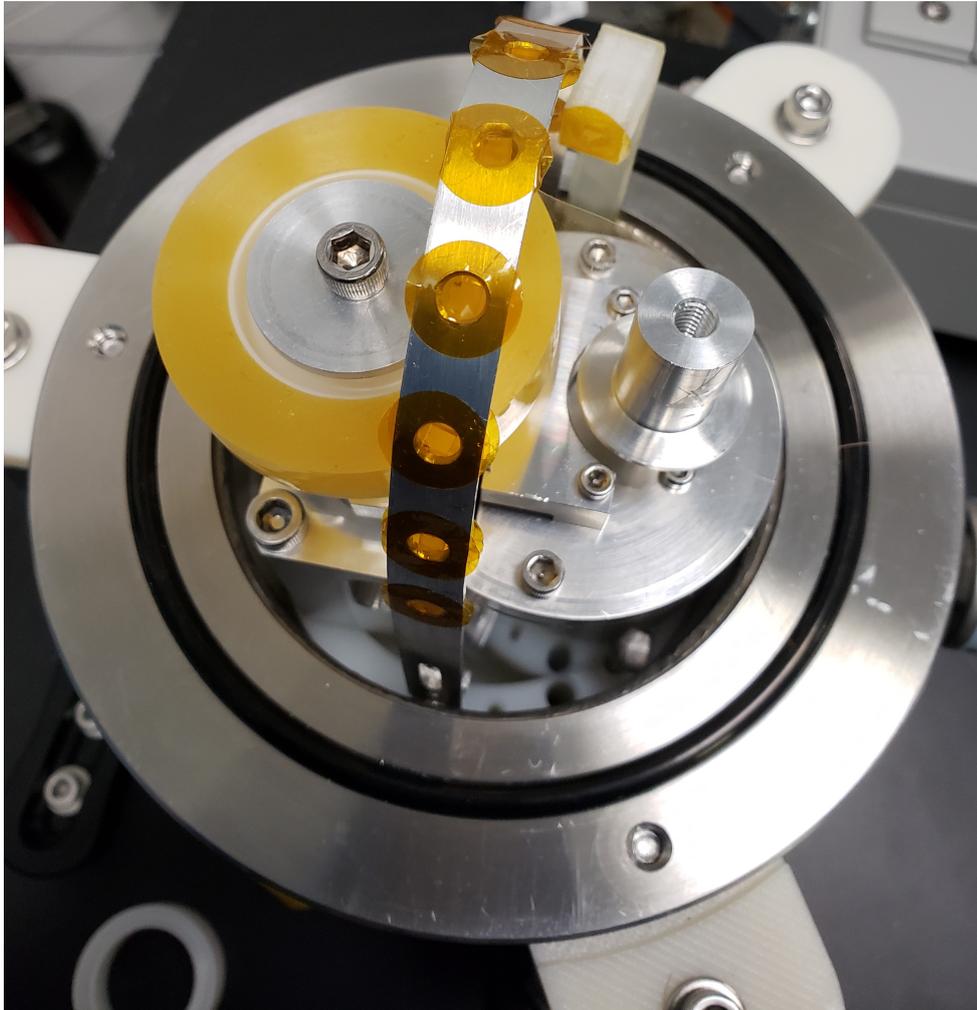


Figura 6-7: Configuración del sistema con el poste colocado del lado del vértice.

A continuación se muestran los resultados obtenidos de la señal termoluminiscente y kerma en aire para cada uno de los TLD-100.

Tabla 6-5: Valores de la señal termoluminiscente y kerma en aire para el tercer experimento.

Ángulo (°)	Señal TL (nC)	Kerma (mGy)
-90	62.05±7.87	3.51±0.45
-67.5	66.06±8.13	3.80±0.47
-45	79.72±8.92	4.76±0.53
-22.5	112.8±10.62	7.09±0.67
0	140.5±11.85	9.04±0.76
22.5	191.3±13.83	12.61±0.91
45	226.2±15.04	15.07±1.00
67.5	224.6±14.99	14.96±0.99
90	187.6±13.69	12.35±0.90
Poste	540.5±23.25	37.20±1.60

El valor de la señal termoluminiscente para el dosímetro colocado en el poste es prácticamente cuatro veces mayor a la observada en el experimento anterior ((146.9±12.1) nC), esto se debe al cambio de posición del poste, lo cual sugiere que estando más cerca del vértice donde se despega la cinta y en esa dirección, la intensidad de la radiación aumenta de manera considerable, tanto que incluso el valor es un poco mayor al doble de los más altos que se encuentran en la diadema, pues en este caso nada bloquea la interacción de los rayos X con el dosímetro.

Con los valores de la señal TL mostrados en la tabla anterior se graficaron los datos de kerma correspondientes a los dosímetros colocados a distintos ángulos (Figura 6-8).

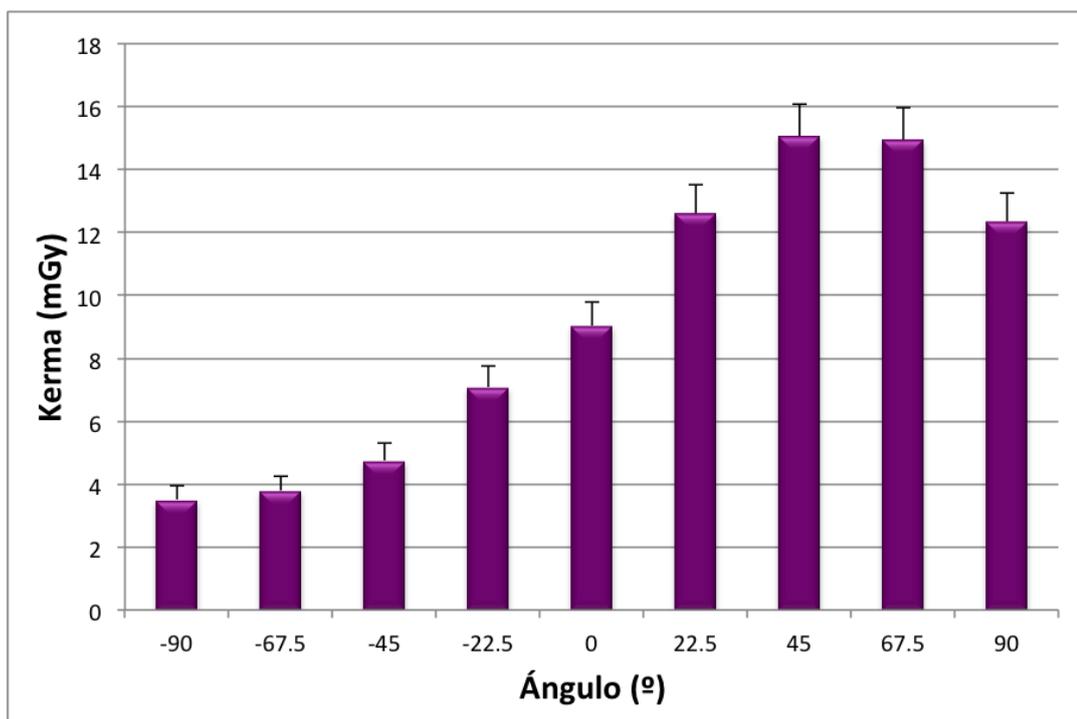


Figura 6-8: Kerma en función del ángulo para el experimento 3.

En la siguiente tabla se presentan los valores calculados de kerma por unidad de área despegada.

Tabla 6-6: Valores de kerma en aire por unidad de área del tercer experimento.

Ángulo (°)	Kerma por unidad de área (mGy/cm ²)
-90	0.0089±0.0011
-67.5	0.0096±0.0012
-45	0.0120±0.0013
-22.5	0.0179±0.0017
0	0.0228±0.0019
22.5	0.0318±0.0023
45	0.0381±0.0025
67.5	0.0378±0.0025
90	0.0312±0.0023
Poste	0.0939±0.0040

CAPÍTULO 6. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En la gráfica 6-9 se muestra una comparación del kerma en aire encontrado mediante la lectura de la señal termoluminiscente de los experimentos 1¹, 2 y 3.

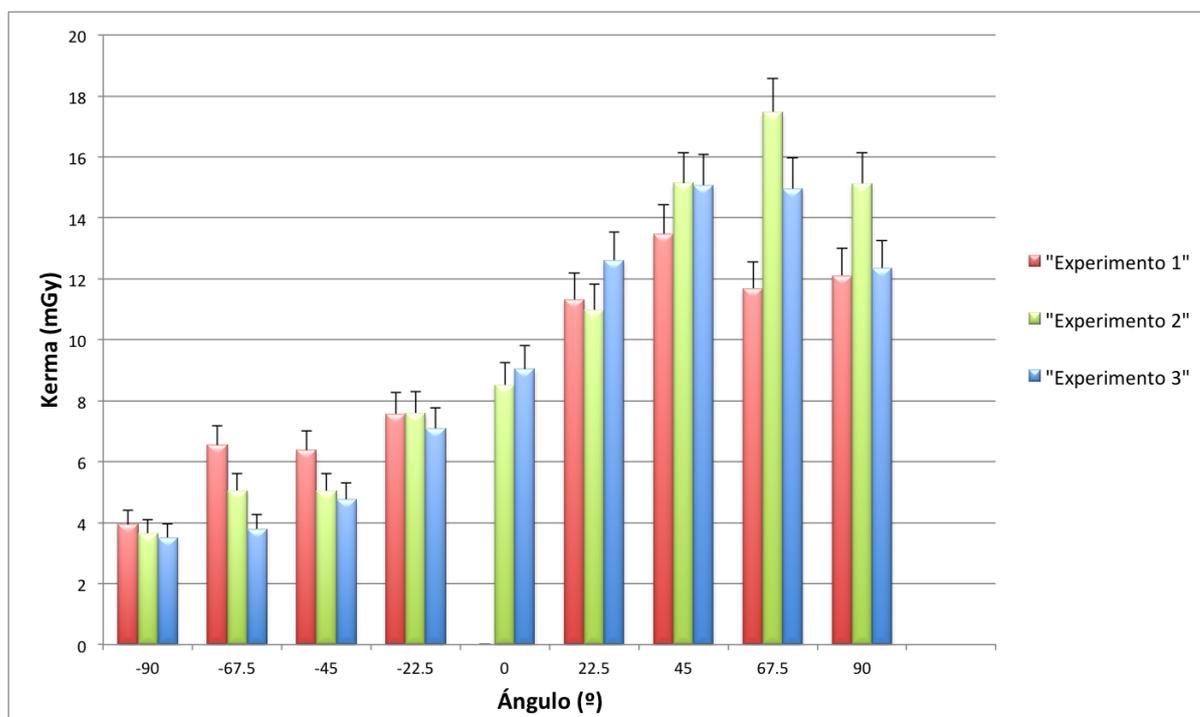


Figura 6-9: Comparación de la distribución angular del kerma en aire entre los experimentos 1, 2 y 3.

Estos resultados muestran una clara tendencia, a pesar de que los valores varían un poco entre cada prueba, de aumento hasta los 45° ó 67.5° donde llega a su valor máximo y decrece otra vez, sin alcanzar el mínimo.

¹En la gráfica, el primer experimento no tiene valor de señal TL para el ángulo de 0° pues como se recordará esa prueba se realizó con una diadema a 45° la cual fue sostenida por la otra en el orificio a 0° y por lo tanto no se colocó ningún dosímetro ahí.

6.2. Corrección por la distancia

Considerando que los dosímetros no eran equidistantes con el vértice, se realizó una corrección de los valores del kerma en aire. En la siguiente gráfica se muestra el promedio de kerma de los tres experimentos por el ángulo sin corregir por la distancia y con dicha corrección.

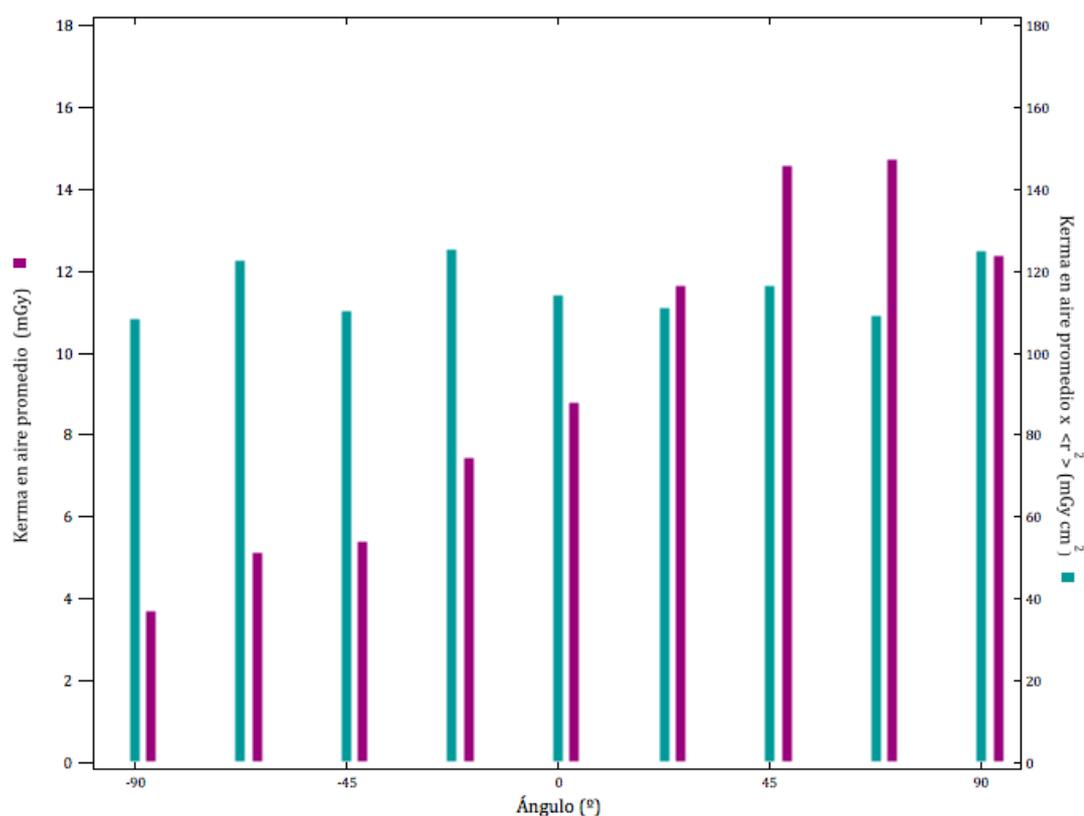


Figura 6-10: Promedio del kerma en aire sin corregir y corregido por la distancia al vértice.

Esta corrección se hizo multiplicando los valores del kerma en aire por la distancia al cuadrado de cada uno de los dosímetros al vértice. Como se puede observar, dicha modificación es realmente importante dado que la medición de la intensidad de los rayos X dependen de la distancia a la que se encuentre el punto de emisión y a la que esté el dosímetro. Los resultados de esta corrección sugieren que el flujo por ángulo sólido es constante.

6.3. Medición de energía

6.3.1. Experimento 1

Para este experimento se utilizaron únicamente 9 dosímetros TLD-300 con la configuración de una sola diadema. El propósito de utilizar los dosímetros de CaF_2 fue para medir la energía efectiva de los fotones emitidos por la fuente tribológica.

La preparación de este tipo de dosímetros es diferente pues su horneado consiste únicamente en calentarlos a $400\text{ }^\circ\text{C}$ durante una hora y dejarlos enfriar a temperatura ambiente antes de su almacenamiento. De igual manera que para las mediciones de dosis, en esta prueba se utilizaron diez cintas adhesivas *Scotch 3M*, y debido a los ajustes del sistema, fue posible desenrollar los 33 metros de cinta. La lectura se realizó 48 horas después de la irradiación a una tasa de calentamiento de $8\text{ }^\circ\text{C/s}$ en un rango de $0\text{ }^\circ\text{C}$ a $400\text{ }^\circ\text{C}$, pues es lo que se indica en los protocolos para TLD-300 [5].

El análisis de los primeros datos se llevó a cabo con dos métodos distintos, aunque uno de ellos es menos preciso que el tradicional, por lo que los resultados del método alternativo se muestran en el apéndice B. En el método tradicional se realizó la deconvolución de cada una de las curvas de brillo, con el programa GlowFit CGCD [38], en siete picos separados, más un término exponencial de señal de fondo, como se muestra en la Figura 6-11.

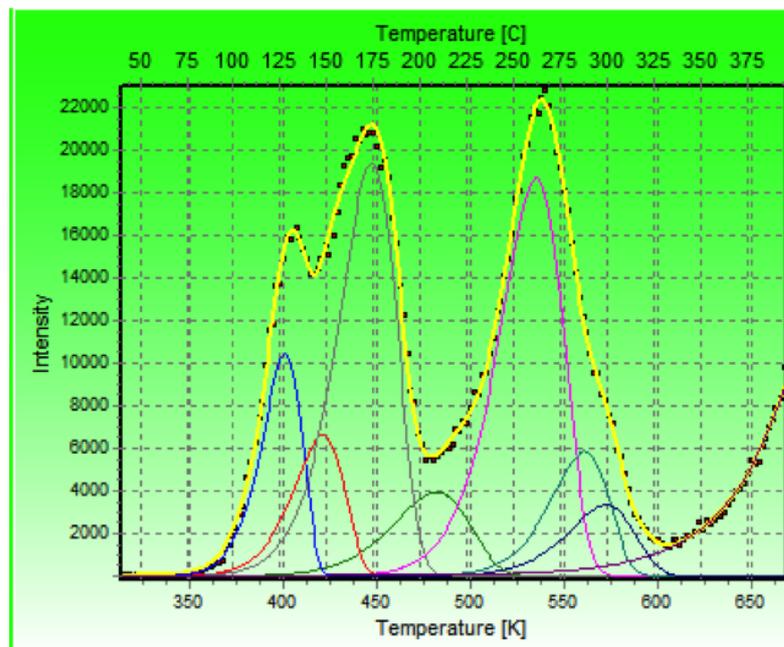


Figura 6-11: Curva de brillo deconvolucionada en siete picos por el programa GlowFit [38].

Para hacer la deconvolución es necesario establecer los parámetros iniciales de energía de activación y de temperatura máxima (T_m). Como punto de partida se tomaron los ya publicados para este tipo de dosímetros por Massillon-Jl *et al.* [39], mismos que se muestran en la Tabla 6-7. Los datos de las deconvoluciones utilizadas se presentan el apéndice D.

Tabla 6-7: **Parámetros iniciales de los picos utilizados para la deconvolución de la curva de brillo** [39].

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	395.95	1.2744
2	413.15	1.1007
3	438.95	1.0776
4	476.95	0.9400
5	527.15	1.4233
6	555.55	1.7300
7	570.25	1.5500

Con las curvas ya deconvolucionadas, se evaluó el HLTR como el cociente entre las sumas de las señales integradas de cada pico a altas y bajas temperaturas, respectivamente. En el ejemplo de la Figura 6-11 el HLTR fue: $(P5+P6+P7)/(P2+P3)$. La siguiente tabla muestra los valores obtenidos para cada TLD-300.

Tabla 6-8: *High- to low- temperature signal ratio (HLTR)* para los dosímetros colocados a diferentes ángulos.

Distribución angular (°)	HLTR
-90	1.231±0.062
-67.5	1.229±0.061
-45	1.244±0.062
-22.5	1.241±0.062
0	1.236±0.062
22.5	1.229±0.061
45	1.226±0.061
67.5	1.258±0.063
90	1.212±0.061

Despejando E_{eff} de la ecuación 2-15 se obtiene que:

$$E_{eff} = b \frac{HLTR - a}{1 - HLTR + a}, \quad (6-1)$$

de manera que a partir del parámetro HLTR se puede calcular analíticamente la energía efectiva.

A continuación se muestra una tabla en la que se observan las energías encontradas con el método de la deconvolución para los 9 dosímetros colocados a diferentes ángulos.

Tabla 6-9: **Energía efectiva obtenida para los dosímetros colocados a diferentes ángulos.**

Ángulo (°)	Energía (keV)
-90	10.79±0.54
-67.5	10.81±0.54
-45	10.62±0.53
-22.5	10.66±0.53
0	10.73±0.54
22.5	10.81±0.54
45	10.85±0.54
67.5	10.45±0.52
90	10.83±0.54

6.3.2. Experimento 2

En este segundo experimento la configuración de una sola diadema y los nueve dosímetros TLD-300 fueron exactamente los mismos que para el anterior, colocados a ángulos de -90° a 90° . En este caso se incluyó un dosímetro más, el cual fue colocado en un poste diseñado para estar del mismo lado y a la misma altura que el vértice donde se desenrolla la cinta. Debido a que las pruebas de dosis anteriores mostraron una señal TL más alta para el dosímetro posicionado en este lugar, se decidió colocarlo también para las pruebas de energía.

Al terminar, se leyeron todos los TLD-300 en el mismo lector que utilizó Muñoz *et al.* y se realizó la deconvolución en siete picos de cada una de las diez curvas de brillo, para evaluar el HLTR mencionado anteriormente, siguiendo el protocolo mencionado en el artículo de la referencia [5], donde la temperatura máxima tuvo una restricción de ± 3 K y la energía de activación se mantuvo fija. A continuación se muestran los valores obtenidos para este parámetro y los datos de la energía encontrada a través de la ecuación 6-1. Los detalles se muestran en el apéndice D.

Tabla 6-10: **HLTR y energía obtenida para los dosímetros colocados a diferentes ángulos.**

Ángulo (°)	HLTR	Energía (keV)
-90	1.331±0.067	9.67±0.48
-67.5	1.349±0.067	9.51±0.48
-45	1.363±0.067	9.56±0.48
-22.5	1.308±0.065	9.90±0.49
0	1.299±0.065	9.99±0.50
22.5	1.320±0.066	9.78±0.49
45	1.216±0.061	10.98±0.55
67.5	1.289±0.064	10.10±0.51
90	1.268±0.063	10.33±0.52
Poste	1.214±0.061	11.01±0.55

6.3.3. Experimento 3

La última prueba para la medición de la energía se realizó bajo la misma configuración que la anterior, es decir, con una sola diadema y el poste colocado a la altura del vértice de la cinta. La preparación de los diez TLD-300 se efectuó conforme al protocolo ya mencionado anteriormente, al igual que su lectura.

La deconvolución en siete picos de las curvas de brillo se muestra detalladamente en el apéndice D, y la tabla que se presenta a continuación contiene los valores del parámetro HLTR y la energía efectiva calculada con él.

Tabla 6-11: **HLTR y energía obtenida para los dosímetros colocados a diferentes ángulos.**

Ángulo (°)	HLTR	Energía (keV)
-90	1.320±0.066	9.78±0.49
-67.5	1.304±0.065	9.94±0.50
-45	1.327±0.066	9.71±0.49
-22.5	1.341±0.067	9.59±0.48
0	1.305±0.065	9.93±0.50
22.5	1.350±0.067	9.50±0.47
45	1.319±0.066	9.79±0.49
67.5	1.319±0.066	9.79±0.49
90	1.286±0.064	10.13±0.51
Poste	1.275±0.064	10.25 ±0.51

Como se puede observar en el cuadro anterior, las energías en general son muy similares a la de los otros experimentos. Esto nos dice que, claramente los fotones emitidos por la fuente, tienen una energía efectiva del orden de 10 keV.

En la siguiente gráfica [6-12](#) se observa una comparación de las energías obtenidas en cada uno de los experimentos.

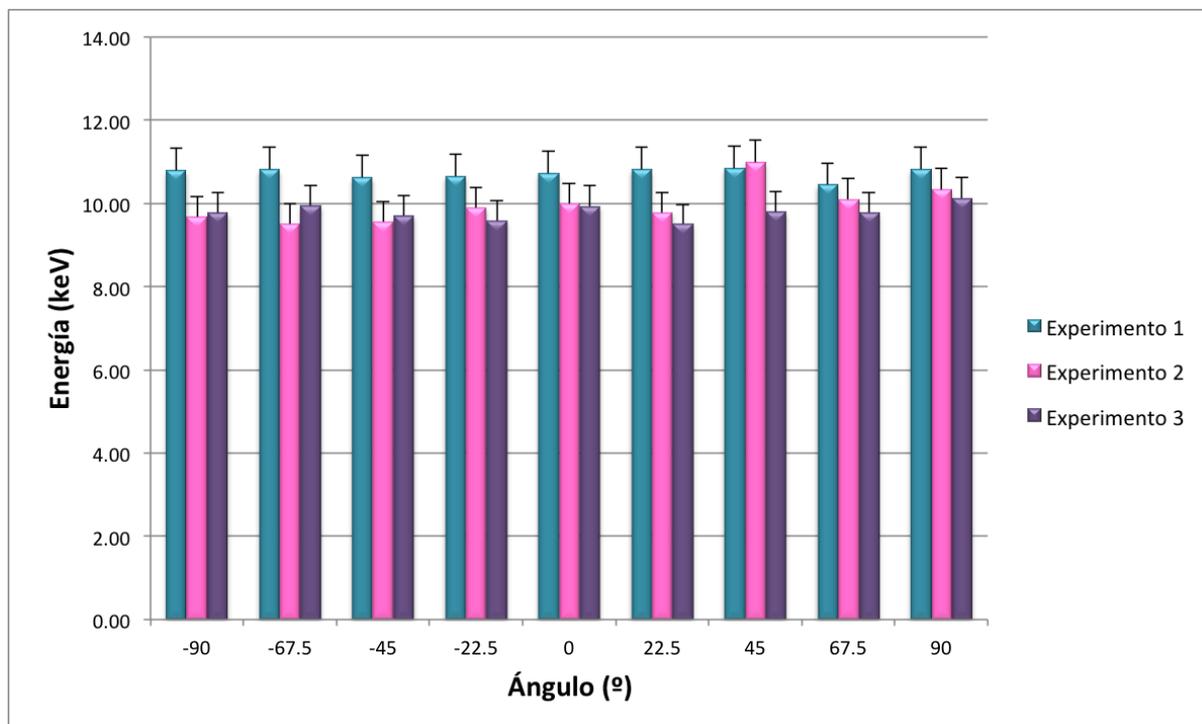


Figura 6-12: Comparación de la distribución angular de la energía efectiva de los fotones entre los experimentos 1, 2 y 3.

A continuación se realizó una gráfica en la cual se promediaron los valores de energía obtenidos en los tres experimentos para los diferentes ángulos. La diferencia entre los valores de cada uno de los ángulos no es muy significativa, pues no rebasa aproximadamente 1 keV, lo cual nos indica que la distribución angular de la energía efectiva de los rayos X es prácticamente constante, a diferencia de los resultados de intensidad de emisión.

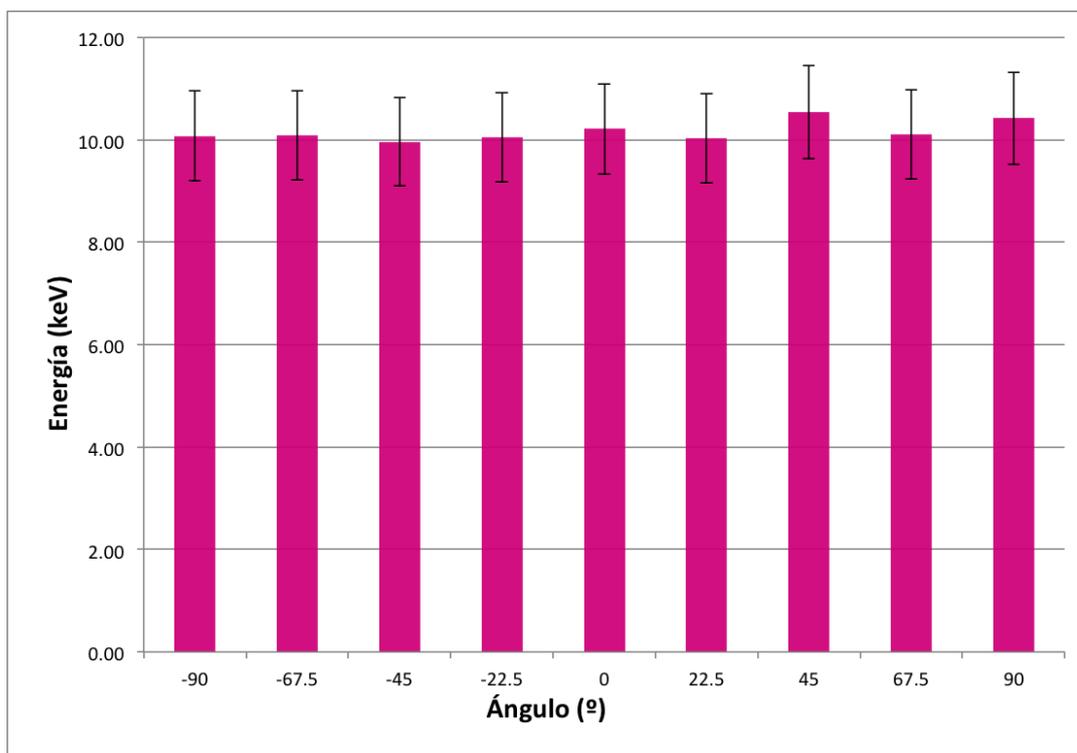


Figura 6-13: Distribución angular de la energía efectiva de los fotones.

6.3.4. Comparación de señal entre TLD-100 y TLD-300

Con el objetivo de comparar las señales termoluminiscentes obtenidas con los TLD-100 y los TLD-300 se realizó un promedio del valor de la señal TL de cada dosímetro obtenida en los tres experimentos correspondientes. En la siguiente figura, se muestran dichos valores promedio normalizados, debido a que la señal de los TLD-300 es mayor que la de los 100, puesto que el efecto fotoeléctrico es más probable en el material CaF_2 que en el LiF.

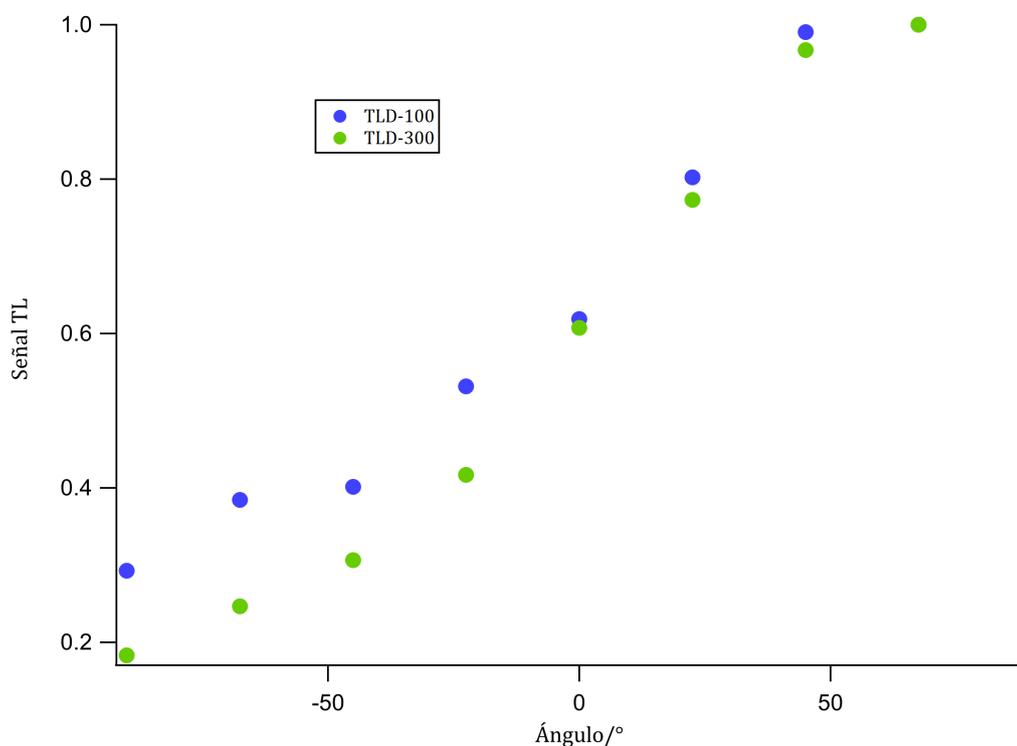


Figura 6-14: Comparación de las señales TL normalizadas de los dosímetros TLD-100 y TLD-300.

Esta gráfica muestra que la distribución angular de las intensidades es prácticamente la misma, medida por dos dosímetros diferentes, de manera que mientras la señal termoluminiscente puede variar hasta un factor de cuatro, la energía efectiva de los fotones es independiente al ángulo de medición. Estos resultados y los de la Figura 6-12 indican que cualquier anisotropía de la intensidad de la radiación proviene de variaciones de flujo, pero que la forma del espectro en sí es independiente del ángulo al que se mida. Resultado que difiere del encontrado en el artículo de Krämer *et al.* [36].

6.4. Espectro de energía

En esta sección se presenta el espectro de energía de radiación emitida por la fuente tribológica de rayos X, medido con un espectrómetro X-123 CdTe marca AMPTEK. El detector se colocó en la parte superior de la cámara con una ventana de Mylar de 12 micrómetros de espesor. En la siguiente figura se observa el histograma del espectro de energía de una cinta adhesiva despegándose en vacío. Este espectro fue tomado con el

software de AMPTEK utilizando una resolución de 1024 canales y una ganancia de 9. El detector fue calibrado con una fuente de ^{241}Am durante 3 horas, para obtener un espectro más claro y definido, con la misma ganancia y el mismo número de canales. Esta calibración correspondió a 0.156 keV por canal.

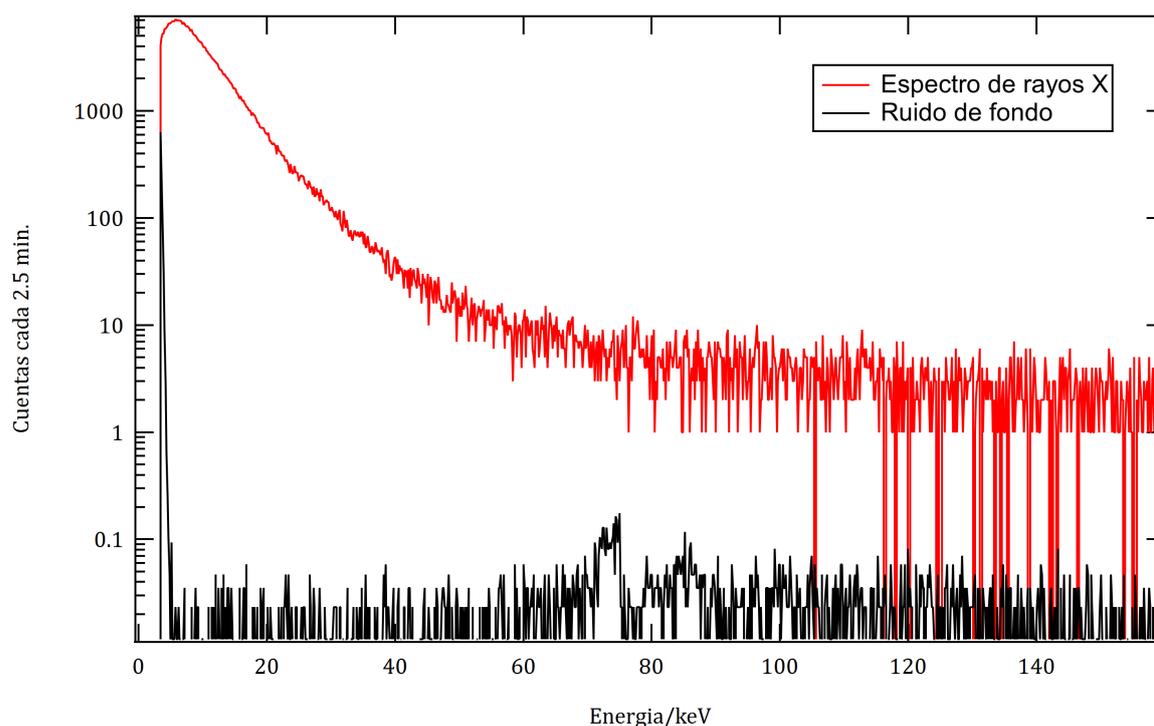


Figura 6-15: Espectro de rayos X emitidos por la cinta y ruido electrónico tomados con un detector X-123 AMPTEK

El ruido de fondo (traza negra) fue tomado durante 5 horas y después ajustado al tiempo que tarda la cinta en desenrollarse por completo, esto con el objetivo de obtener una mejor estadística. Posteriormente se realizaron los ajustes por la eficiencia del detector [40] y la atenuación de la ventana de Mylar [37], las cuales afectaban principalmente a las bajas energías. Una vez corregido el espectro se calculó un promedio de la energía, el cual dió un valor de (10.26 ± 0.531) keV, muy cercano al obtenido con la técnica de los dosímetros TLD-300, es decir, con una diferencia de aproximadamente 1.4%. Es importante recalcar que esta energía no es equivalente a la energía efectiva como se define en el artículo de Muñoz *et al.* [5]. Para obtener una estimación de cómo están relacionados estos conceptos se realizó un cálculo en el programa Wavemetrics Igor Pro, en el cual se obtuvo el espectro de kerma en aire a partir del espectro original. Para esto se obtuvo

la fluencia de energía ψ_E multiplicando las cuentas, es decir, los fotones por la energía del bin correspondiente y se dividió entre el área del detector (25 mm^2). Estos valores a su vez fueron multiplicados por el coeficiente másico de transferencia de energía del aire ($\frac{\mu_{tr}}{\rho}$) de cada una de las energías, por lo que esta fue la ecuación utilizada [20]:

$$K = \psi_E * \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (6-2)$$

Utilizando este procedimiento se obtuvo el siguiente espectro:

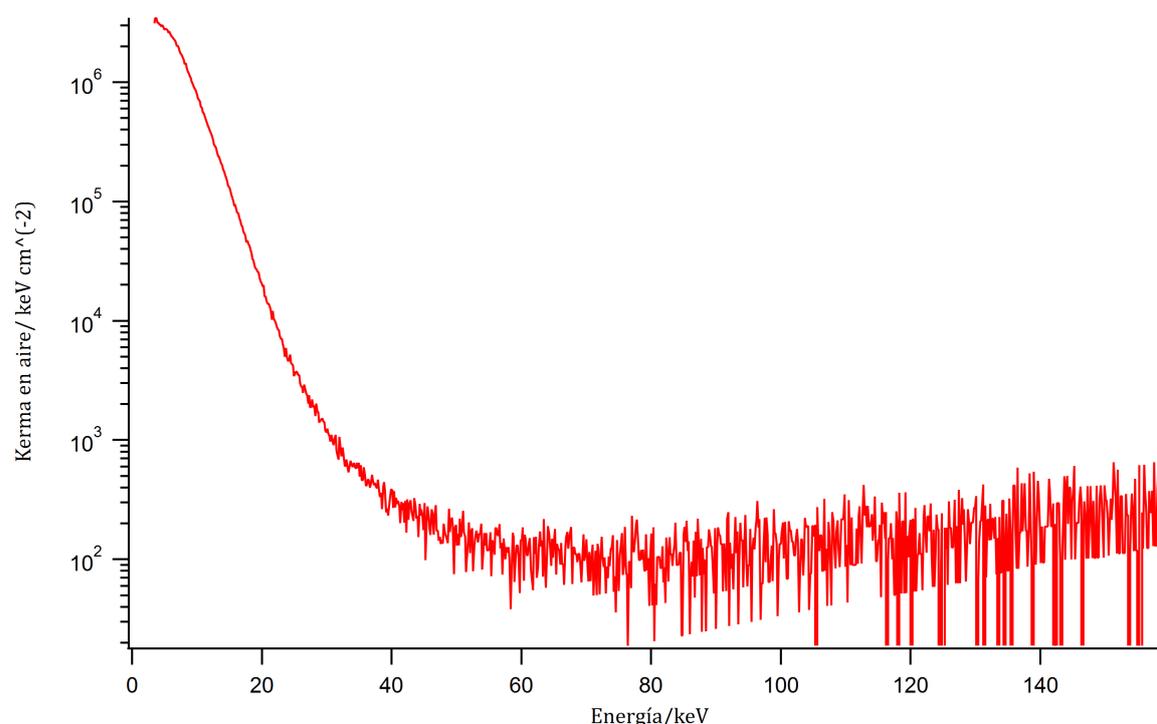


Figura 6-16: Espectro calculado de kerma en aire a partir de la ecuación 6-2.

A partir de este espectro se calculó el kerma total y se dividió entre las cuentas totales del espectro original, lo cual es equivalente a dividir por unidad de tiempo, para obtener un valor de kerma por fotón (224.8), que al dividirlo en dos resultaría en el posible valor que se obtendría al colocar una capa hemirreductora (CHR).

Para encontrar el valor de la CHR que nos dé un total de 112.4 se aplicó la ecuación de atenuación (5-5) suponiendo que a la salida del detector se colocaron delgadas láminas de aluminio. Para hacer esto se utilizaron los datos que se muestran en la Figura 6-17

donde se grafican los valores de longitud de atenuación ($\frac{1}{\mu}$), encontrados en las tablas del NIST [37], contra energía y un ajuste para interpolación.

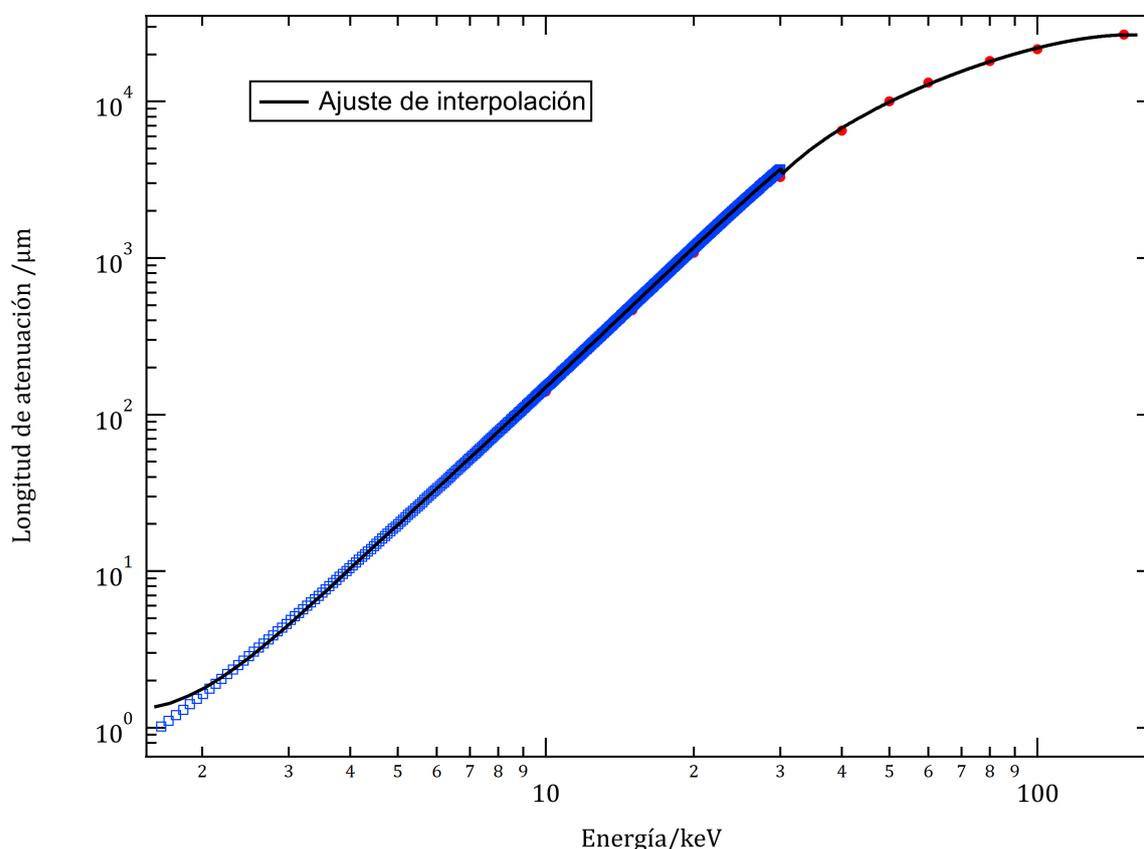


Figura 6-17: **Longitud de atenuación contra energía.**

Haciendo ese cálculo el valor de la CHR resultó ser de 24 μm , con el cual es posible conocer el coeficiente de atenuación (μ) mediante la siguiente ecuación:

$$\mu = \frac{\ln(2)}{CHR} \quad (6-3)$$

Con la gráfica anterior se localizó el valor de la energía efectiva correspondiente al coeficiente de atenuación calculado por medio de la capa hemirreductora, 6 keV. Este dato resulta ser menor al valor de la energía efectiva calculada por medio de los dosímetros, resultado que puede deberse al efecto de *pile-up*. Este fenómeno se describe como un evento que contiene más de un fotón entrante, principalmente debido a una saturación o

lectura lenta del detector, en comparación con el flujo entrante. Por lo tanto, el evento es considerado como la “suma” de esos eventos; es decir, la energía del evento se considera como la suma total de esos fotones entrantes. Dado que este efecto no es lineal, es decir, que la energía que mide el detector no es necesariamente la suma de los fotones reales, no resulta sencillo conocer el espectro sin *pile-up*.

Para dar una idea del efecto que puede tener el *pile-up* en el cálculo de una energía promedio, a continuación se muestran los espectros integrados y normalizados del espectro original y del espectro de energía total, en los que se puede observar que las energías menores a 50 keV (líneas punteadas) corresponden al 99 % y 89 %, respectivamente. Eso significa que aunque sea sólo el 1 % de los eventos, estos constituyen el 11 % de la energía, lo cual resulta muy significativo y se considera que puede ser por el fenómeno de *pile-up* ya que en la tesis doctoral de Daniel Krämer [41] se realizó una simulación del posible espectro de *bremmstrahlung* que tendría un haz de electrones de 50 keV. A pesar de que el espectro parece ajustarse bien para energías menores de 50 keV, también es posible que este se encuentre modificado por eventos de *pile-up*.

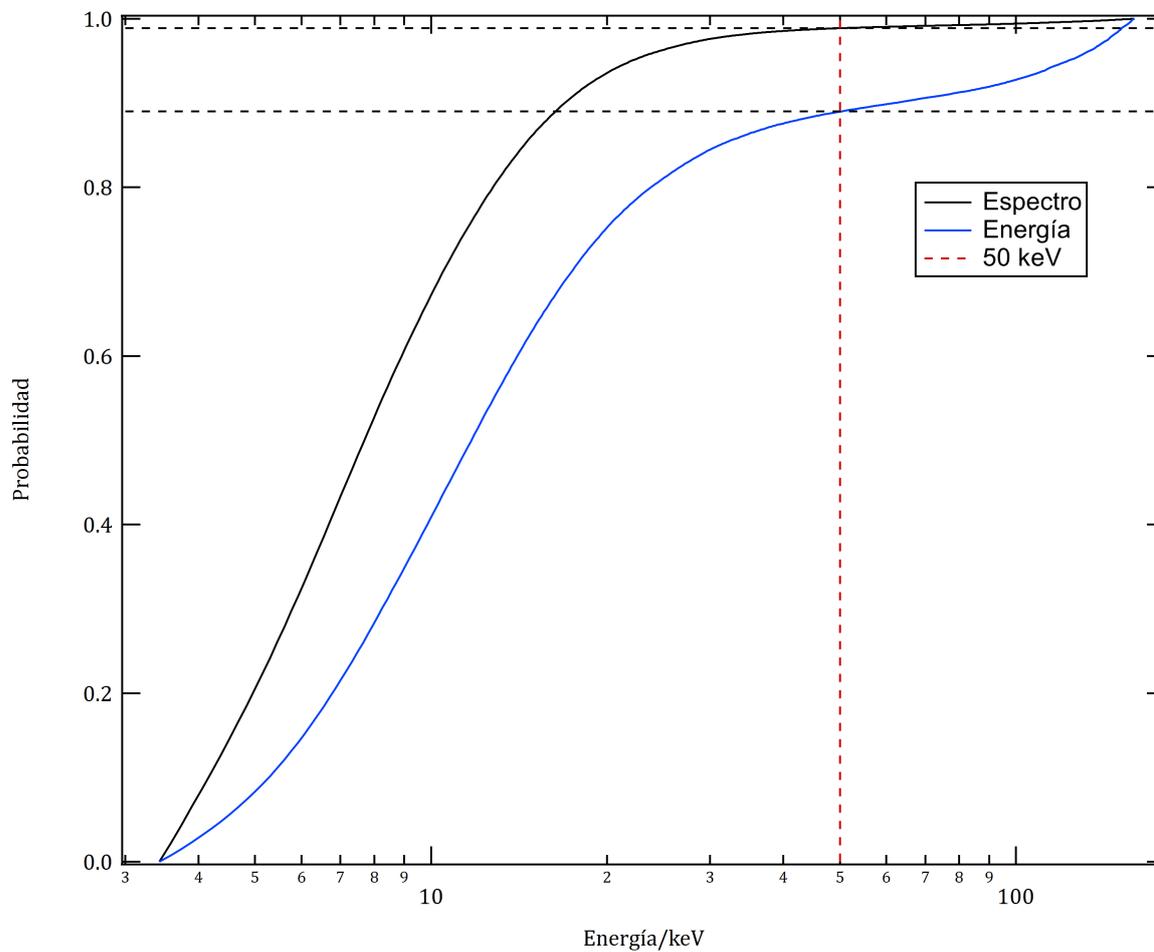


Figura 6-18: Integral normalizada del espectro de rayos X y de la energía.

En el artículo reportado por Krämer *et al.* [36], se estudió la influencia de campos magnéticos en la emisión de los rayos X, observando que efectivamente la presencia de un campo magnético puede mejorar la intensidad de los rayos X. Por lo tanto, para esta tesis, se realizó un breve experimento exploratorio colocando un imán convencional de $2.5 \times 2 \times 1 \text{ cm}^3$ en la diadema principal, utilizada normalmente para los dosímetros, y midiendo el espectro bajo las mismas condiciones que el anterior. A continuación se muestra la comparación de ambos espectros.

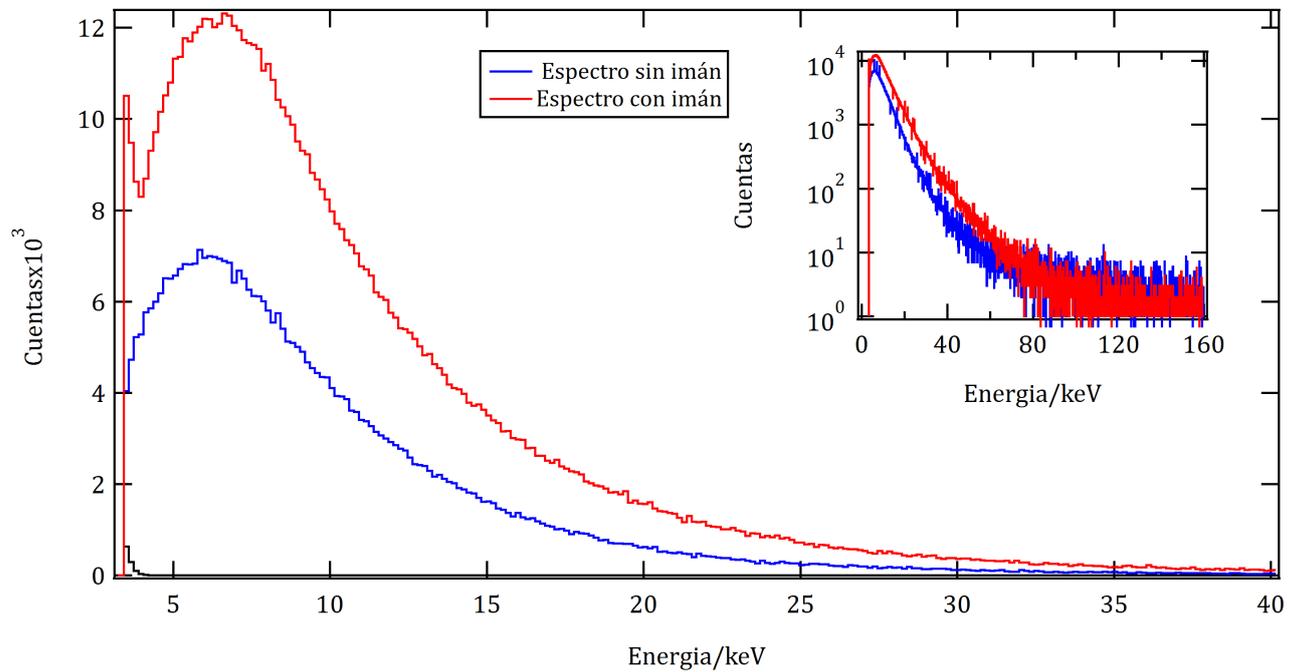


Figura 6-19: **Ampliación del máximo de los espectros tomados con y sin imán en una escala lineal. Recuadro: Espectros completos en escala logarítmica.**

Como se puede observar en la figura anterior, evidentemente la presencia de un campo magnético puede influenciar la intensidad de la emisión de rayos X hasta un factor de 2. Este es un resultado muy interesante que puede ser explorado más a fondo en trabajos futuros, ya que esperamos que un campo magnético en la dirección adecuada, necesariamente afecta más a los eventos de más energía, de modo que, el ver cómo afecta el campo magnético a los rayos X de altas energías podría ayudar a determinar qué sucede con el fenómeno de *pile-up*, además de aumentar el flujo de rayos X que resulta interesante para el área de tecnología y aplicaciones.

6.5. Autoconsistencia con el modelo de placas paralelas y avalancha de Townsend

El análisis mencionado al final de la sección 2.2.2 consiste en evaluar la autoconsistencia de nuestro modelo con el modelo de un condensador de placas paralelas y la descarga por avalancha de Townsend. A partir de las Curvas de Paschen para aire es factible conocer la densidad de carga que tiene lugar en la cinta de nuestro experimento y la distancia a la cual ocurre la descarga. Esto se consigue graficando en un mismo plano los distintos voltajes entre dos placa paralelas que se obtienen al suponer distintas densidades de carga (σ) y la Curva de Paschen correspondiente. De manera que las diferentes líneas de diferencia de potencial intersectáran la curva en varios puntos, pero en este caso se espera que línea con la densidad de carga correcta intersecte a la curva cerca de los 20 kV, ya que se considera que ese es el voltaje al cual tuvo lugar la descarga. Como resultado final esa intersección mostrará un valor en el eje x, lo cual determina la distancia (d).

El resultado no fue concluyente, pues existen tres parámetros desconocidos; el coeficiente de emisión secundaria de los electrones (γ) para este material, la densidad de carga y la presión a la que se encuentra el sistema alrededor de la cinta, ya que cuando ésta se despega existe una desgasificación del material y en esa región la presión puede aumentar.

La siguiente ecuación fue la utilizada en el análisis y es una versión extendida de la ecuación (2-9), en la cual está desarrollado el coeficiente C .

$$V_t = \frac{B(pd)}{\ln[A(pd)] - \ln[\ln(1 + \frac{1}{\gamma})]} \quad (6-4)$$

Cuando se considera un condensador con geometría de placas paralelas el campo eléctrico entre ellas es $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$, donde σ es la densidad de carga y ϵ_0 es la permitividad en el vacío. Dado que $V = Ed$, entonces $V = \frac{\sigma d}{\epsilon_0}$.

Para mantener el eje x de las Curvas de Paschen como pd , en las ecuaciones se hizo el cambio de variable: $X = pd$. Se tomaron los coeficientes como: $A = 11.25 \text{ Pa}^{-1}\text{m}^{-1}$ y $B = 273.75 \text{ V Pa}^{-1}\text{m}^{-1}$, los cuales son los valores para aire [13], y la presión $p = 0.533 \text{ Pa}$, la cual equivale a los 4 mTorr que se tienen en la cámara al momento de hacer el experimento.

Para la siguiente curva se tomó el coeficiente $\gamma=0.001$ y p constante.

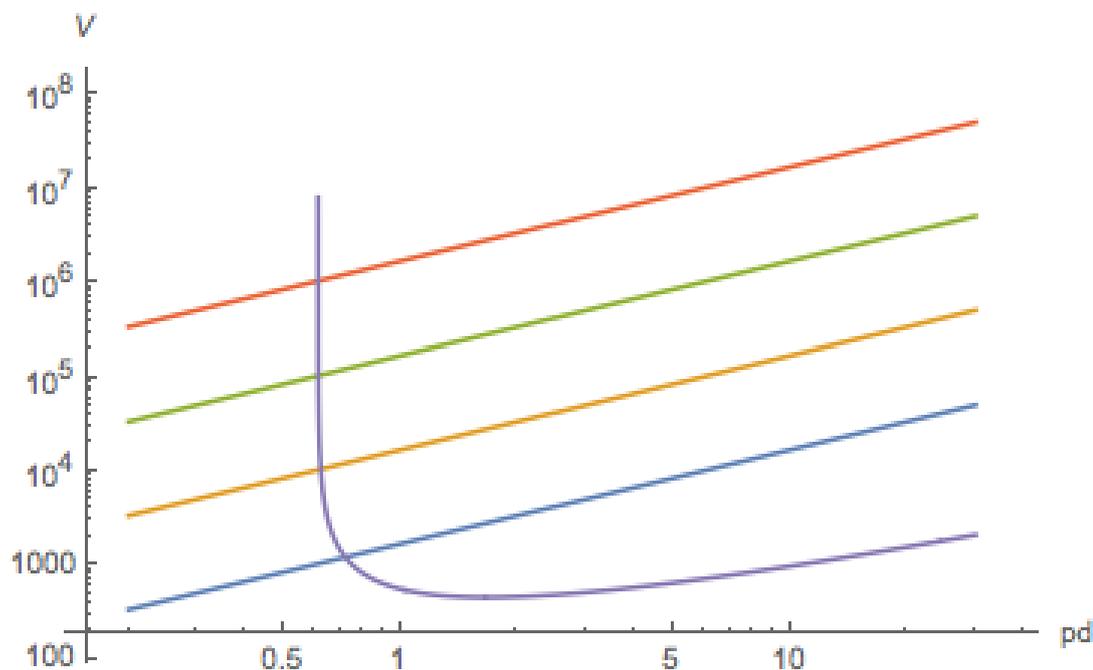


Figura 6-20: Curva de Paschen (morado) con líneas de voltaje a una densidad de carga σ de 10^7 e/cm² (azul), 10^8 e/cm² (amarilla), 10^9 e/cm² (verde) y 10^{10} e/cm² (rojo).

Como se puede observar, la línea que cruza aproximadamente los 20 kV, el doble de la energía efectiva encontrada, es la verde a 10^9 e/cm², así que suponiendo que esa es la densidad de carga en la cinta, la intersección en el eje pd está en 0.615, que dividido entre p , corresponde a una distancia d igual a 1.15 m a la cual que ocurriría la descarga y resulta totalmente irreal. Las gráficas para $\gamma = 0.0001, 0.01$ y 0.1 se muestra en el apéndice E.

En la Figura 6-21 se observa cómo cambia la distancia de descarga conforme aumenta el coeficiente de emisión secundaria. La densidad de carga se consideró en todos los casos 10^9 e/cm², ya que como se observa en las gráficas del apéndice esa línea es la que interseca en el área esperada.

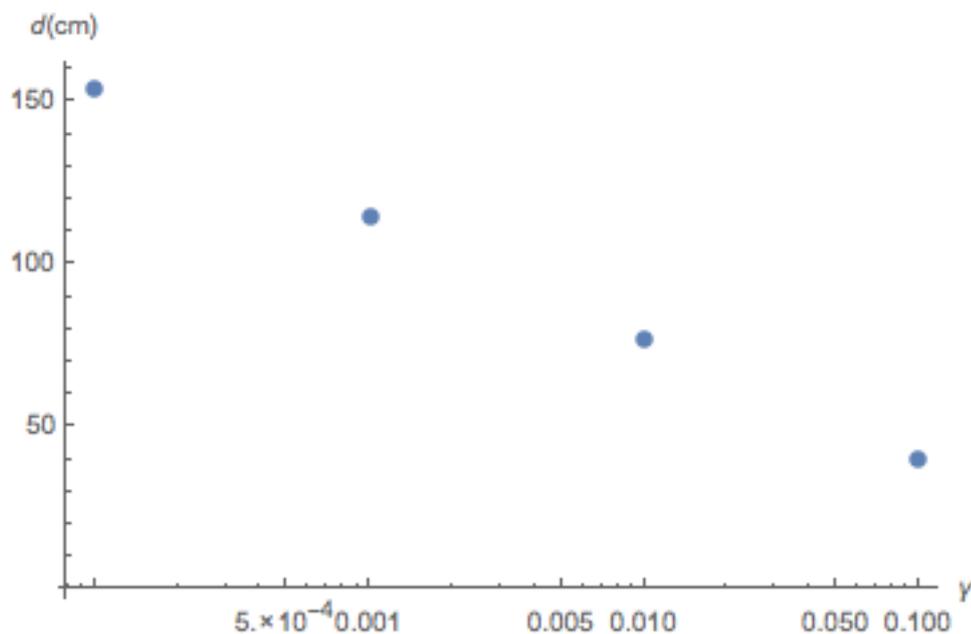


Figura 6-21: Distancia a la que ocurriría la descarga (d) en cm contra coeficiente de emisión secundaria (γ).

De acuerdo con lo anterior, incluso para un γ de 0.1, valor que resulta muy alto dado que, por ejemplo, el γ del platino es de 0.086 [42], la distancia es enorme comparado con las dimensiones que tiene nuestro sistema. Por lo tanto, se concluye que intentar modelar este sistema con el modelo de Paschen es inadecuado, y esto puede deberse a dos principales razones. Una de ellas sería que la descarga en esta fuente no sigue el modelo de descarga por avalancha y por consiguiente no se tenga una corriente autosostenida, la cual es un requerimiento importante para la Ley de Paschen, y en vez de eso sea algún otro fenómeno el que esté ocurriendo. La otra razón puede ser que la geometría supuesta de placas paralelas no sea realista, pues a distancias mayores a ~ 1 mm la geometría del sistema tiene un papel fundamental y el modelo debe ser distinto.

6.6. Comparación de resultados con experimentos previos

En el artículo “*New developments for the investigation of hard X-rays emitted by peeling adhesive tapes*” de Krämer *et al.* [36] mencionado en el capítulo 3, se reporta un experimento similar al que aquí se presenta, en el cual se desenrolla una cinta adhesiva de uso común; el objetivo de la investigación es caracterizar la dependencia de la intensidad y energía de los rayos X emitidos por la fuente respecto a la velocidad de la cinta, la presión del gas, el tipo de cinta adhesiva y el ángulo al que se encuentra el detector.

Con el propósito de establecer una comparación entre los resultados que presenta el experimento de Krämer *et al.* y los que se obtuvieron en esta tesis se muestran las siguientes gráficas.

Respecto al ángulo al que se mide la energía, en el artículo mencionado la medición se lleva a cabo con un detector de rayos X de estado sólido (Amptek XR-100 CR), mientras que para esta tesis se realizó con dosímetros termoluminiscentes TLD-300, además de una distribución angular de kerma en aire con dosímetros TLD-100. En el caso de Krämer *et al.* [36] los datos tomados fueron únicamente de 0° a 90° , a diferencia del presente proyecto, en el que se elaboró un sistema para poder obtener una distribución de 180° .

A continuación se muestran los resultados de Krämer *et al.*

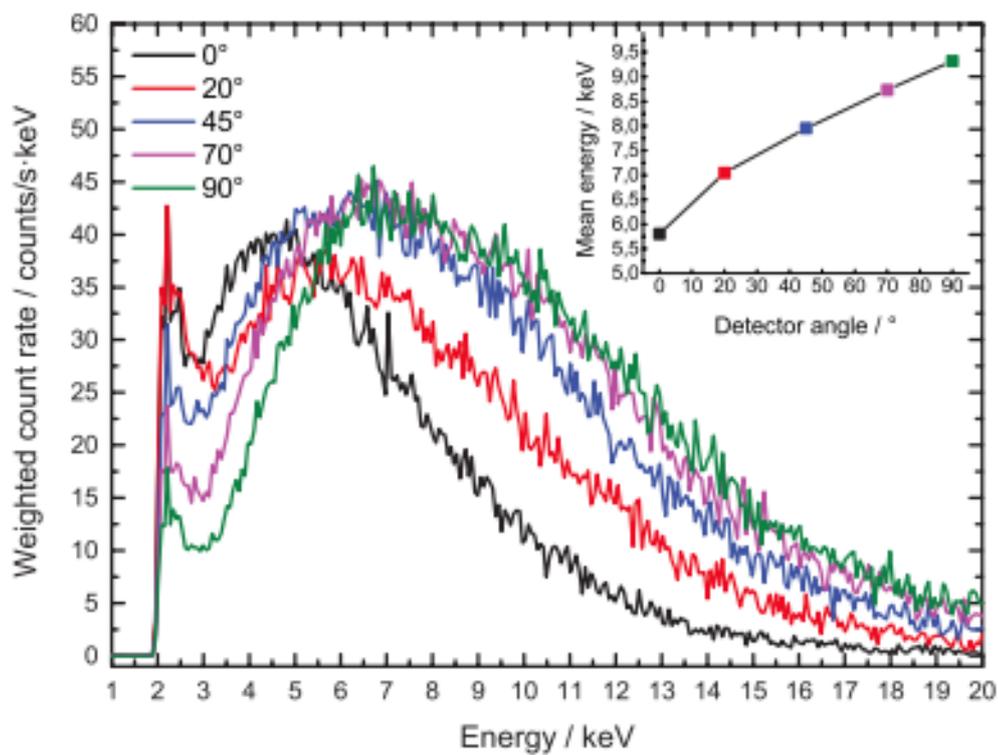


Figura 6-22: Dependencia angular de la medición del espectro de rayos X de una cinta adhesiva, a 1×10^{-3} mbar y a una velocidad de 10 cm s^{-1} . En el recuadro se muestra: Energía promedio vs. Ángulo del detector. Figura adaptada de la referencia [36].

En la Figura 6-23 se observan los resultados de la energía medida con dosímetros para ángulos de 0° a 90° , utilizando el mismo sistema de referencia que usa Krämer, de las tres pruebas realizadas en esta tesis.

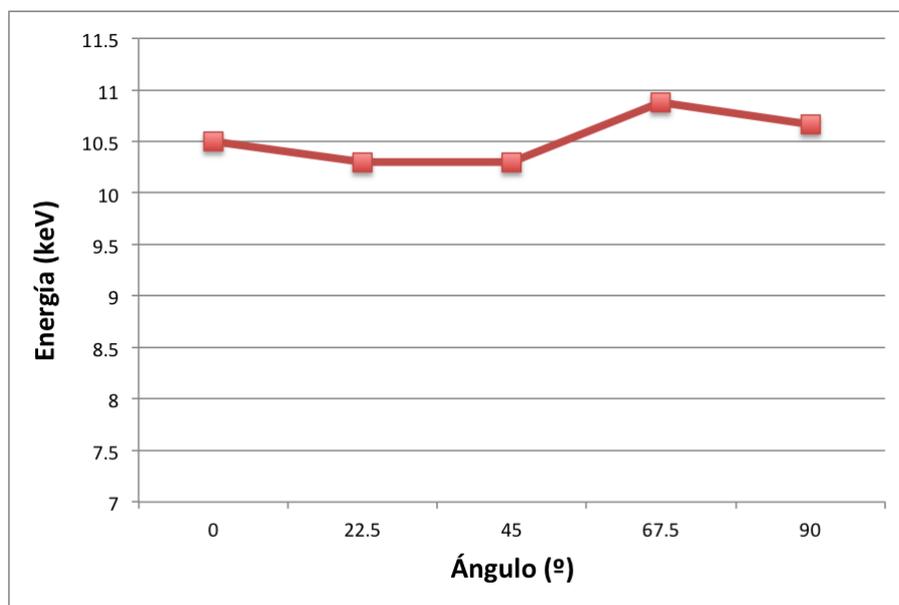


Figura 6-23: Dependencia angular del promedio de energía efectiva, a 5×10^{-3} mbar.

Como se puede observar en la gráfica anterior, claramente no se encontró una dependencia angular respecto de la energía, hasta podría decirse que llega a ser constante, a comparación del resultado en el artículo. Pero si se observa la gráfica de kerma contra ángulo en la Figura 6-24, la distribución es muy similar a la de Krämer *et al.*, por lo que es probable que la forma del espectro no cambie como función del ángulo, sino únicamente la magnitud, y si se observa la Figura 6-25, la cual corresponde al kerma corregido por la distancia, entonces ese cambio de magnitud se puede atribuir a la cercanía o lejanía del punto de medición a la fuente de emisión.

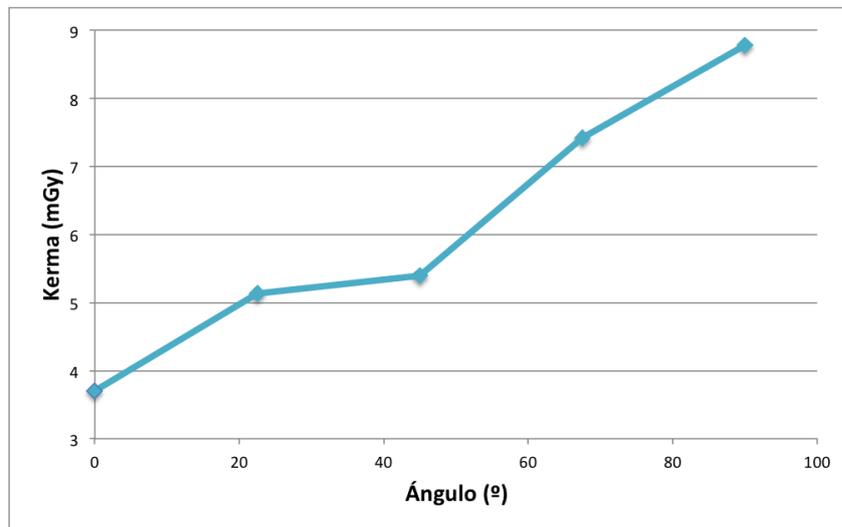


Figura 6-24: Dependencia angular del promedio de kerma a 5×10^{-3} mbar.

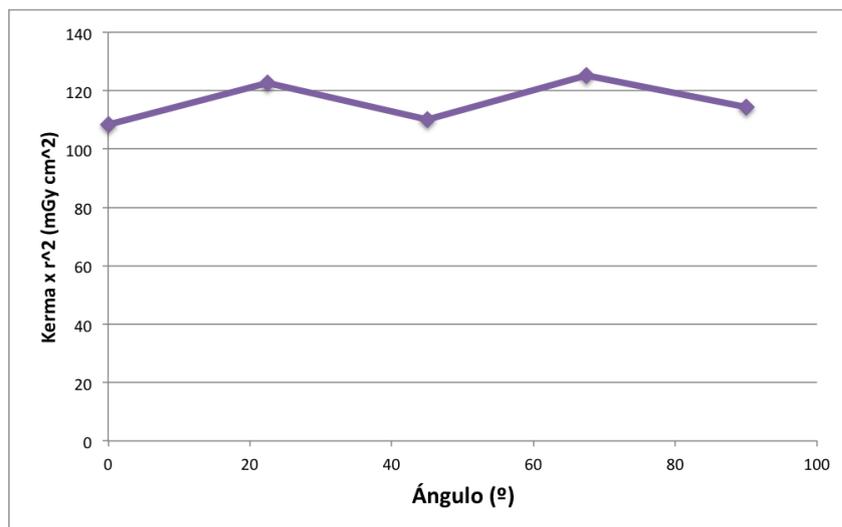


Figura 6-25: Dependencia angular del promedio de kerma corregido por la distancia a 5×10^{-3} mbar.

Capítulo 7

Conclusiones

En esta tesis se diseñó y construyó un tribogenerador de rayos X, utilizando como fuente de carga la electrificación por contacto que se genera al desenrollar una cinta adhesiva completa, de 33 metros de largo marca *Scotch 3M*, a una velocidad angular de (81.8 ± 1.2) rpm, en una cámara de vacío a una presión de ~ 4 mTorr, la cual emite rayos X en el proceso. Esta fuente tribológica se caracterizó con dosimetría termoluminiscente, mediante el uso de TLD-100 para las mediciones de fluencia y TLD-300 para la energía efectiva. Cabe mencionar que una caracterización así no se había reportado para ninguna de las fuentes de rayos X construidas previamente. Tanto las mediciones de dosis como de energía se realizaron tres veces independientemente, con el fin de obtener datos con valor estadístico y comprobar que existe una reproducibilidad del experimento.

La caracterización de la distribución angular de la radiación emitida por la fuente, en los tres experimentos realizados, mostró una tendencia creciente desde los -90° hasta llegar a un punto máximo entre los 45° y 67.5° , y después decrece un poco para los 90° , esto sin llegar al valor mínimo inicial. La dosis en kerma máxima fue encontrada en el tercer experimento a un ángulo de 67.5° , con un valor de (17.48 ± 1.08) mGy por cada 10 cintas, lo que equivalente a 1.748 mGy por cinta. De acuerdo con los resultados encontrados al realizar la corrección por la distancia, los dosímetros muestran una señal TL muy similar entre ellos, lo cual nos indica que la intensidad de los rayos X emitidos depende principalmente de la distancia a la que se midan, más no del ángulo, y que los posibles efectos de atenuación por la misma cinta no se ven reflejados en los resultados.

Las mediciones de energía, con el procedimiento de las deconvoluciones, dieron valores muy cercanos entre ellos, es decir, sin una dependencia angular, dando como resultado

promedio una energía efectiva de 10.17 ± 2.64 keV, la cual podría considerarse baja para algunos de los métodos de radioterapia, pero en el caso de tratamientos en cáncer epitelial de piel resulta interesante que en nuevos estudios se utilizan rayos X superficiales [43] con las energías que se manejan en este proyecto, lo que podría motivar a realizar un dispositivo que se pueda utilizar en ciertos tratamientos del cáncer.

Estos resultados explican el fenómeno de la distribución angular de la energía promedio encontrada en otros estudios que antes se explicaba por alguna anisotropía en la emisión de *bremsshtrahlung* y no por variaciones de flujo, como aquí se sugiere.

Los métodos de la norma y el ángulo resultaron poco precisos para estas energías, a pesar de su relativa sencillez, lo que muestra que se necesita un análisis más cuidadoso y menos general.

Para las mediciones de kerma en aire fue importante la cantidad de cintas que se desenrollan, pues mientras más cintas se utilicen mayor será la cantidad de rayos X emitidos y por lo tanto se observará un incremento en la intensidad de las curvas de brillo y la señal TL será superior, lo que nos lleva a un aumento en los valores de kerma, y por esta razón se realizó el cálculo de kerma por unidad de área despegada.

Para el caso de la medición de energía, la cantidad de cintas puede no ser tan relevante, únicamente si se quiere tener una mejor estadística, pues los resultados no dependen de qué tanta radiación recibieron los dosímetros, o si se tiene una mayor señal termoluminiscente; aquí lo esencial es la forma que tienen las curvas de brillo, pues de eso depende la deconvolución y por lo tanto el valor de la energía efectiva de los fotones.

El espectro de energía tomado con el detector X-123 CdTe mostró que efectivamente en este caso los rayos X emitidos son por radiación de frenado o *bremsstrahlung* y que en general se tiene fotones de baja energía, aunque se llegan a observar eventos de altas energías en el espectro, que puede haberse visto afectado por el efecto de *pile-up*. Por lo anterior, se propone para futuros trabajos tomar espectros con una delgada lámina de aluminio y comparar la atenuación teórica del espectro sin lámina, de manera que ayude a inferir qué parte del espectro observado está siendo alterado por eventos de *pile-up*.

Respecto al diseño del sistema se tuvieron algunas dificultades técnicas debido al pequeño espacio que se tenía en la cámara de vacío. Esto provocó que al final se observara la interrupción en la trayectoria de los rayos X para algunos de los dosímetros, afectando así una limpia medición.

Con el objetivo de continuar esta línea de investigación, se propone para trabajos

futuros, utilizando el mismo sistema, la caracterización de la emisión de rayos X al variar la velocidad del motor, la presión de la cámara de vacío, colocar diferentes tipos de imanes en varias posiciones, con la intención de incrementar al máximo la intensidad de la emisión de los rayos X e incluso probar con otros tipos de cintas y de otras marcas, las cuales puedan tener una mayor fuerza de adhesión. Otro paso importante sería mejorar el diseño del sistema, de manera que la cinta no impida el libre paso de los rayos X al momento de hacer las mediciones con los dosímetros. Siguiendo con la idea de una fuente tribológica, se puede pensar en un sistema que ya no incluya el desenrollar cintas adhesivas, como por ejemplo, hacer girar un rodillo sobre la superficie de otro, ambos con materiales que se encuentren lo suficientemente separados en la tabla de la serie triboeléctrica. Esto puede llevar a pulsos con energías mucho más altas, y se puede ir probando con diferentes materiales a distintas temperaturas, lo cual también afectaría la emisión de los rayos X. Una vez que se prueben los diferentes materiales, con la ayuda de un microscopio de barrido electrónico se podrían examinar las posibles microexplosiones en las superficies, comprobando así la emisión de electrones por el mecanismo de Ecton. Un sistema de este tipo podría llegar a ser compacto y portátil, de manera que, una vez caracterizado, pueda utilizarse en el medio clínico y represente una opción más económica y fácil de manejar, como por ejemplo en el tratamiento por radioterapia de cáncer de piel, el cual requiere de rayos X de bajas energías, llamados rayos X superficiales, ya que en algunos casos la penetración debe ser mínima para no dañar el tejido sano. Este proyecto abre la puerta a muchas oportunidades de investigación, tanto en la tribología como en la física médica.

Apéndice A

Selección de los TLD-100

A continuación se muestran los datos, como ejemplo, de la primera corrida que se realizó, de la señal termoluminiscente colectada por el equipo lector después de la irradiación, los valores promedio de las tres mediciones de masas, realizadas en una balanza de precisión, para cada uno de los 23 dosímetros y su factor de sensibilidad f_i correspondiente.

APÉNDICE A. SELECCIÓN DE LOS TLD-100

Dosímetro	Señal TL (μC)	Masa promedio (g)	Factor de sensibilidad (f_i)
C1	1.94	0.0235	1.053
C2	1.96	0.0228	1.008
C3	1.99	0.0234	1.021
C4	2.16	0.0235	0.946
C5	1.73	0.0233	1.166
C6	1.99	0.0225	0.978
C7	1.90	0.0225	1.030
C8	1.96	0.0224	0.992
C9	2.18	0.0237	0.944
C10	1.95	0.0233	1.035
C11	2.10	0.0236	0.976
C12	1.99	0.0234	1.020
C13	1.92	0.0235	1.058
C14	2.02	0.0237	1.018
C15	2.18	0.0233	0.926
C16	1.97	0.0235	1.013
C17	2.20	0.0237	0.934
C18	1.98	0.0231	1.013
C19	2.17	0.0234	0.934
C20	1.97	0.0231	1.013
C21	2.14	0.0236	0.936
C22	1.98	0.0236	1.034
C23	2.07	0.0231	0.966

Apéndice B

Método alternativo para la medición de la energía con TLD-300

B.1. Calibración

La calibración del método de norma y ángulo para dosímetros TLD-300 fue realizada previamente por expertos investigadores del Instituto de Física de la UNAM utilizando el mamógrafo GE Senographe 2000D. Dicha calibración estaba dada para energías mayores a las esperadas en este proyecto, por lo cual se efectuó un proceso para agregar un punto por debajo del rango de los ya establecidos. Para esto se utilizó el haz de Mo/Mo a 22 kV y 100 mAs. Se realizaron tres irradiaciones con grupos de 3, 3 y 4 dosímetros respectivamente, siempre bajo las mismas condiciones. En este caso, a la hora de la lectura lo más importante es la forma de las curvas de brillo.

Previamente en la caracterización del haz, se había encontrado que la energía efectiva del Mo/Mo a 22 kV era de (14.4 ± 0.06) keV. Ahora, este método alternativo utiliza dos parámetros, además de la energía, éstos son: la norma y el ángulo. Una vez que se tiene la curva de brillo de cada uno de los dosímetros irradiados, los datos de esta se insertan en un programa que convierte la curva en un vector cuya dirección va del punto más alto de la primera curva (la cual se obtiene a bajas temperaturas 100 °C - 200 °C) hasta el punto más bajo de la segunda curva (la cual se obtiene a altas temperaturas 200 °C - 300 °C), mientras que su magnitud se define por el número de canales que existen entre ambos puntos. De esta forma el programa puede calcular la norma de este vector y el ángulo que hay entre dicho vector y uno de referencia. Esta técnica es una aproximación

APÉNDICE B. MÉTODO ALTERNATIVO PARA LA MEDICIÓN DE LA ENERGÍA CON TLD-300

sencilla del método de deconvolución descrito en la sección 2.6.2, que en algunos casos llega a ser poco exacto, pero parte del objetivo de esta tesis es evaluar su efectividad a bajas energías.

A continuación se muestran las gráficas de calibración, tanto para la norma como para el ángulo, incluyendo el punto de 14.4 keV.

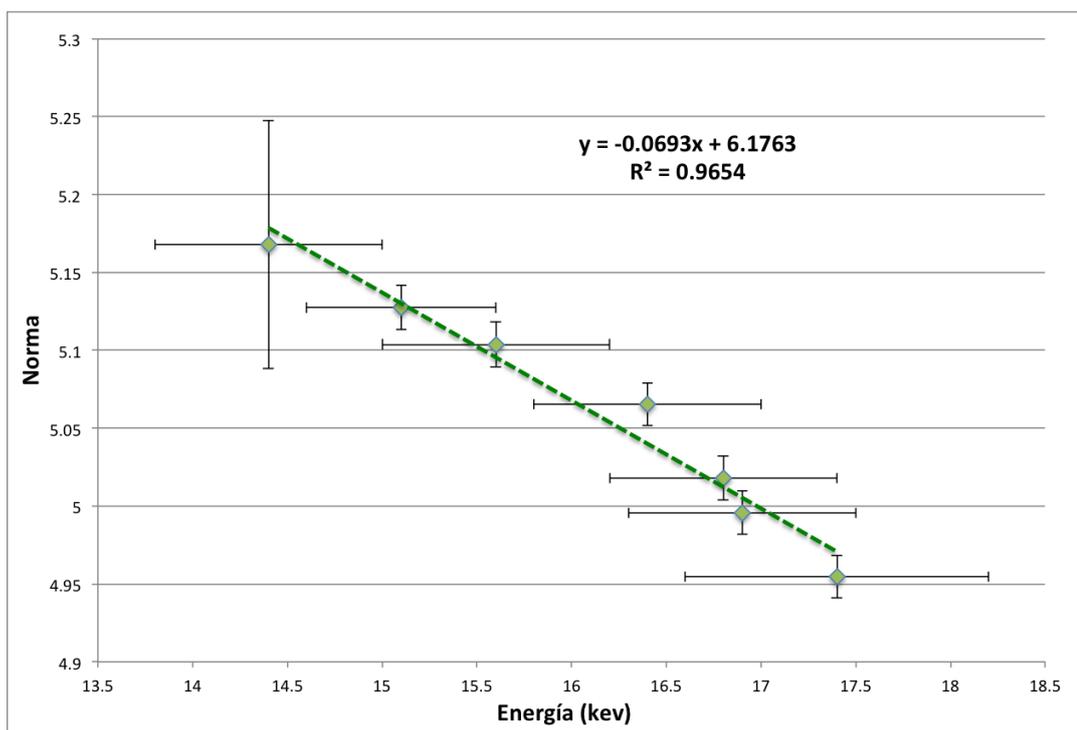


Figura B-1: Calibración de la energía con el método de la norma.

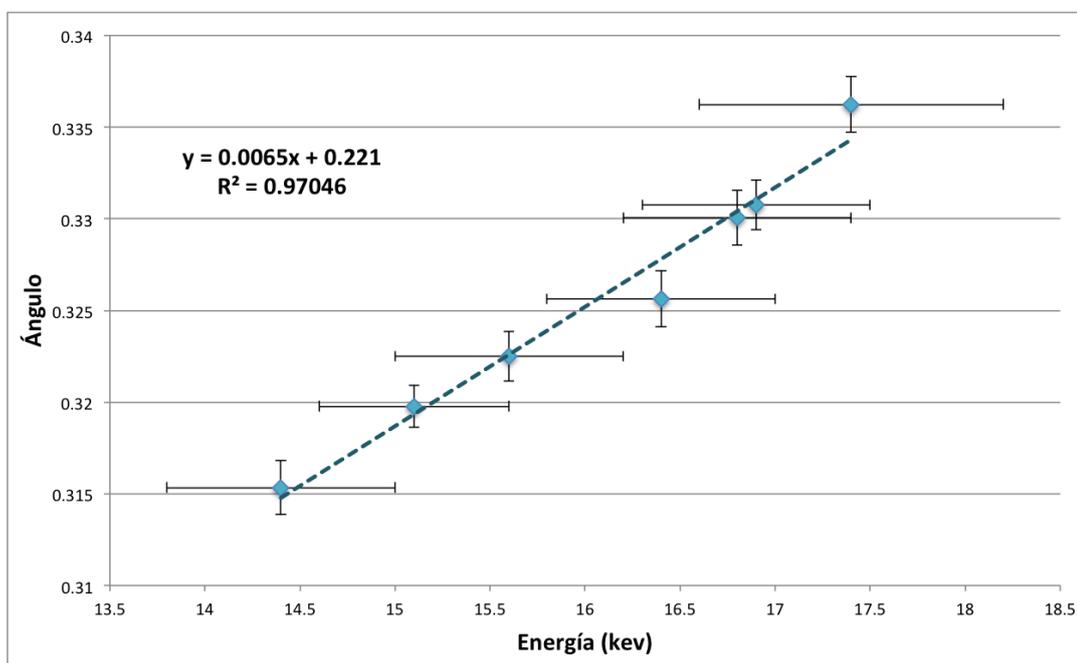


Figura B-2: Calibración de la energía con el método del ángulo.

B.2. Resultados

A continuación se muestran los valores de norma y ángulo que nos proporcionó el programa al darle los datos de las curvas de brillo de cada uno de los dosímetros colocados en la diadema.

Tabla B-1: Valores de la norma y el ángulo para cada uno de los dosímetros.

Distribución angular (°)	Norma	Ángulo
-90	5.4525	0.3283
-67.5	5.4538	0.3251
-45	5.6893	0.2472
-22.5	5.5908	0.2871
0	5.5169	0.3111
22.5	5.6538	0.2648
45	5.6926	0.2644
67.5	5.7335	0.2675
90	5.4411	0.3362

APÉNDICE B. MÉTODO ALTERNATIVO PARA LA MEDICIÓN DE LA ENERGÍA CON TLD-300

En la tabla ?? se observan los valores de las energías obtenidos con este método.

Tabla B-2: **Energías obtenidas por los distintos métodos.**

Ángulo (°)	Energía por norma (keV)	Energía por ángulo (keV)
-90	10.44	16.51
-67.5	10.43	16.02
-45	7.02	4.02
-22.5	8.45	10.17
0	9.52	13.86
22.5	7.54	6.75
45	6.98	6.68
67.5	6.39	7.15
90	10.61	17.73

Como se puede notar, la diferencia de los valores para cada ángulo al que se colocó el dosímetro llega a variar hasta 7 keV entre un método y otro, por lo tanto para los siguientes experimentos se optó por utilizar el método de las deconvoluciones.

Apéndice C

Curvas de brillo

En este apéndice se muestran todas las curvas de brillo obtenidas al realizar la lectura de cada uno de los dosímetros para los tres experimentos.

C.1. Experimento 1

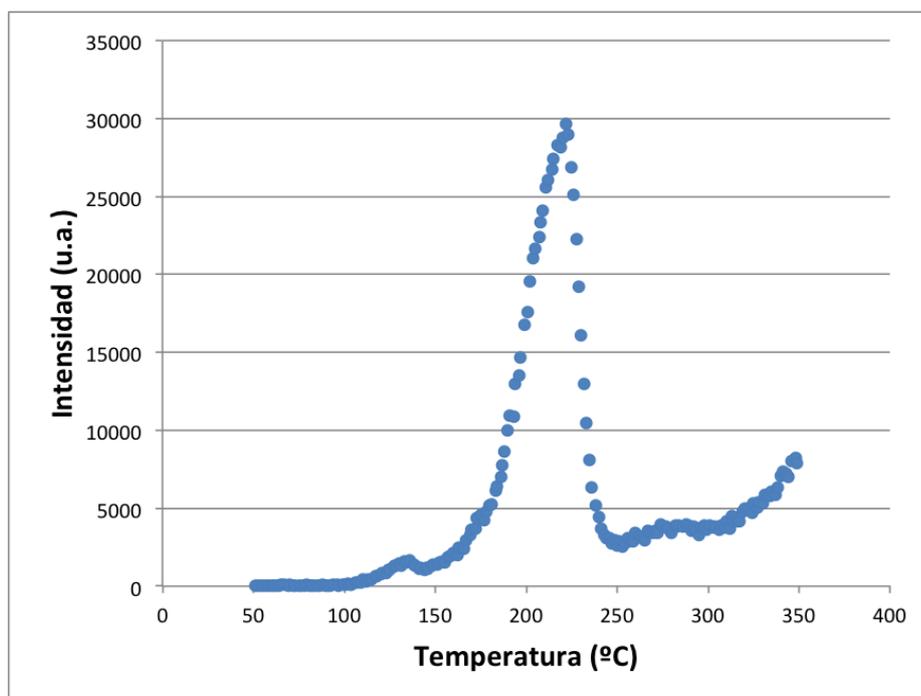


Figura C-1: Curva de brillo del dosímetro colocado a -90° de la diadema principal en el experimento 1.

APÉNDICE C. CURVAS DE BRILLO

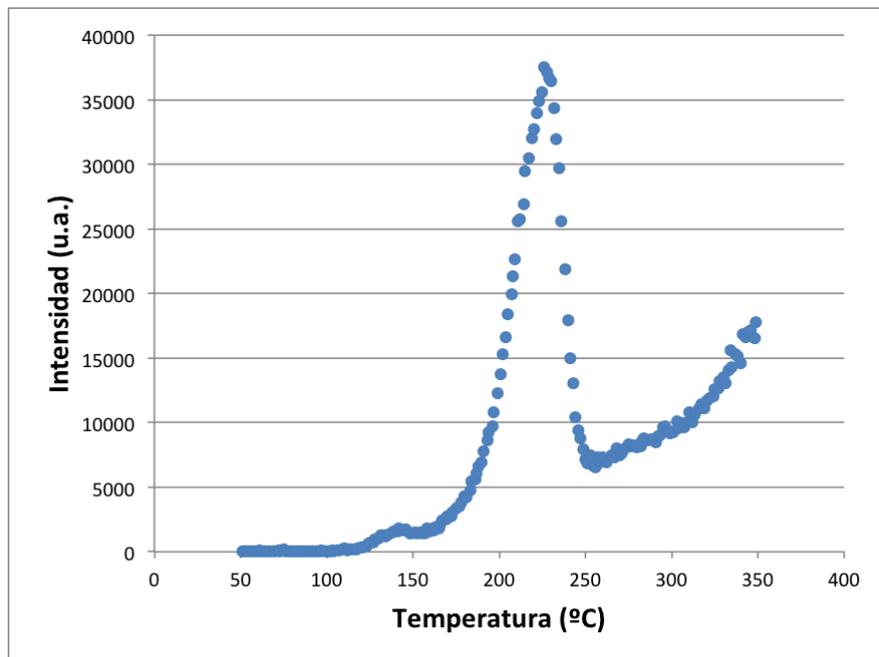


Figura C-2: Curva de brillo del dosímetro colocado a -67.5° de la diadema principal en el experimento 1.

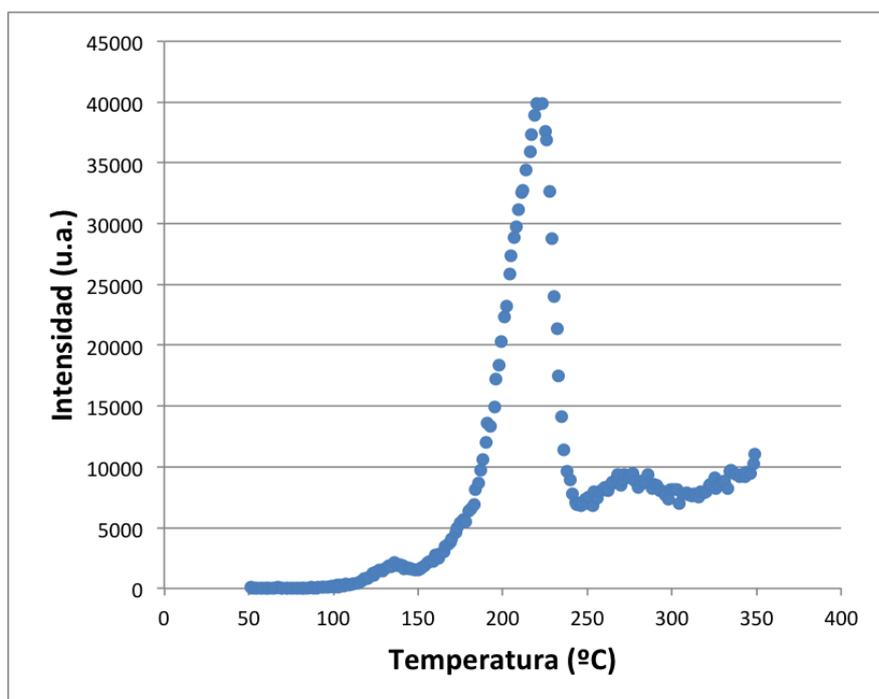


Figura C-3: Curva de brillo del dosímetro colocado a -45° de la diadema principal en el experimento 1.

APÉNDICE C. CURVAS DE BRILLO

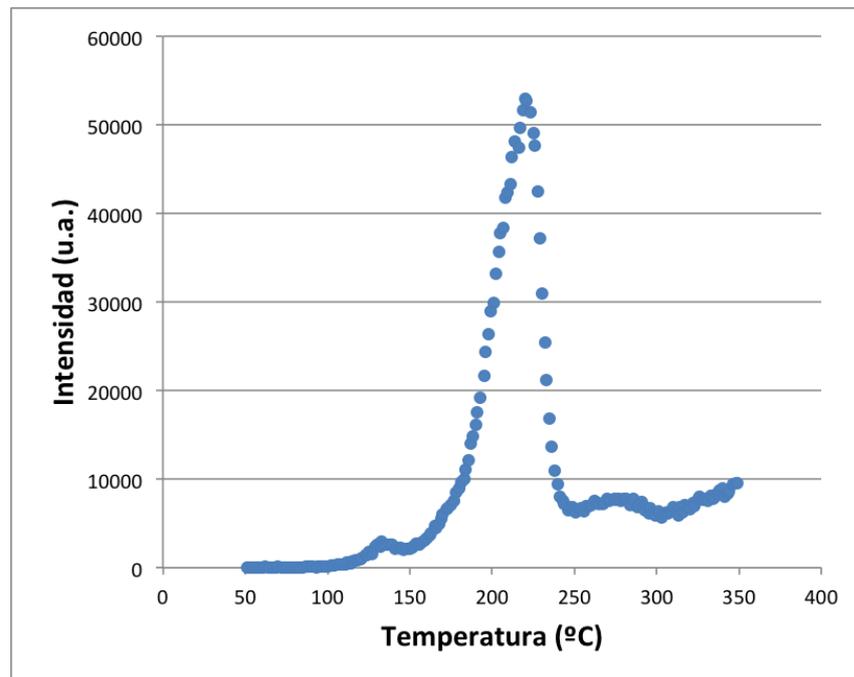


Figura C-4: Curva de brillo del dosímetro colocado a -22.5° de la diadema principal en el experimento 1.

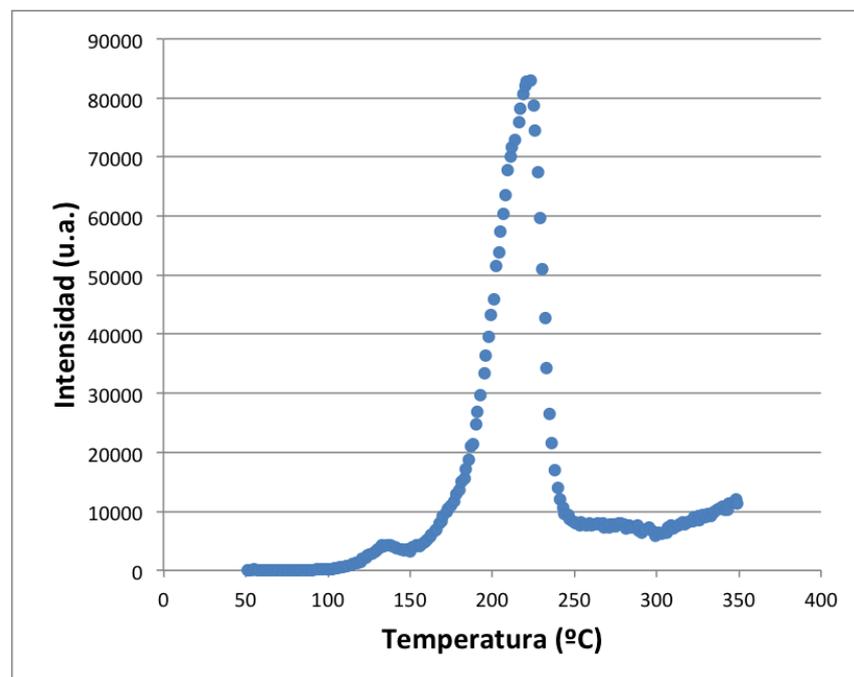


Figura C-5: Curva de brillo del dosímetro colocado a 22.5° de la diadema principal en el experimento 1.

APÉNDICE C. CURVAS DE BRILLO

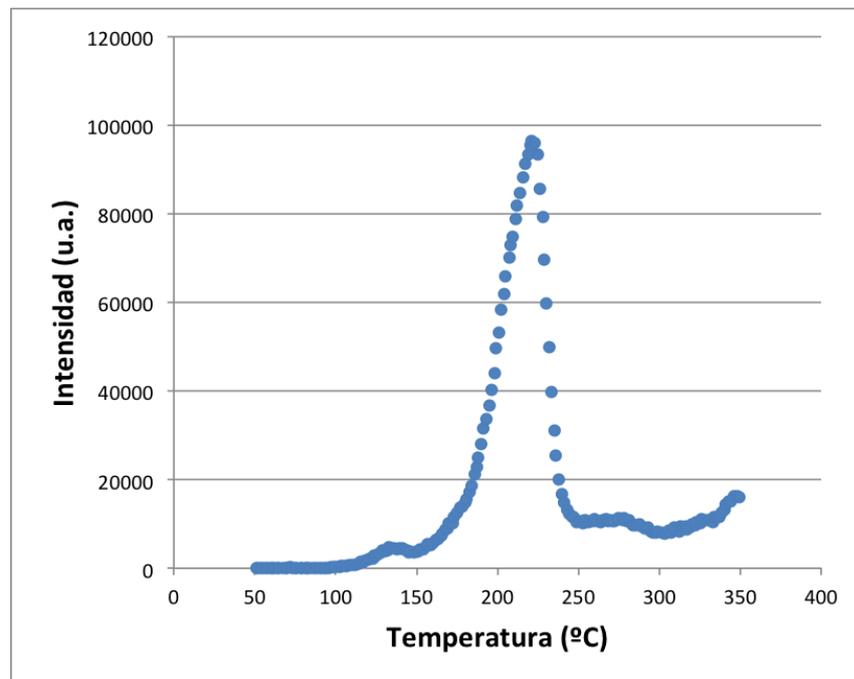


Figura C-6: Curva de brillo del dosímetro colocado a 45° de la diadema principal en el experimento 1.

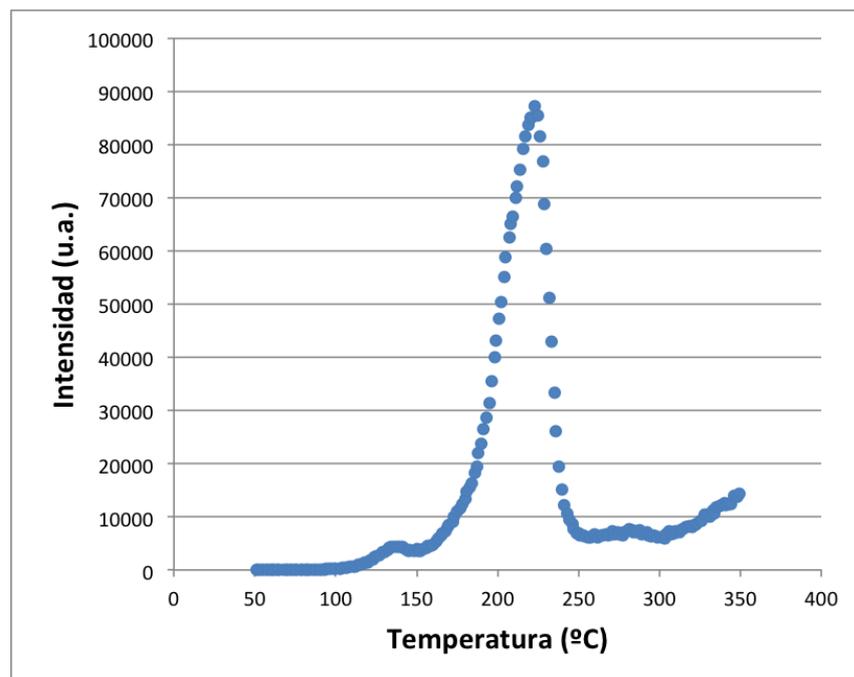


Figura C-7: Curva de brillo del dosímetro colocado a 67.5° de la diadema principal en el experimento 1.

APÉNDICE C. CURVAS DE BRILLO

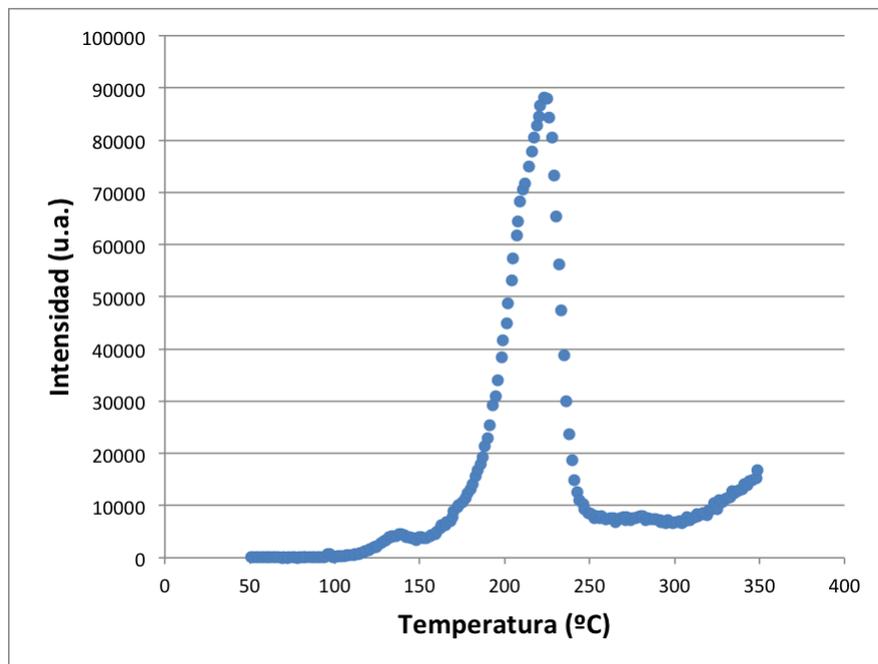


Figura C-8: Curva de brillo del dosímetro colocado a 90° de la diadema principal en el experimento 1.

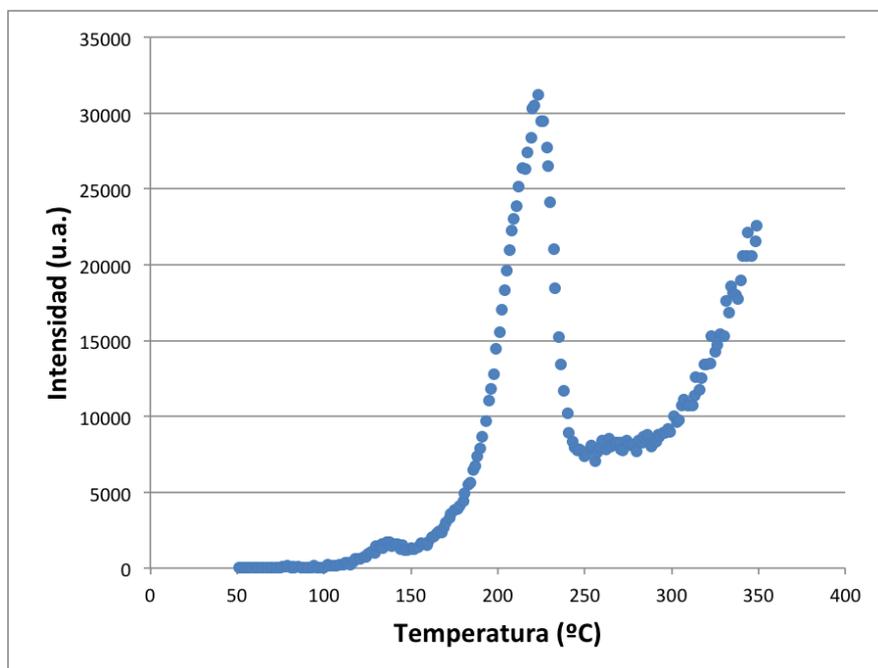


Figura C-9: Curva de brillo del dosímetro colocado a -90° de la diadema secundaria en el experimento 1.

APÉNDICE C. CURVAS DE BRILLO

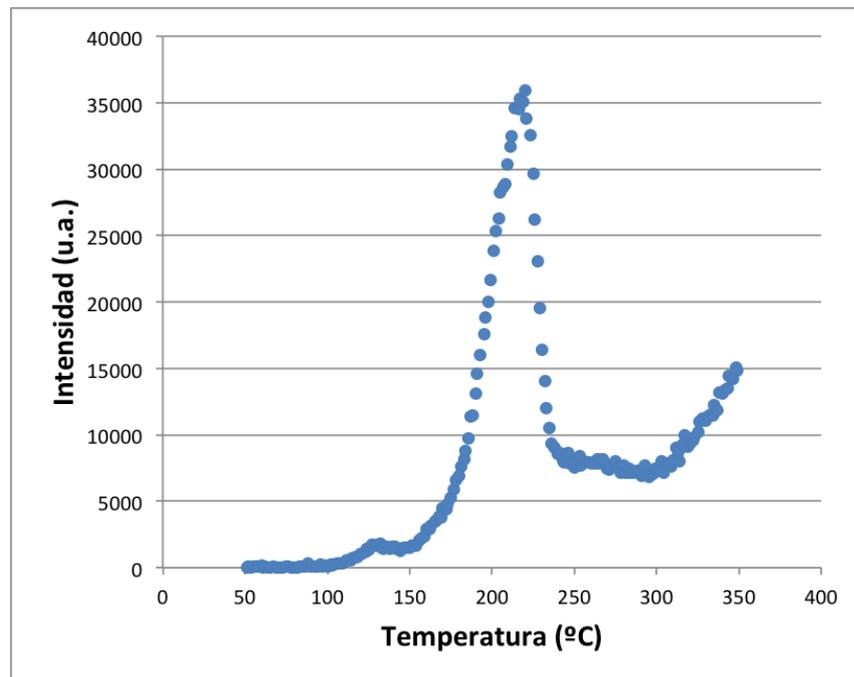


Figura C-10: Curva de brillo del dosímetro colocado a -67.5° de la diadema secundaria en el experimento 1.

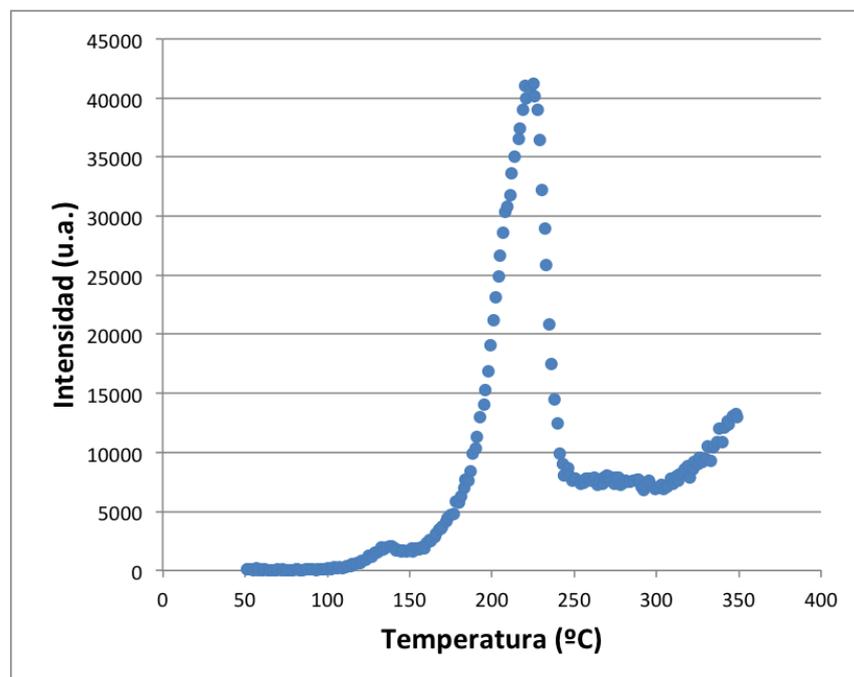


Figura C-11: Curva de brillo del dosímetro colocado a -45° de la diadema secundaria en el experimento 1.

APÉNDICE C. CURVAS DE BRILLO

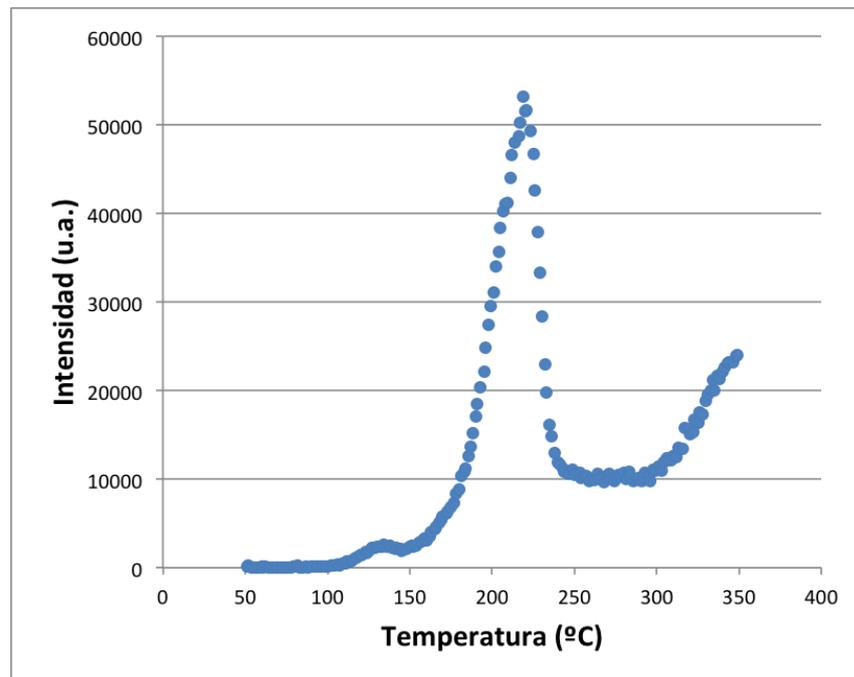


Figura C-12: Curva de brillo del dosímetro colocado a -22.5° de la diadema secundaria en el experimento 1.

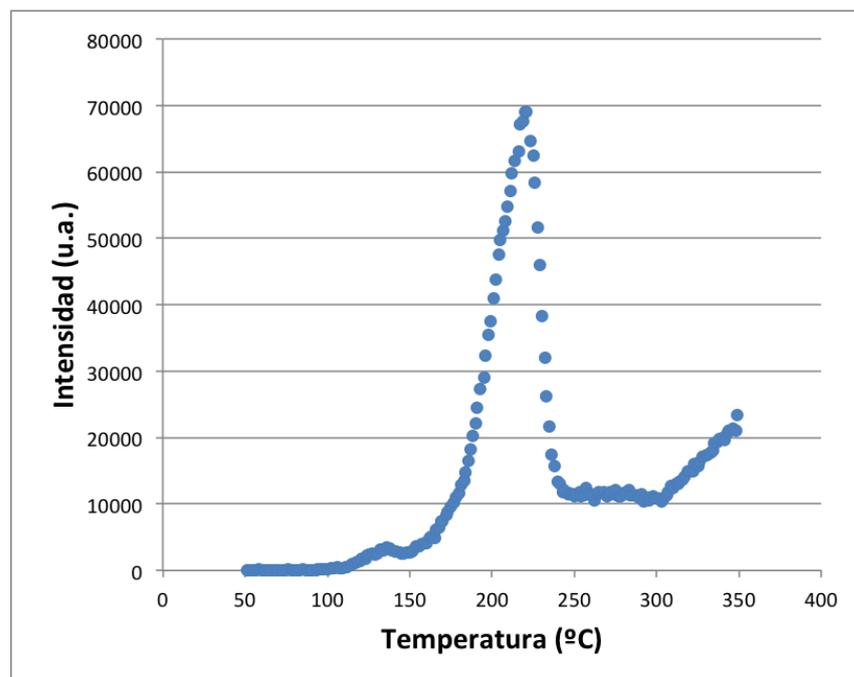


Figura C-13: Curva de brillo del dosímetro colocado a 22.5° de la diadema secundaria en el experimento 1.

APÉNDICE C. CURVAS DE BRILLO

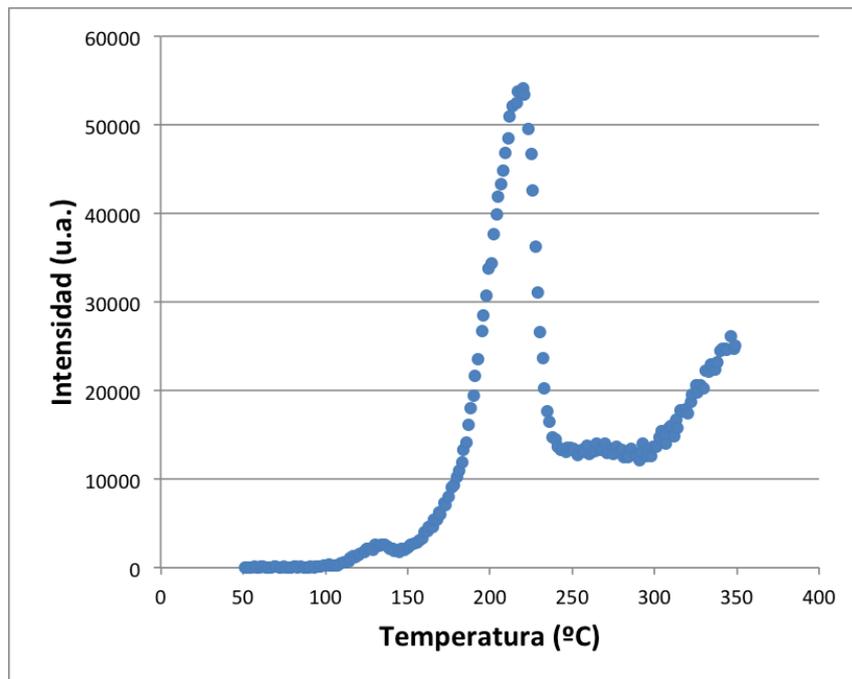


Figura C-14: Curva de brillo del dosímetro colocado a 45° de la diadema secundaria en el experimento 1.

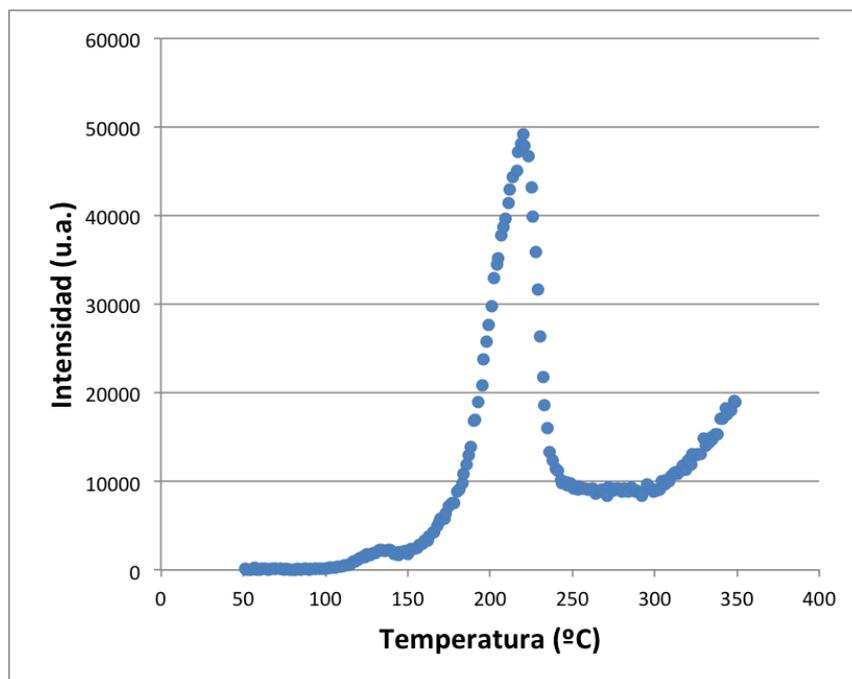


Figura C-15: Curva de brillo del dosímetro colocado a 67.5° de la diadema secundaria en el experimento 1.

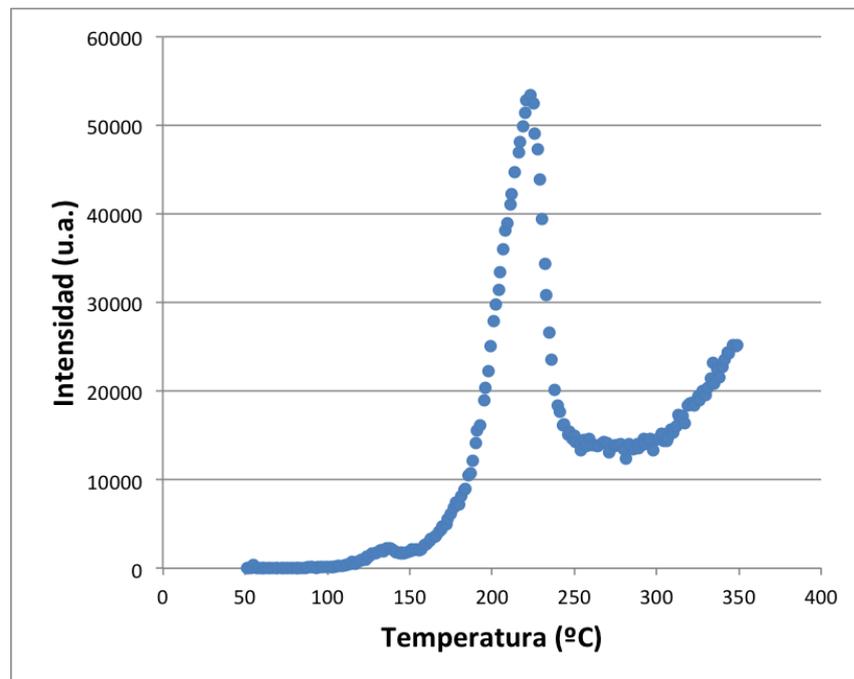


Figura C-16: Curva de brillo del dosímetro colocado a 90° de la diadema secundaria en el experimento 1.

En las siguientes dos figuras, como ejemplo de la señal de fondo, se muestra la lectura obtenida de los dosímetros utilizados como testigos.

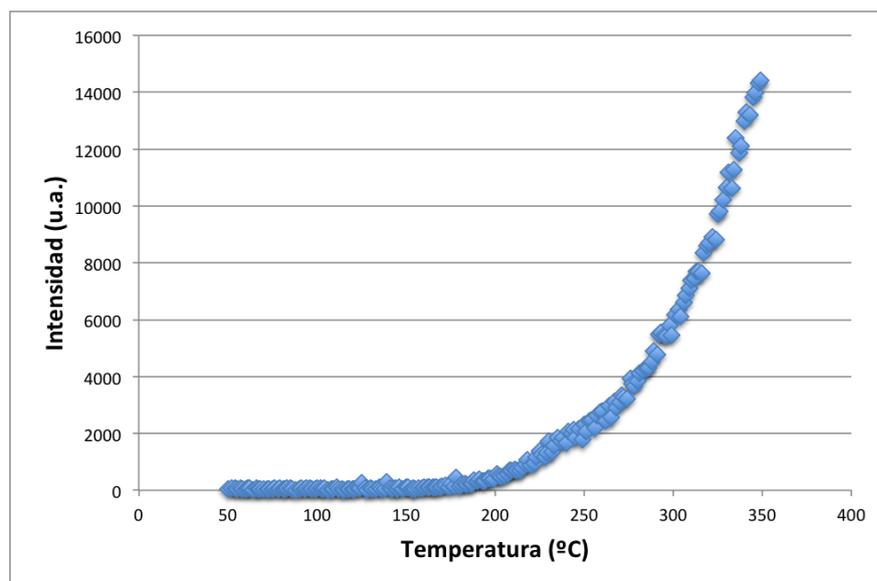


Figura C-17: Curva de brillo del dosímetro utilizado como primer testigo.

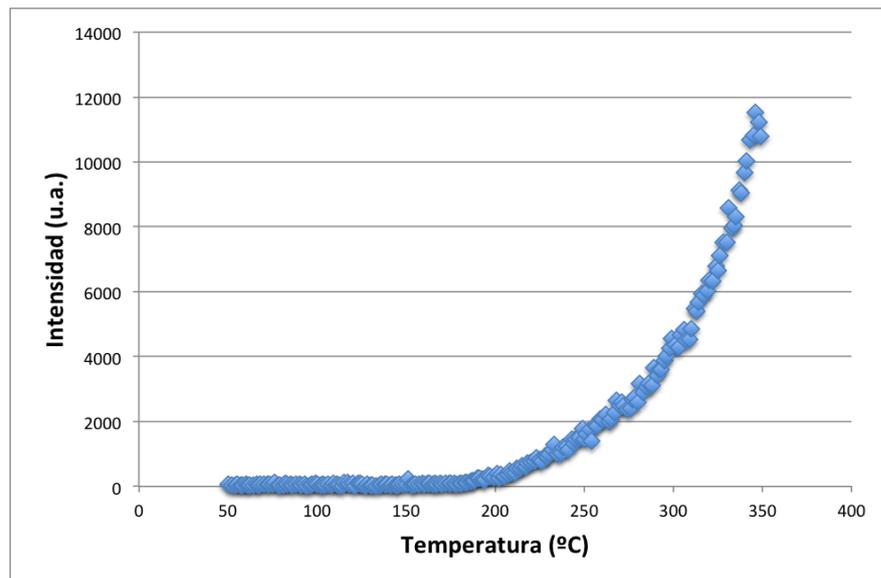


Figura C-18: Curva de brillo del dosímetro utilizado como segundo testigo.

C.2. Experimento 2

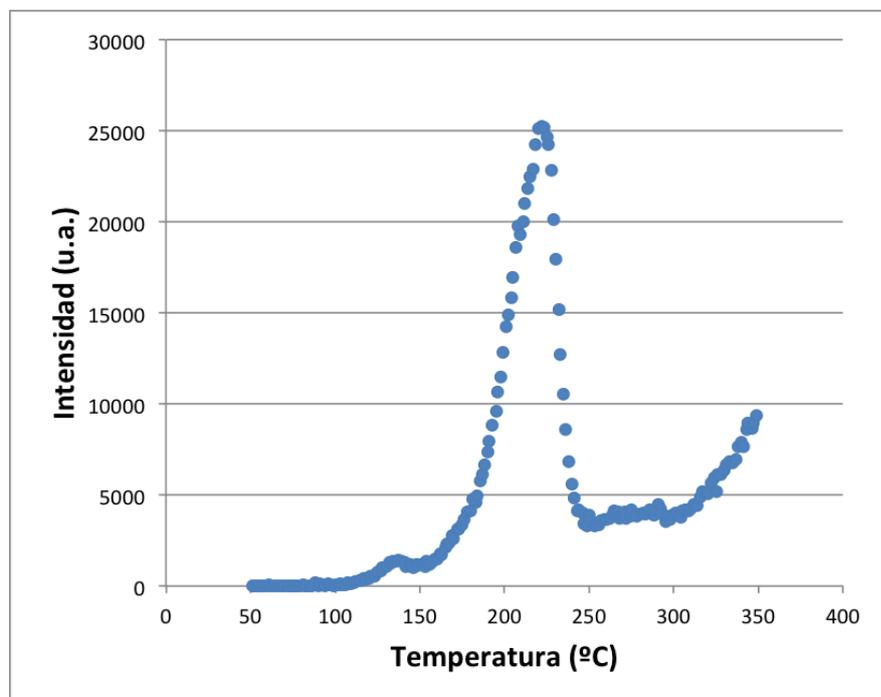


Figura C-19: Curva de brillo del dosímetro colocado a -90° en el experimento 2.

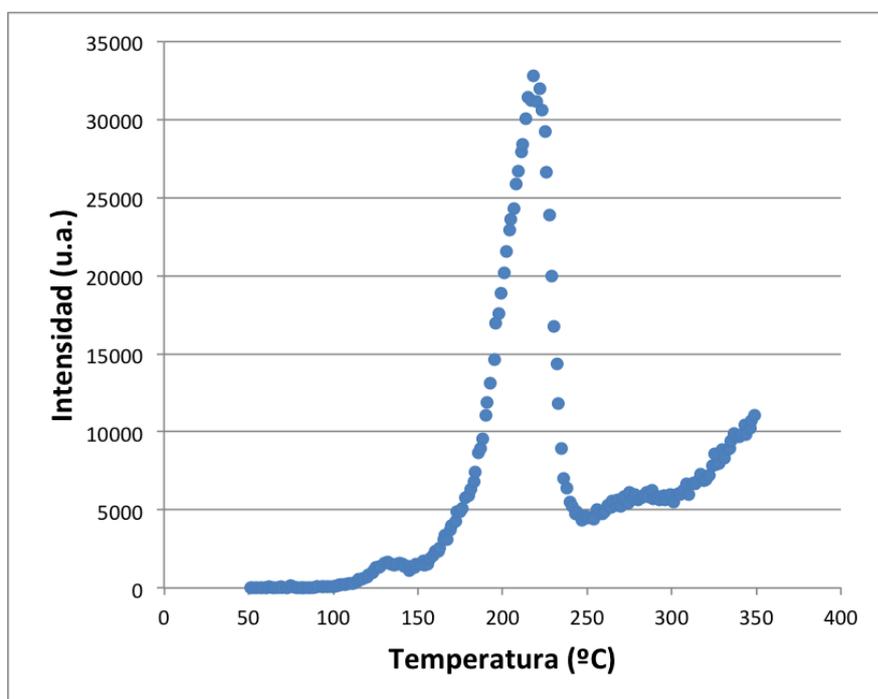


Figura C-20: Curva de brillo del dosímetro colocado a -67.5° en el experimento 2.

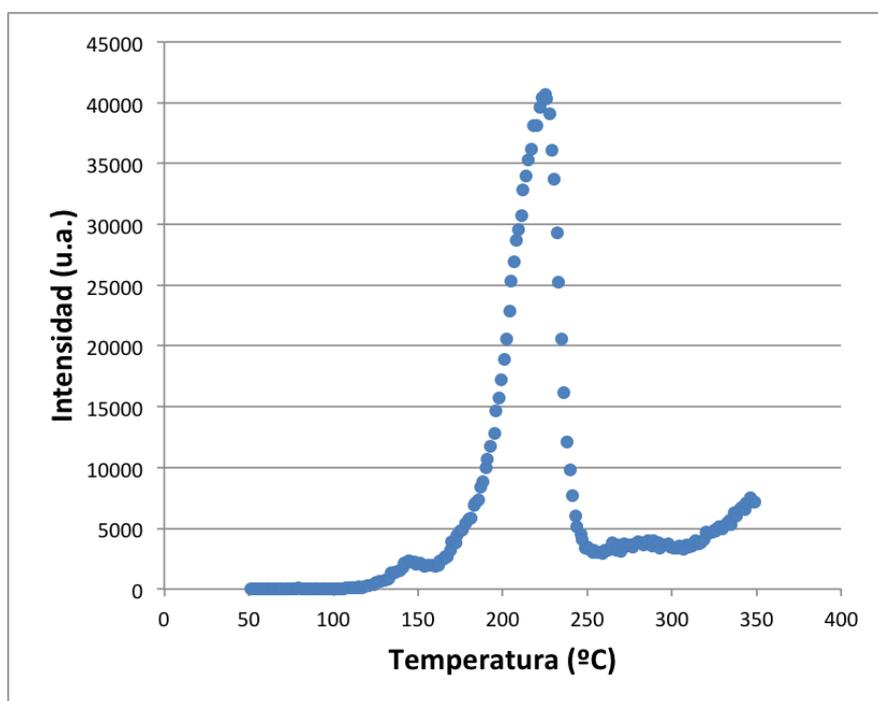


Figura C-21: Curva de brillo del dosímetro colocado a -45.5° en el experimento 2.

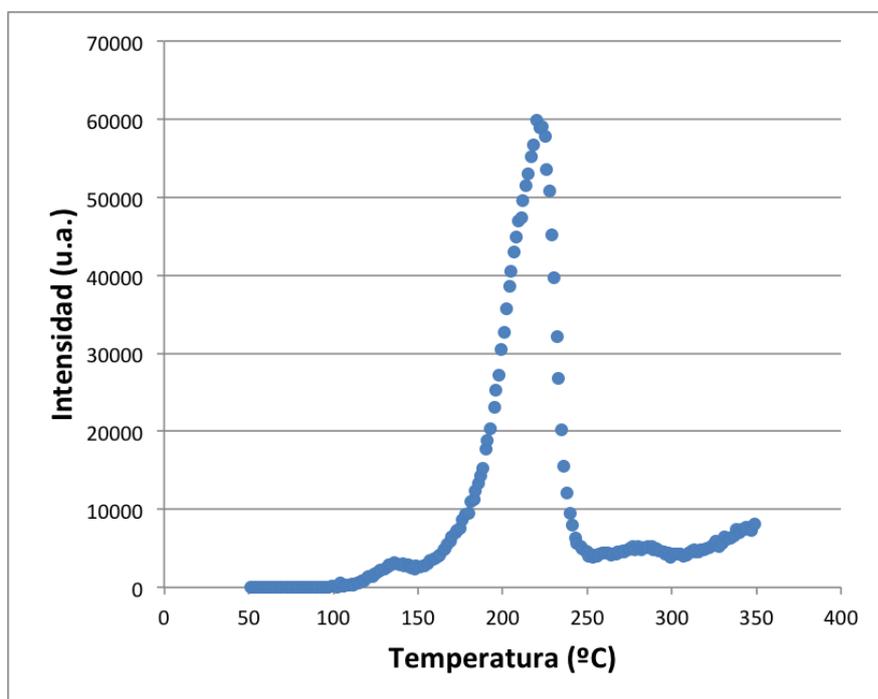


Figura C-22: Curva de brillo del dosímetro colocado a -22.5° en el experimento 2.

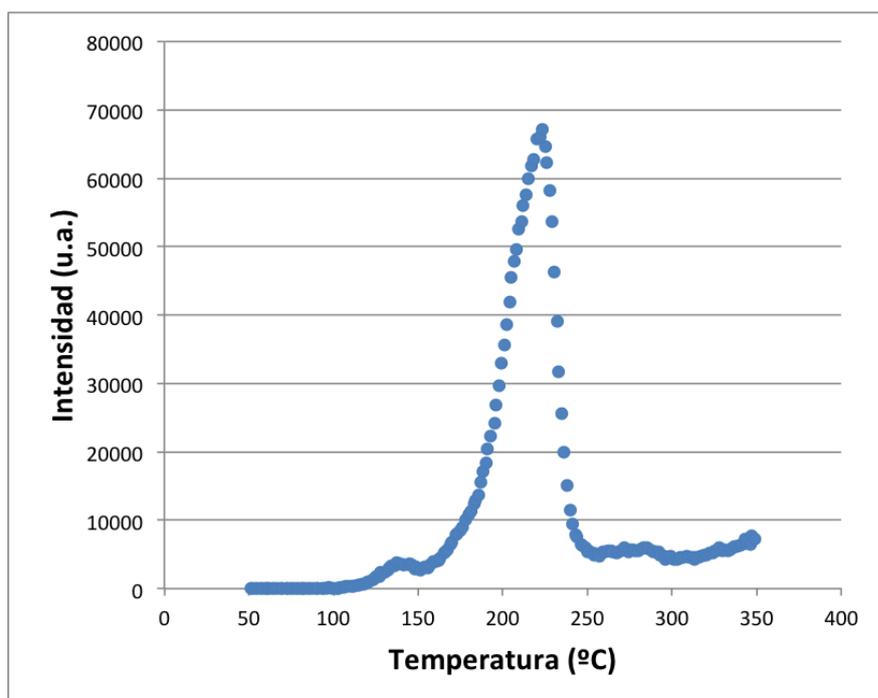


Figura C-23: Curva de brillo del dosímetro colocado a 0° en el experimento 2.

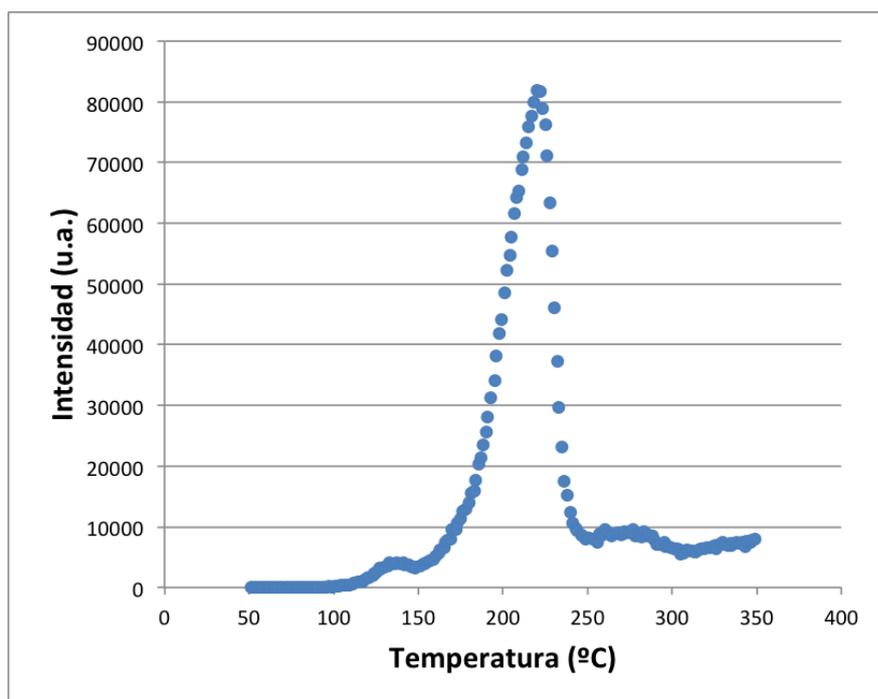


Figura C-24: Curva de brillo del dosímetro colocado a 22.5° en el experimento 2.

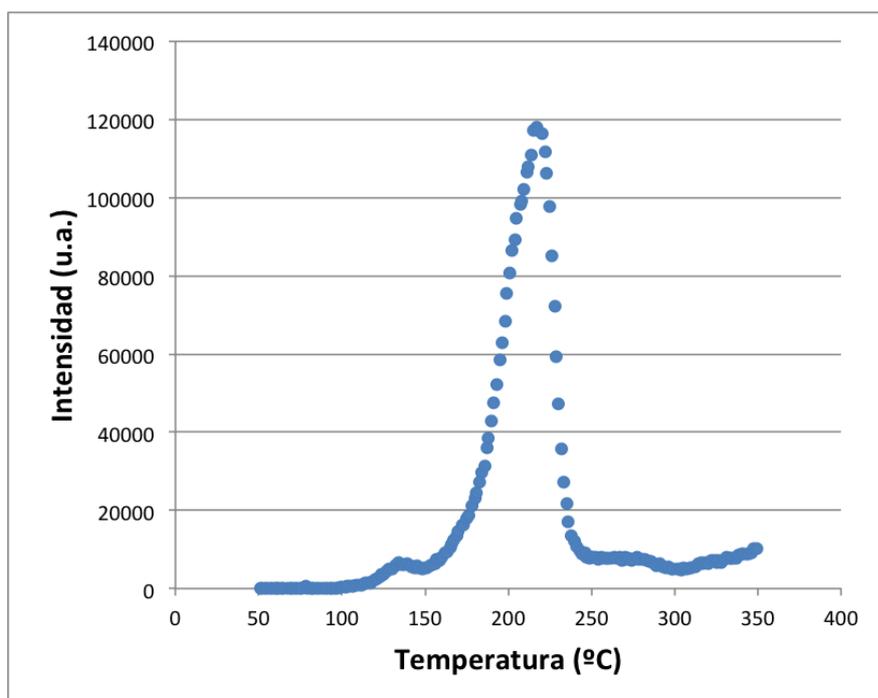


Figura C-25: Curva de brillo del dosímetro colocado a 45° en el experimento 2.

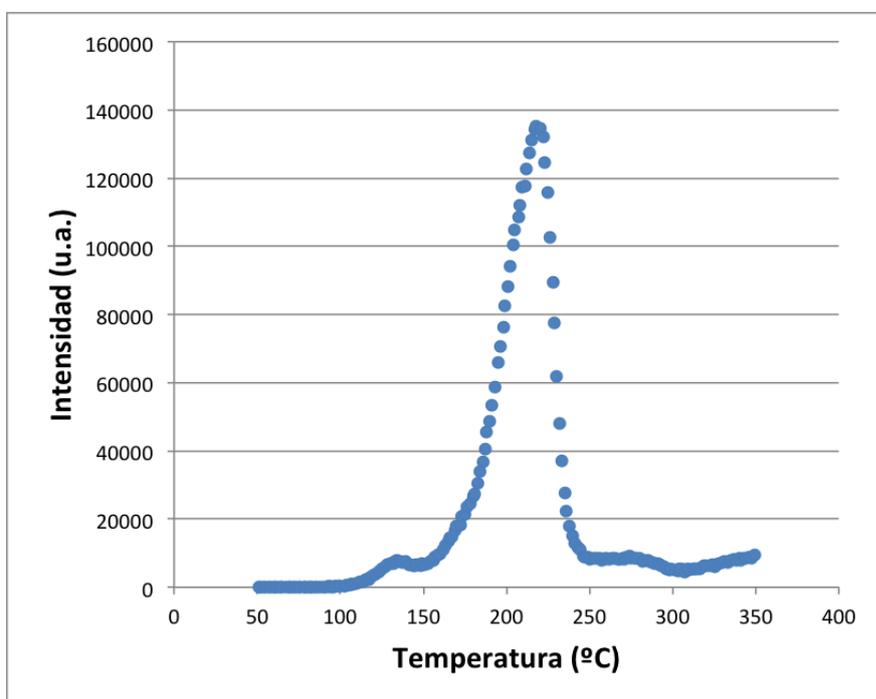


Figura C-26: Curva de brillo del dosímetro colocado a 67.5° en el experimento 2.

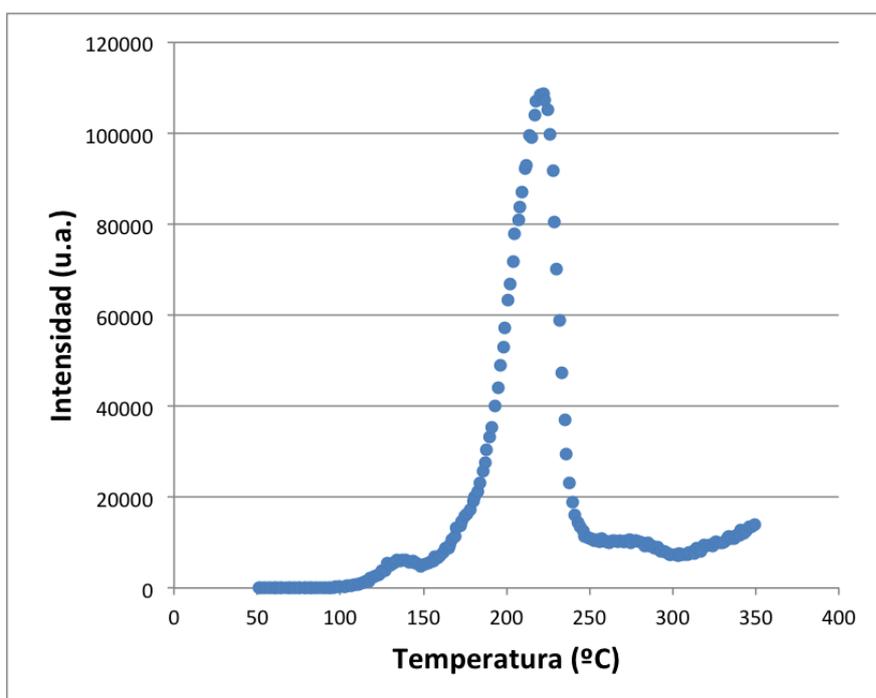


Figura C-27: Curva de brillo del dosímetro colocado a 90° en el experimento 2.

C.3. Experimento 3

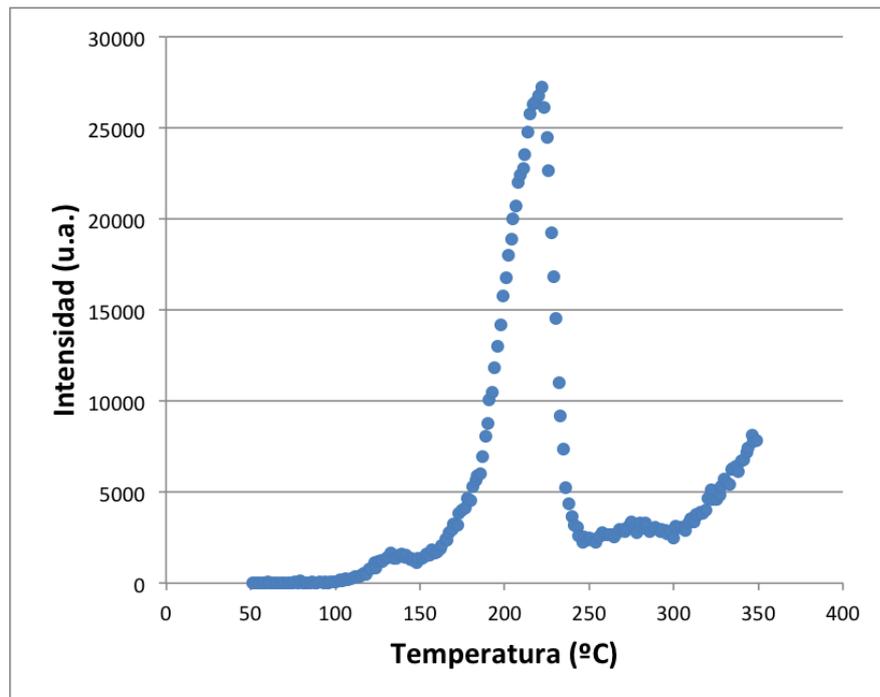


Figura C-28: Curva de brillo del dosímetro colocado a -90° en el experimento 3.

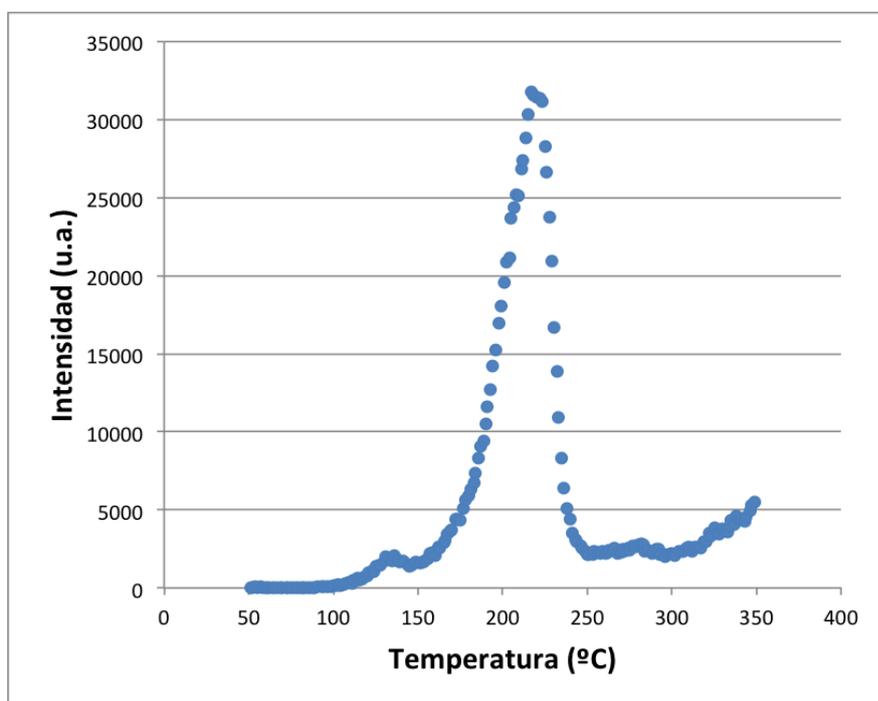


Figura C-29: Curva de brillo del dosímetro colocado a -67.5° en el experimento 3.

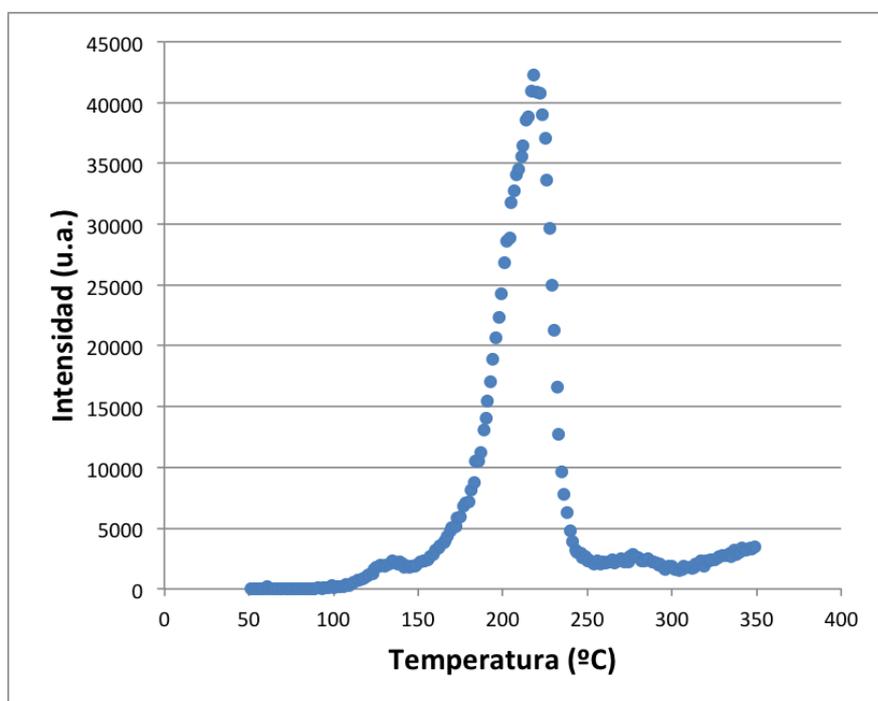


Figura C-30: Curva de brillo del dosímetro colocado a -45° en el experimento 3.

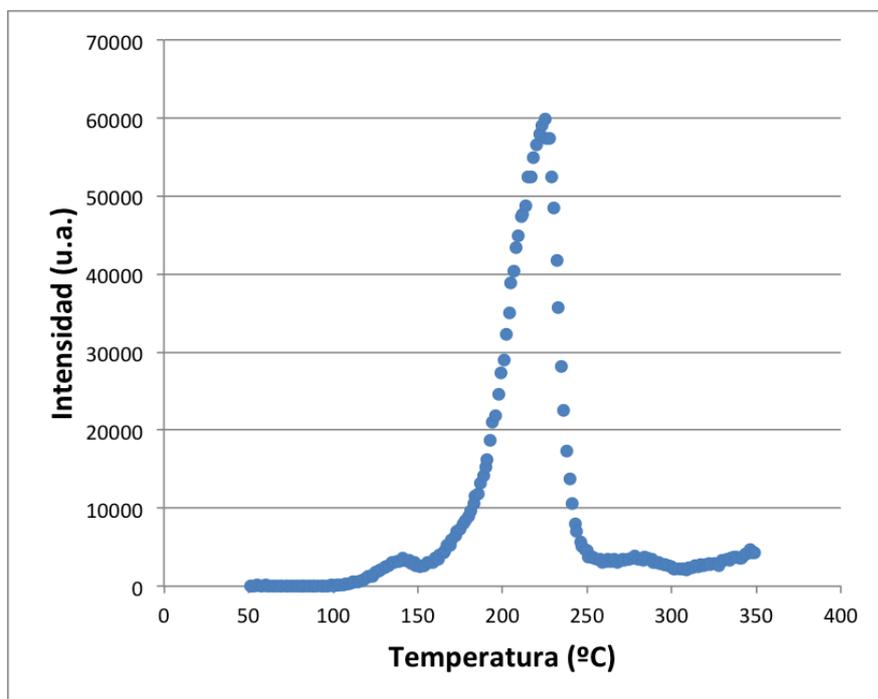


Figura C-31: Curva de brillo del dosímetro colocado a -22.5° en el experimento 3.

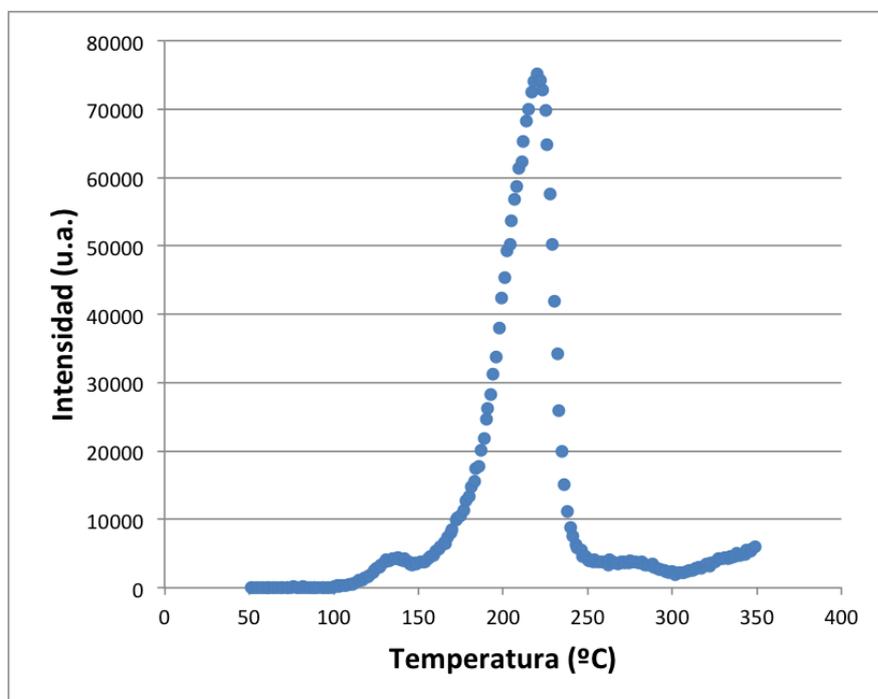


Figura C-32: Curva de brillo del dosímetro colocado a 0° en el experimento 3.

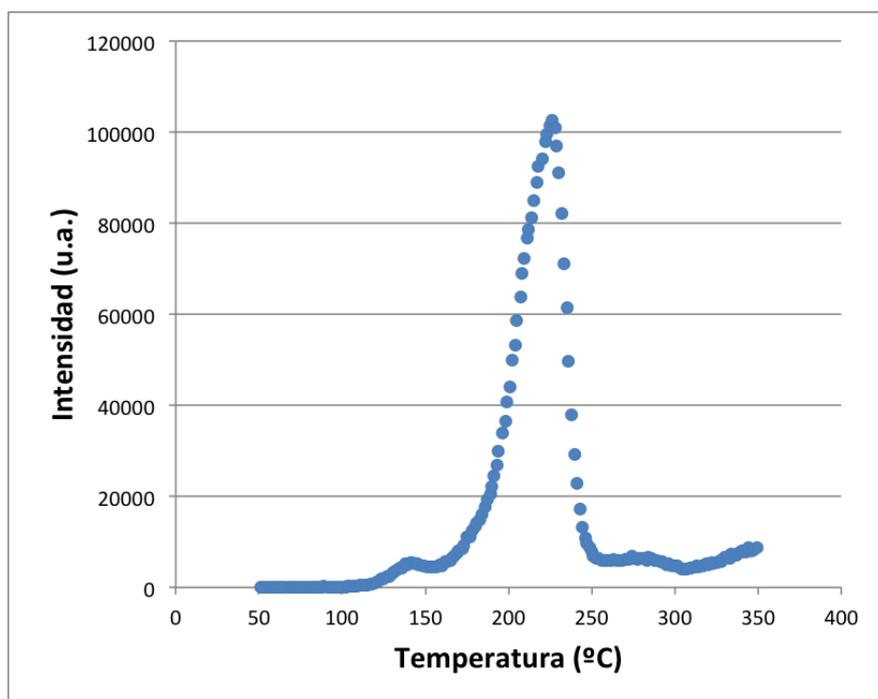


Figura C-33: Curva de brillo del dosímetro colocado a 22.5° en el experimento 3.

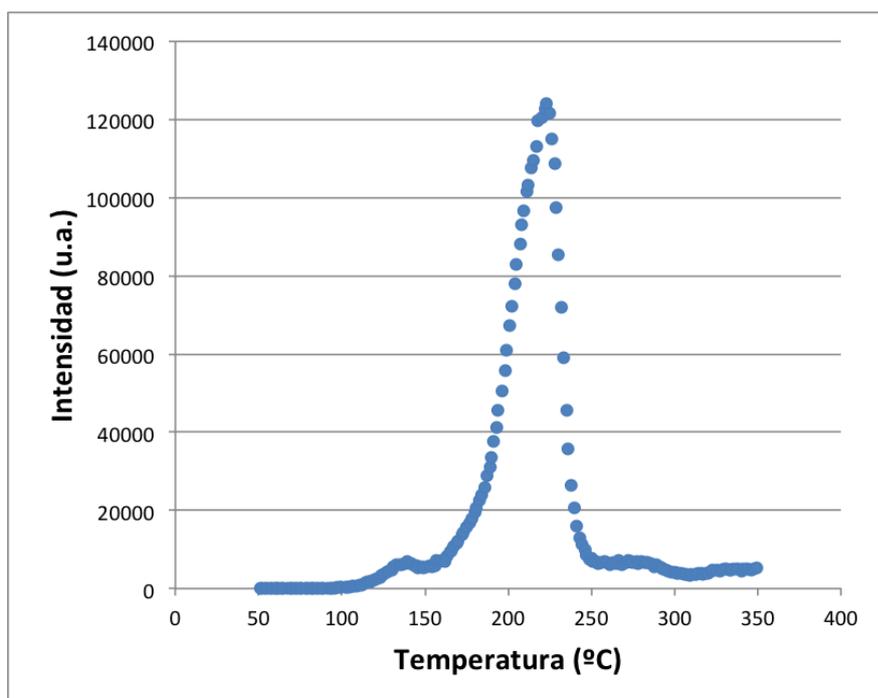


Figura C-34: Curva de brillo del dosímetro colocado a 45° en el experimento 3.

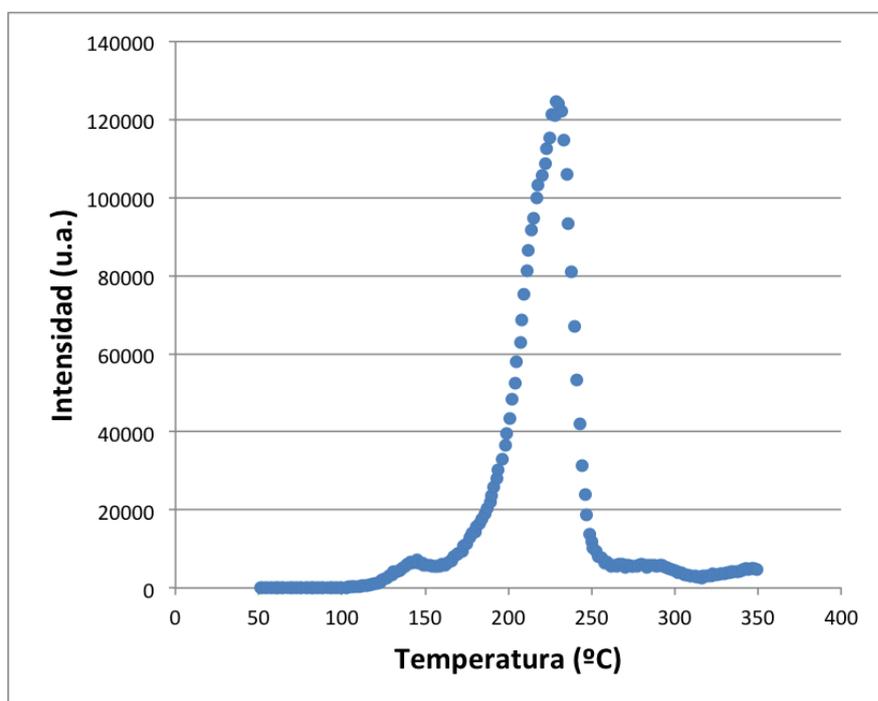


Figura C-35: Curva de brillo del dosímetro colocado a 67.5° en el experimento 3.

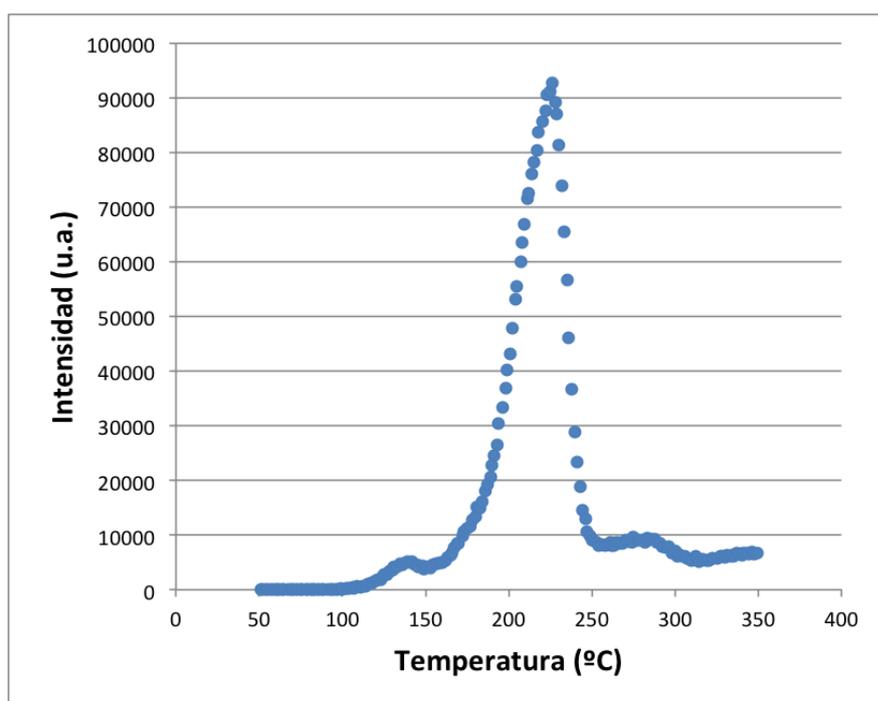


Figura C-36: Curva de brillo del dosímetro colocado a 90° en el experimento 3.

Apéndice D

Deconvoluciones

D.1. Experimento 1

Las deconvoluciones de cada una de las curvas de brillo encontradas en la primera prueba realizada con nueve TLD-300 para la medición de la energía se muestran a continuación, con los valores de la integral de los siete picos y los parámetros T_m y energía de activación.

En las siguientes imágenes se muestra un parámetro, en la parte superior derecha, que describe la calidad del ajuste llamado "*Figure Of Merit*" (*FOM*) [38], definido como:

$$FOM[\%] = \frac{\sum_i |y_i - y(x_i)|}{\sum_i y_i} \times 100\%, \quad (\text{D-1})$$

donde y_i es el contenido en el canal i y $y(x_i)$ es el valor de la función del ajuste a la mitad del canal i .

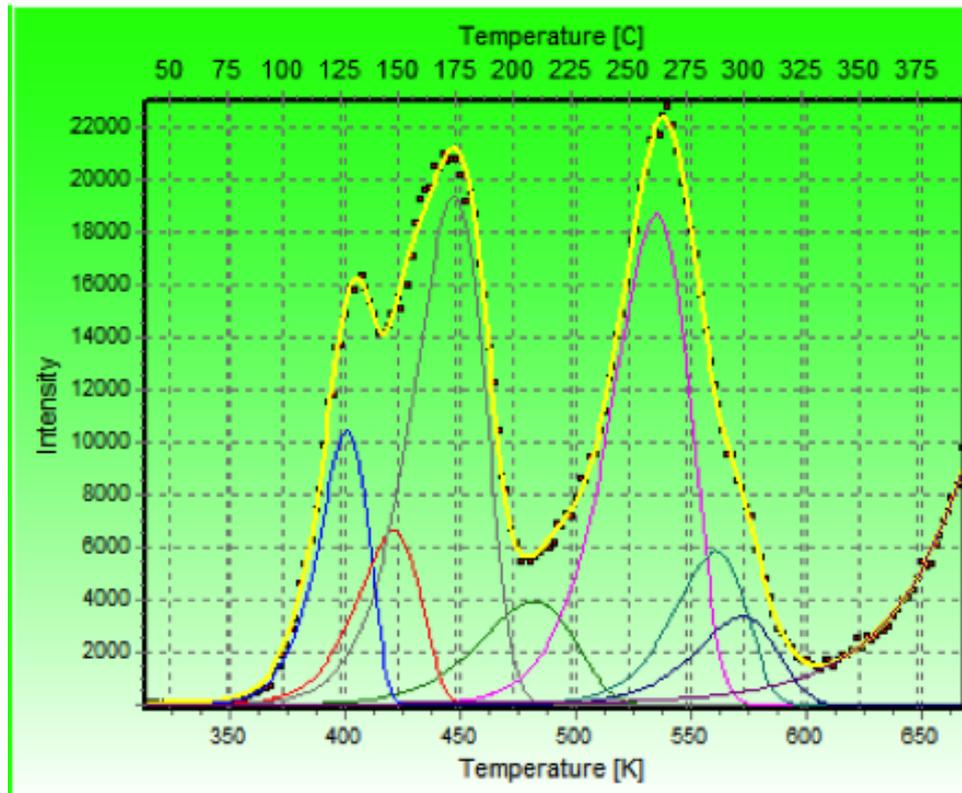


Figura D-1: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 02 colocado a -90° .

Tabla D-1: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 02.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	400.9	1.2744
2	421.0	1.1007
3	447.2	1.0776
4	482.0	0.9400
5	535.2	1.4233
6	561.0	1.7300
7	572.6	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

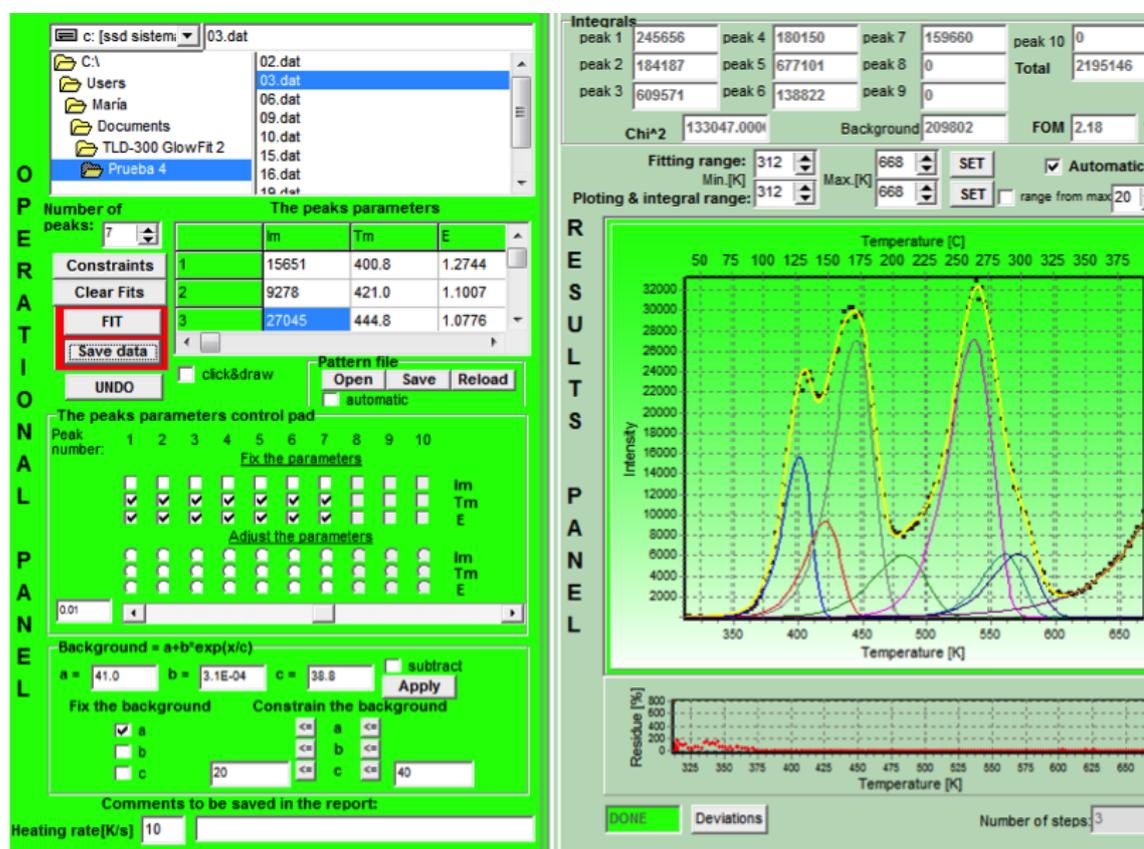


Figura D-2: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 03 colocado a -67.5° .

Tabla D-2: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 03.

Pico	T_m (°K)	Energía de activación (eV)
1	400.8	1.2744
2	421.0	1.1007
3	444.8	1.0776
4	481.5	0.9400
5	536.4	1.4233
6	560.8	1.7300
7	570.8	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

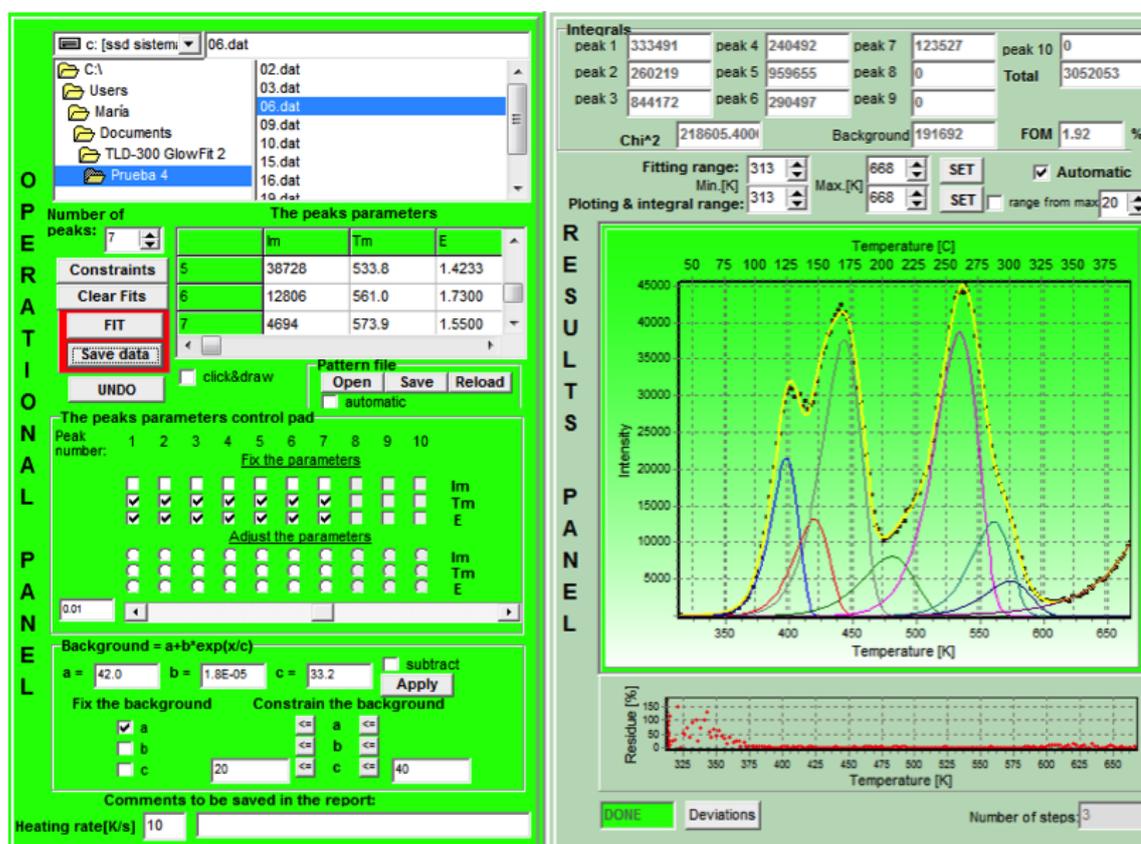


Figura D-3: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 06 colocado a -45° .

Tabla D-3: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 06.

Pico	T_m ($^\circ\text{K}$)	Energía de activación (eV)
1	397.8	1.2744
2	421.0	1.1007
3	443.2	1.0776
4	480.6	0.9400
5	533.8	1.4233
6	561.0	1.7300
7	573.8	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

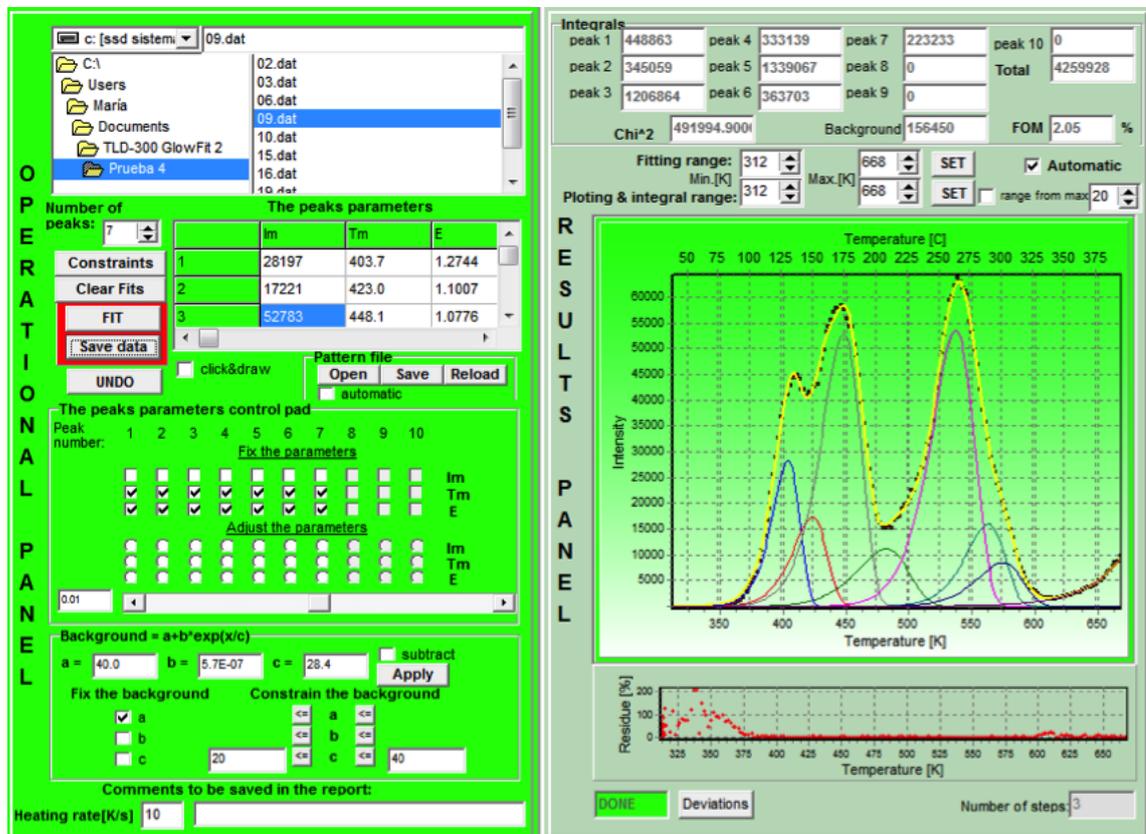


Figura D-4: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 09 colocado a -22.5° .

Tabla D-4: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 09.

Pico	T_m ($^{\circ}$ K)	Energía de activación (eV)
1	403.7	1.2744
2	423.0	1.1007
3	448.1	1.0776
4	481.9	0.9400
5	537.0	1.4233
6	562.8	1.7300
7	574.3	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

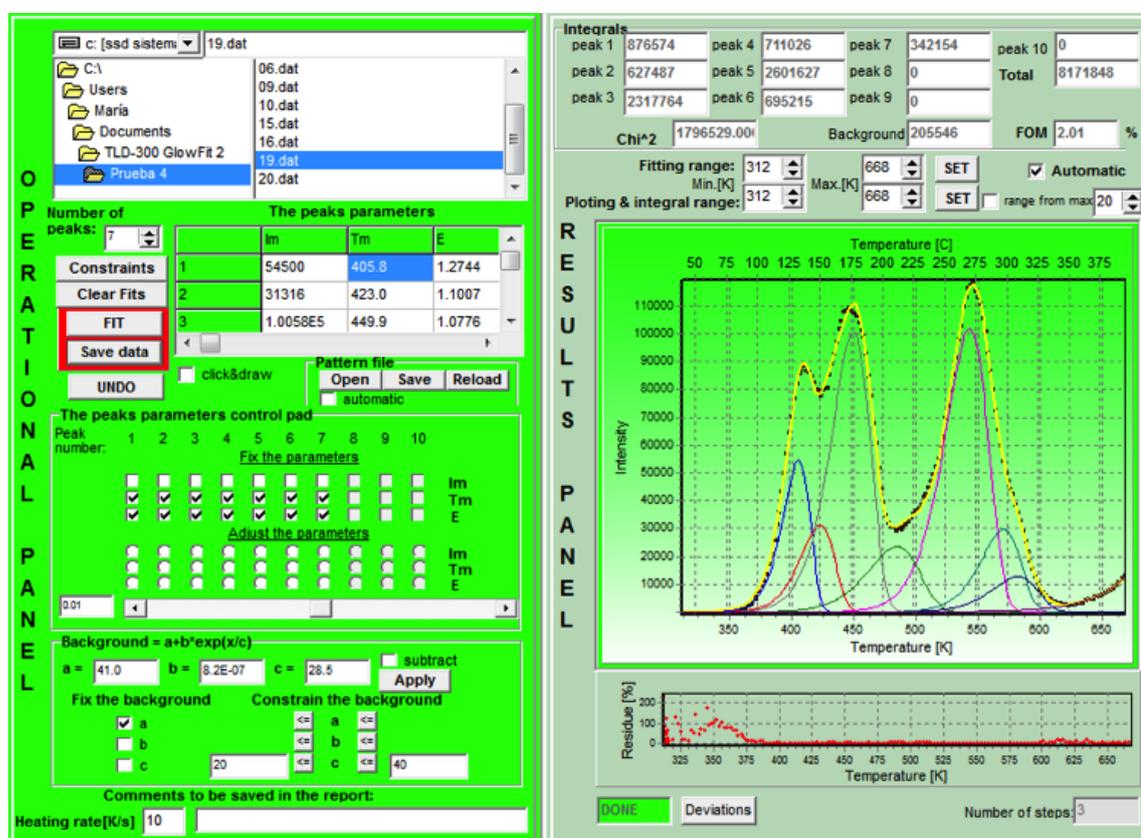


Figura D-5: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 19 colocado a 0°.

Tabla D-5: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 19.

Pico	T_m (°K)	Energía de activación (eV)
1	405.8	1.2744
2	423.0	1.1007
3	449.9	1.0776
4	485.0	0.9400
5	543.3	1.4233
6	570.7	1.7300
7	576.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

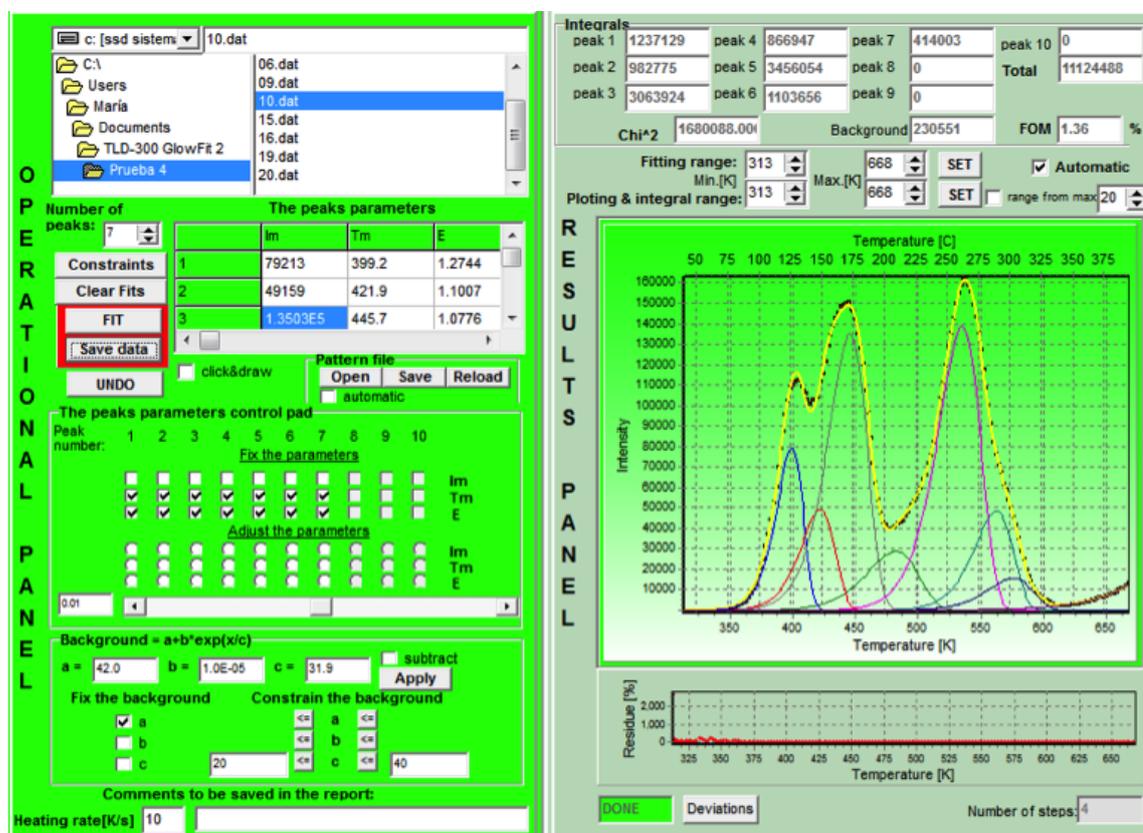


Figura D-6: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 10 colocado a 22.5°.

Tabla D-6: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 10.

Pico	T_m (°K)	Energía de activación (eV)
1	399.2	1.2744
2	421.9	1.1007
3	445.7	1.0776
4	482.2	0.9400
5	535.0	1.4233
6	562.5	1.7300
7	575.8	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

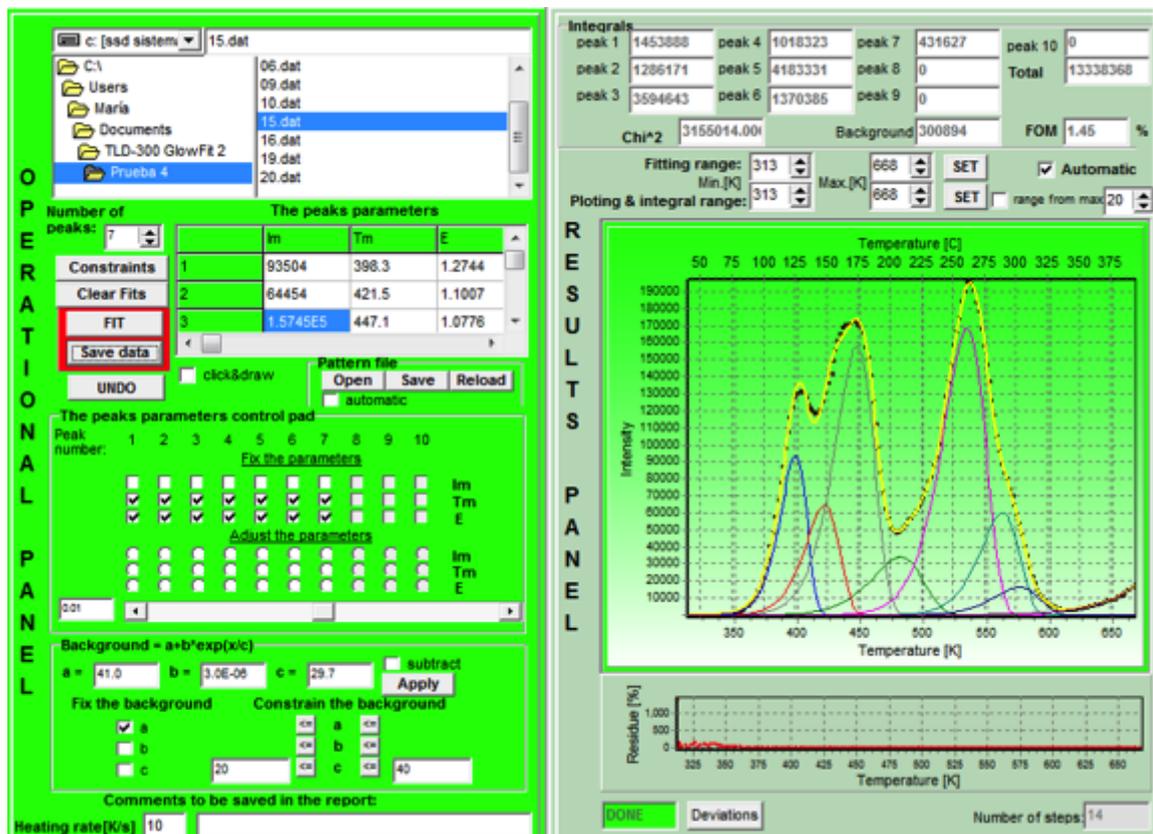


Figura D-7: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 15 colocado a 45°.

Tabla D-7: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 15.

Pico	T_m (°K)	Energía de activación (eV)
1	398.3	1.2744
2	421.5	1.1007
3	447.1	1.0776
4	481.6	0.9400
5	534.4	1.4233
6	562.6	1.7300
7	576.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

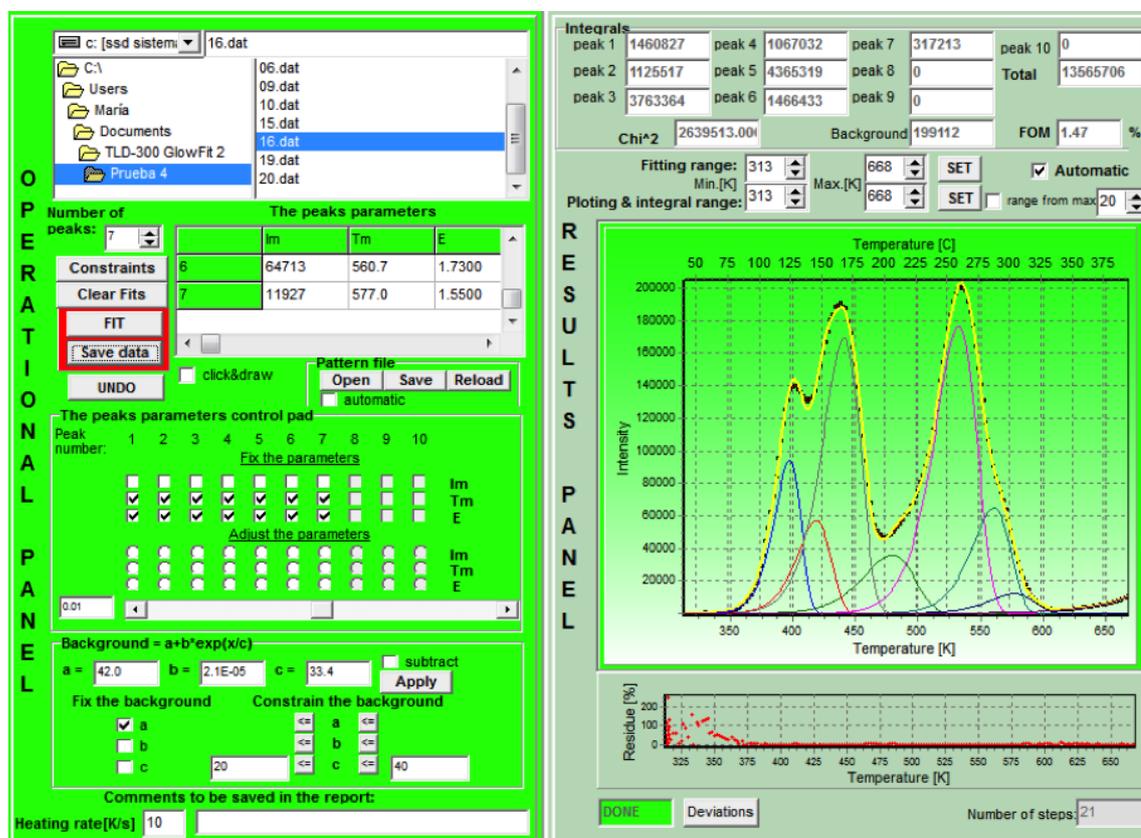


Figura D-8: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 16 colocado a 67.5°.

Tabla D-8: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 16.

Pico	T_m (°K)	Energía de activación (eV)
1	397.4	1.2744
2	418.9	1.1007
3	441.0	1.0776
4	479.4	0.9400
5	532.5	1.4233
6	560.7	1.7300
7	577.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

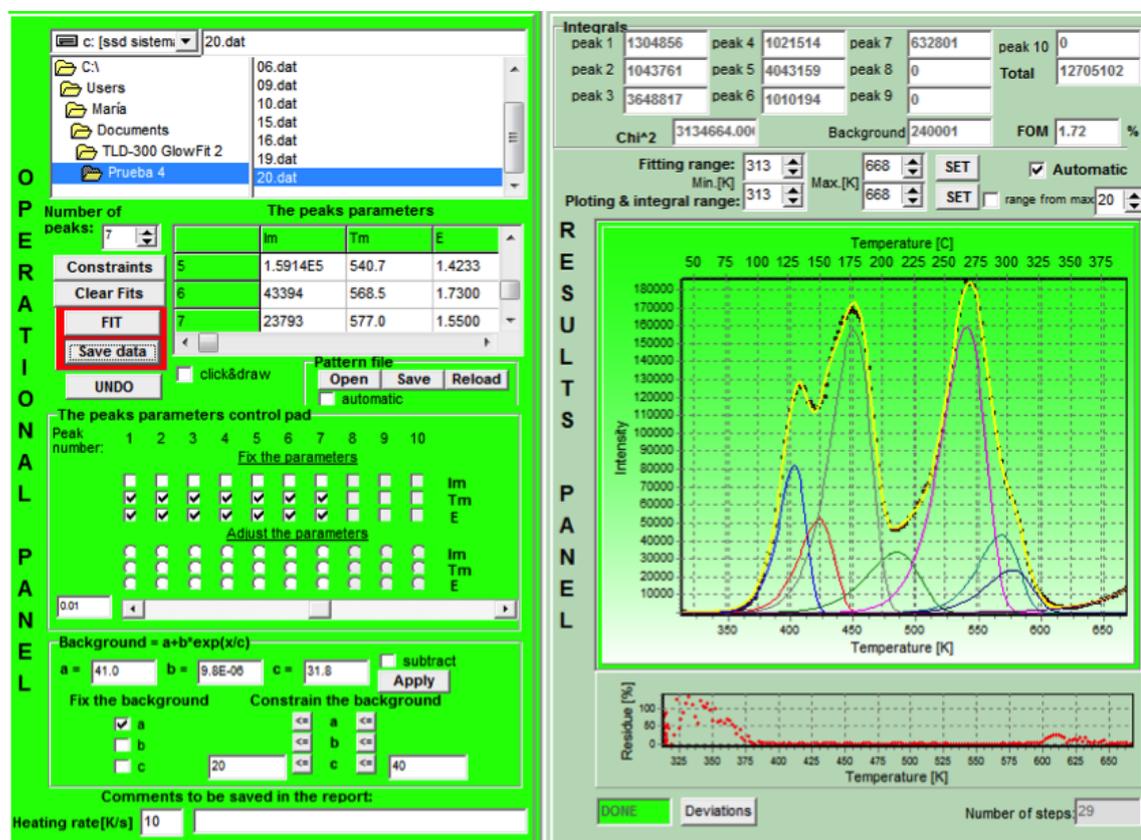


Figura D-9: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 20 colocado a 90°.

Tabla D-9: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 20.

Pico	T_m (°K)	Energía de activación (eV)
1	403.2	1.2744
2	423.0	1.1007
3	450.4	1.0776
4	484.9	0.9400
5	540.7	1.4233
6	568.5	1.7300
7	577.0	1.5500

D.2. Experimento 2

A continuación se muestran las deconvoluciones realizadas en la segunda prueba para las curvas de brillo de cada uno de los dosímetros incluyendo la del poste, además de su respectiva tabla con los parámetros finales de T_m y energía de activación, siguiendo el método mencionado en el reporte [5].

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

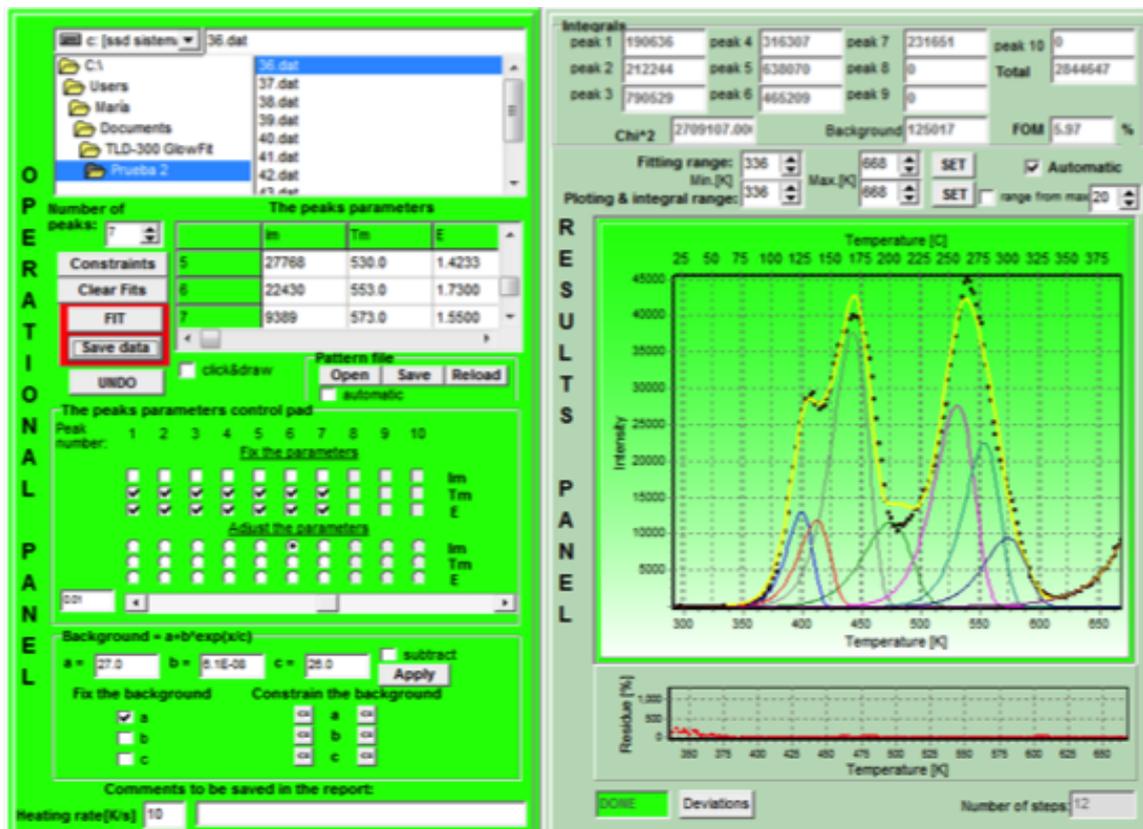


Figura D-10: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 36 colocado a -90° .

Tabla D-10: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 36.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	399.0	1.2744
2	411.8	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.2	1.7300
7	573.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

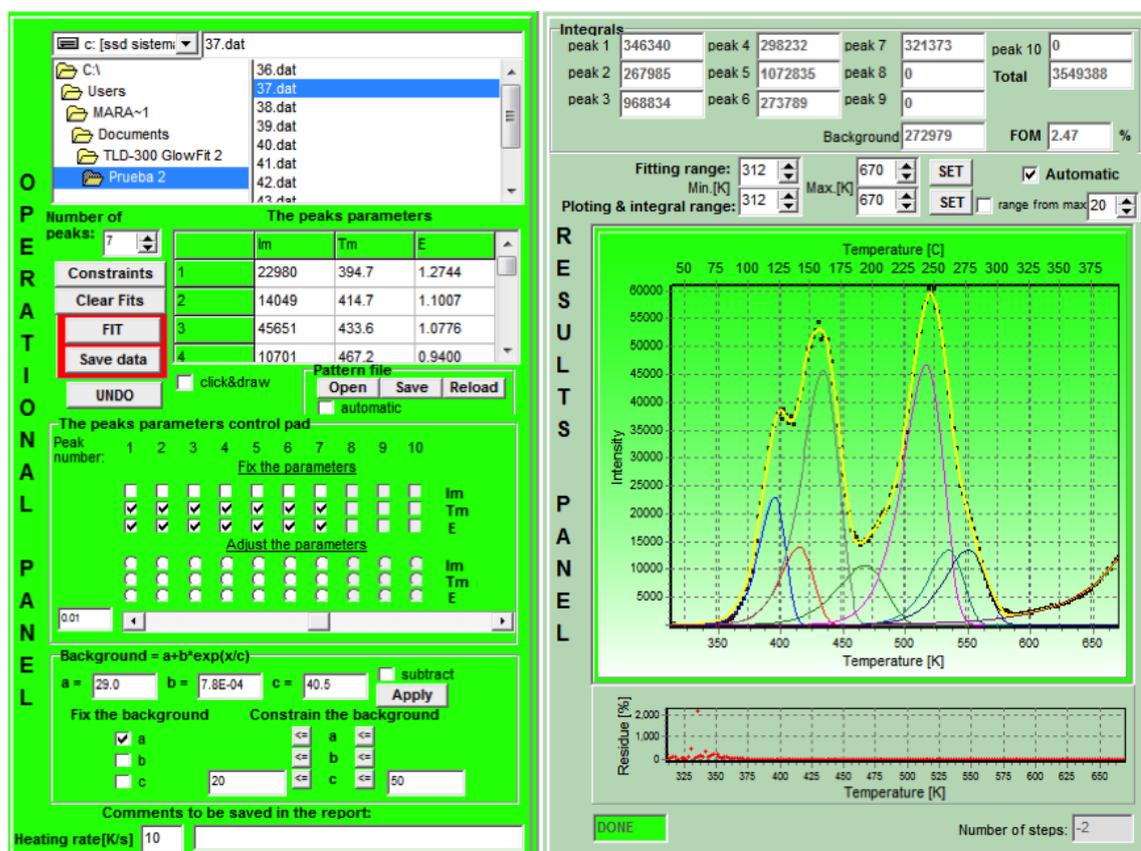


Figura D-11: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 37 colocado a -67.5° .

Tabla D-11: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 37.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	394.7	1.2744
2	414.7	1.1007
3	440.0	1.0776
4	471.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	571.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

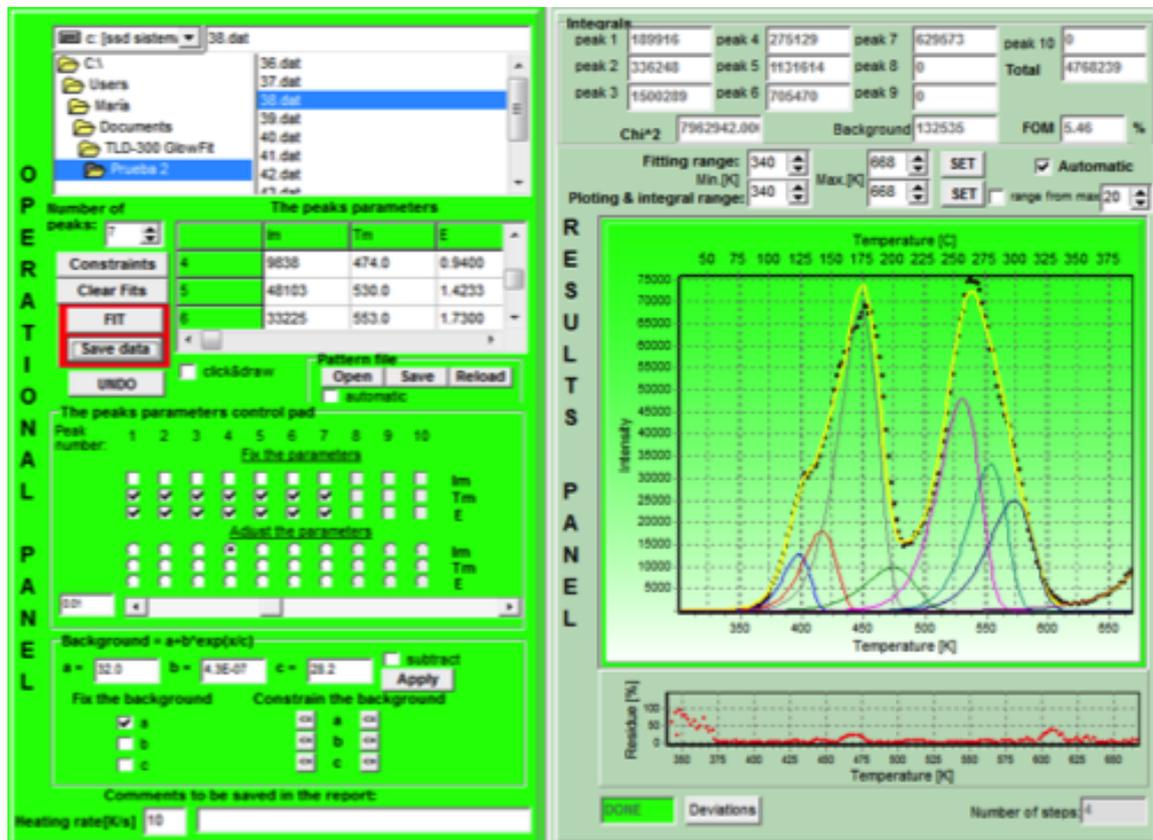


Figura D-12: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 38 colocado a -45° .

Tabla D-12: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 38.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	397.1	1.2744
2	416.0	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	572.2	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

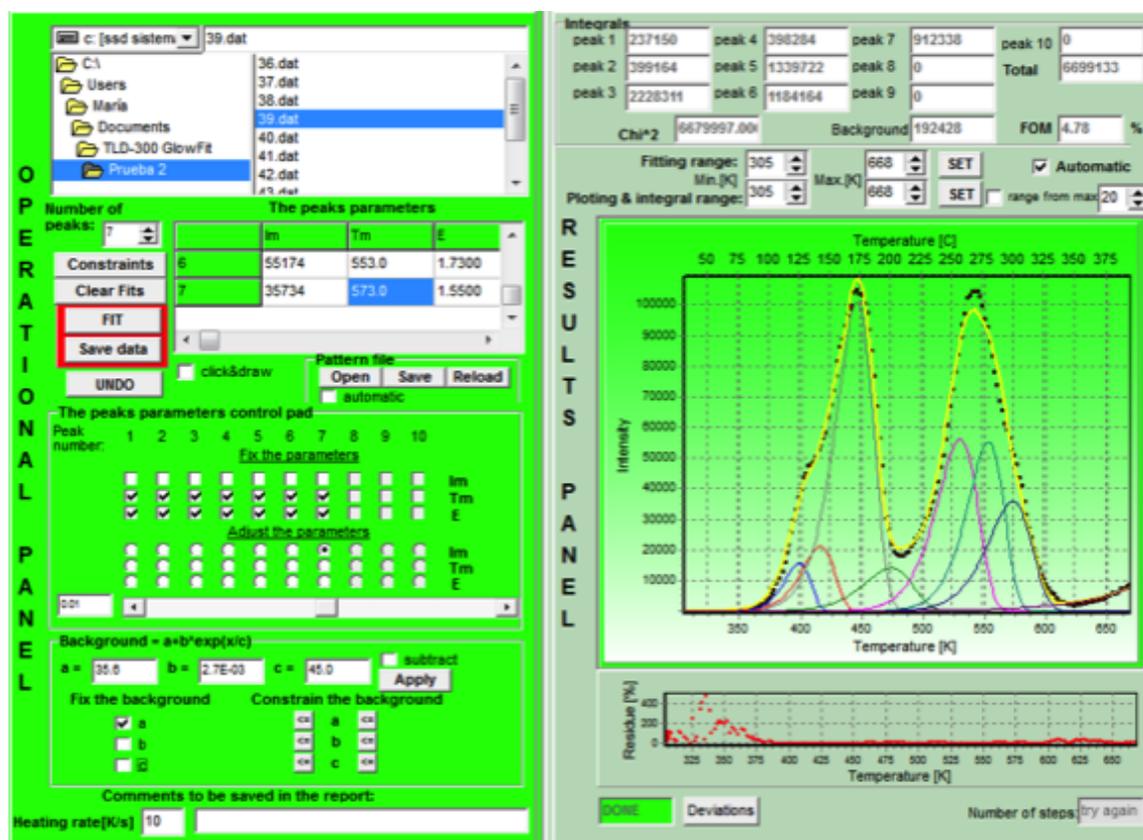


Figura D-13: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 39 colocado a -22.5° .

Tabla D-13: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 39.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	398.9	1.2744
2	416.0	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	573.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

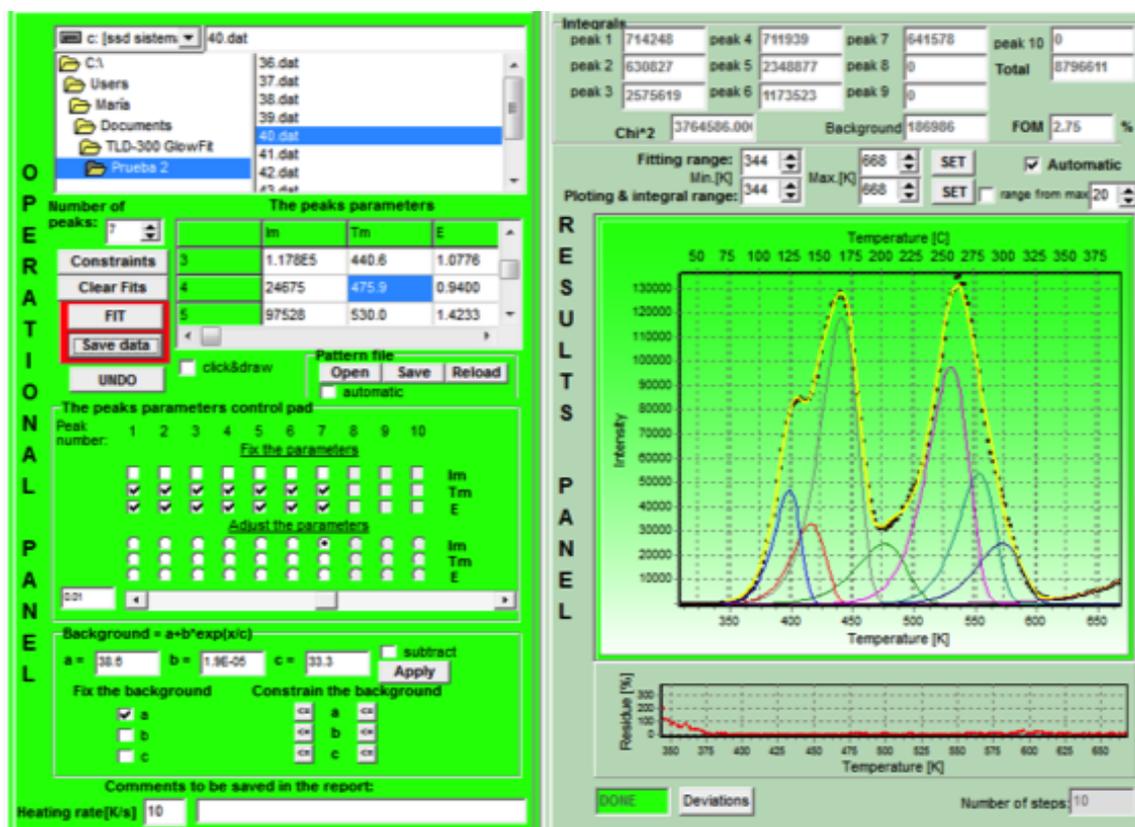


Figura D-14: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 40 colocado a 0°.

Tabla D-14: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 40.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	398.2	1.2744
2	416.0	1.1007
3	440.6	1.0776
4	475.9	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	571.7	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

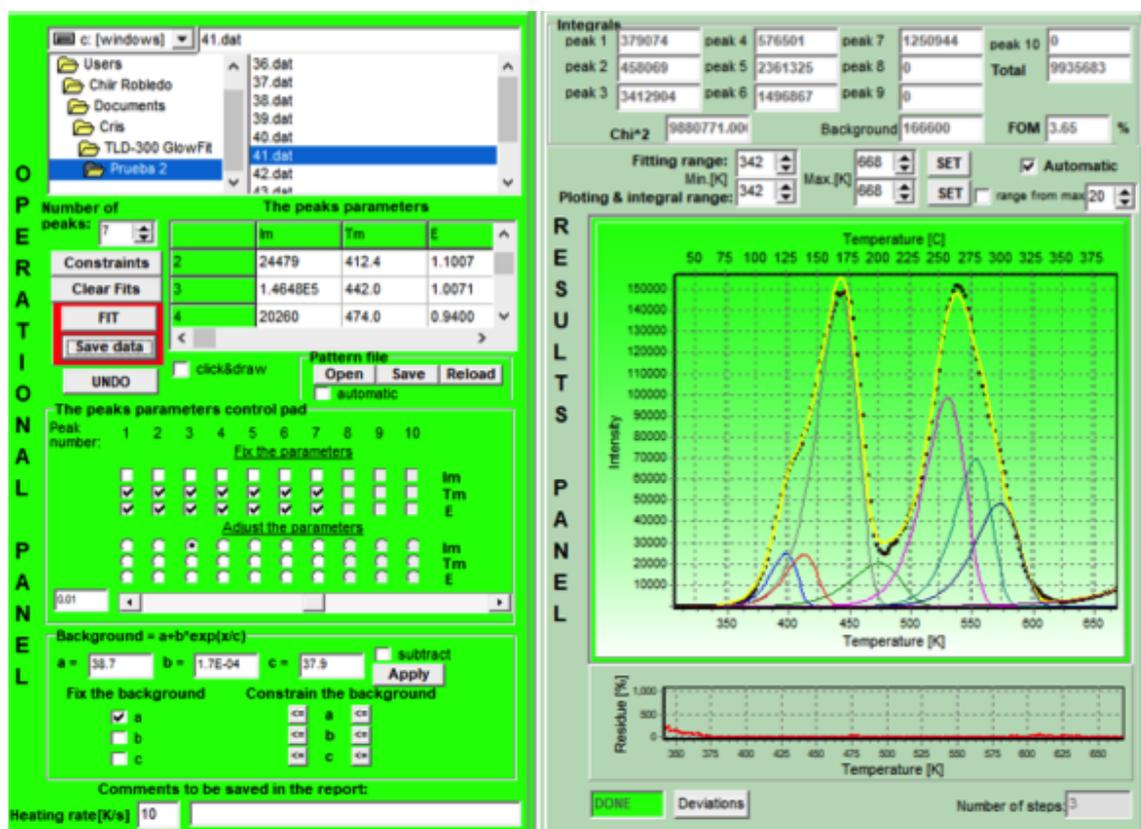


Figura D-15: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 41 colocado a 22.5°.

Tabla D-15: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 41.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	397.7	1.2744
2	412.4	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	573.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

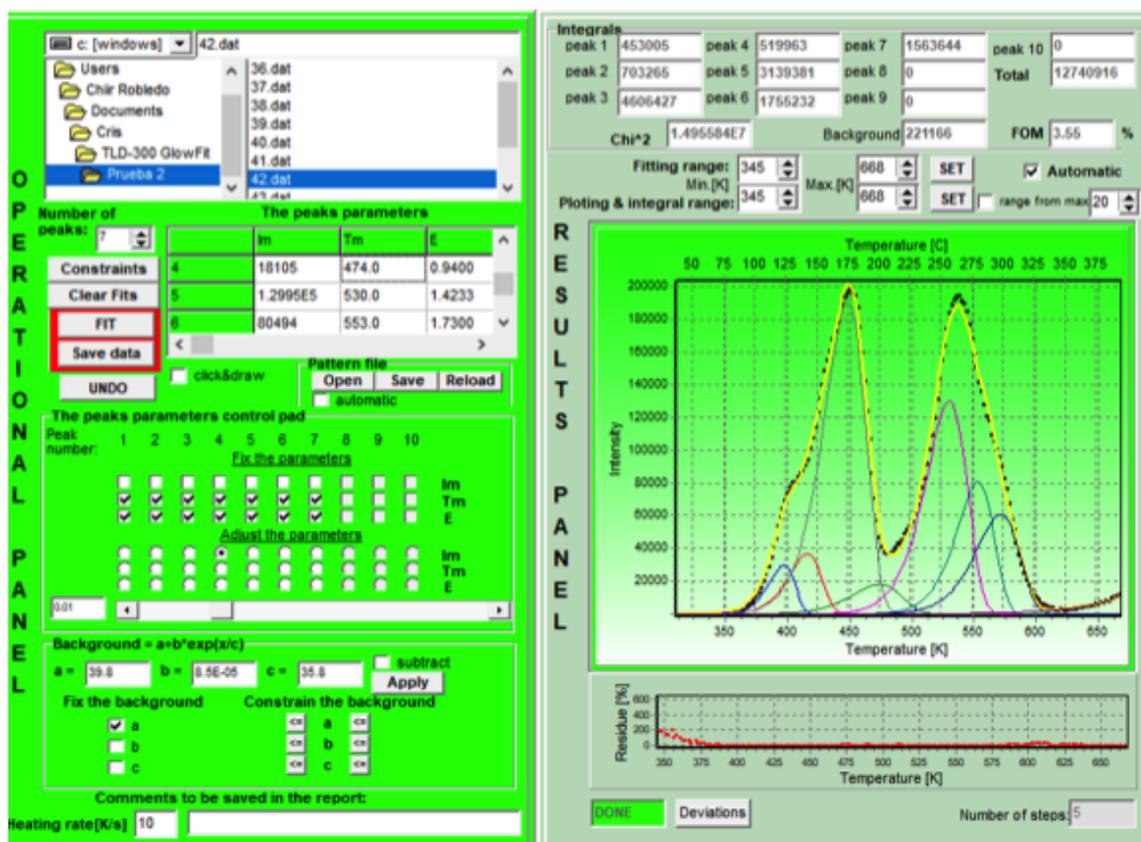


Figura D-16: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 42 colocado a 45°.

Tabla D-16: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 42.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	396.8	1.2744
2	415.8	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	571.3	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

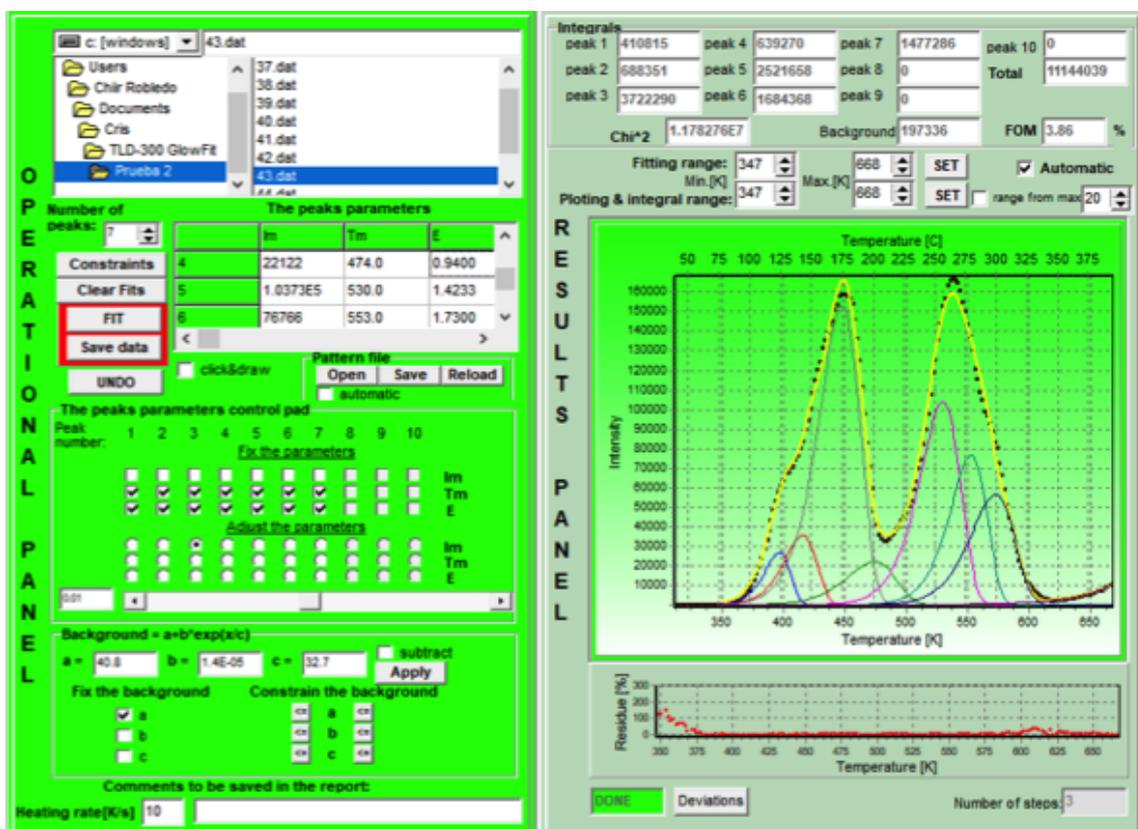


Figura D-17: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 43 colocado a 67.5°.

Tabla D-17: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 43.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	397.2	1.2744
2	416.0	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	572.9	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

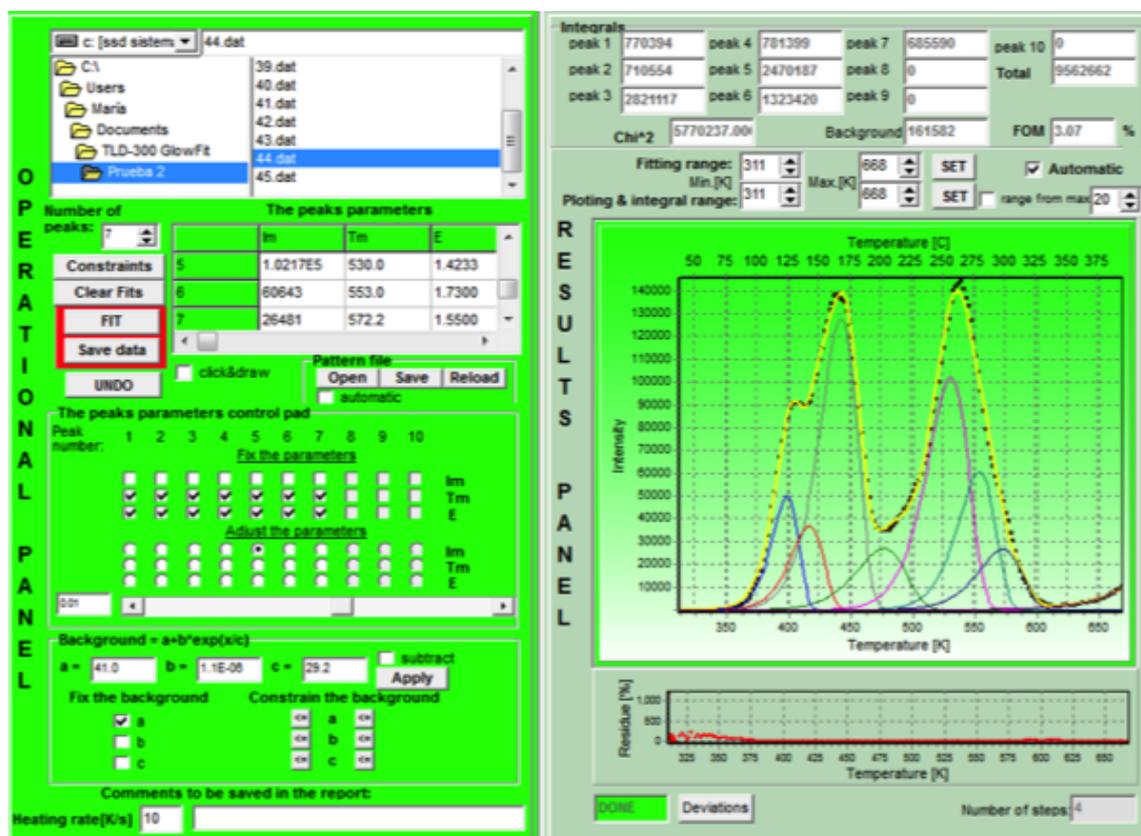


Figura D-18: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 44 colocado a 90°.

Tabla D-18: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 44.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	398.2	1.2744
2	416.0	1.1007
3	441.6	1.0776
4	476.3	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	572.2	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

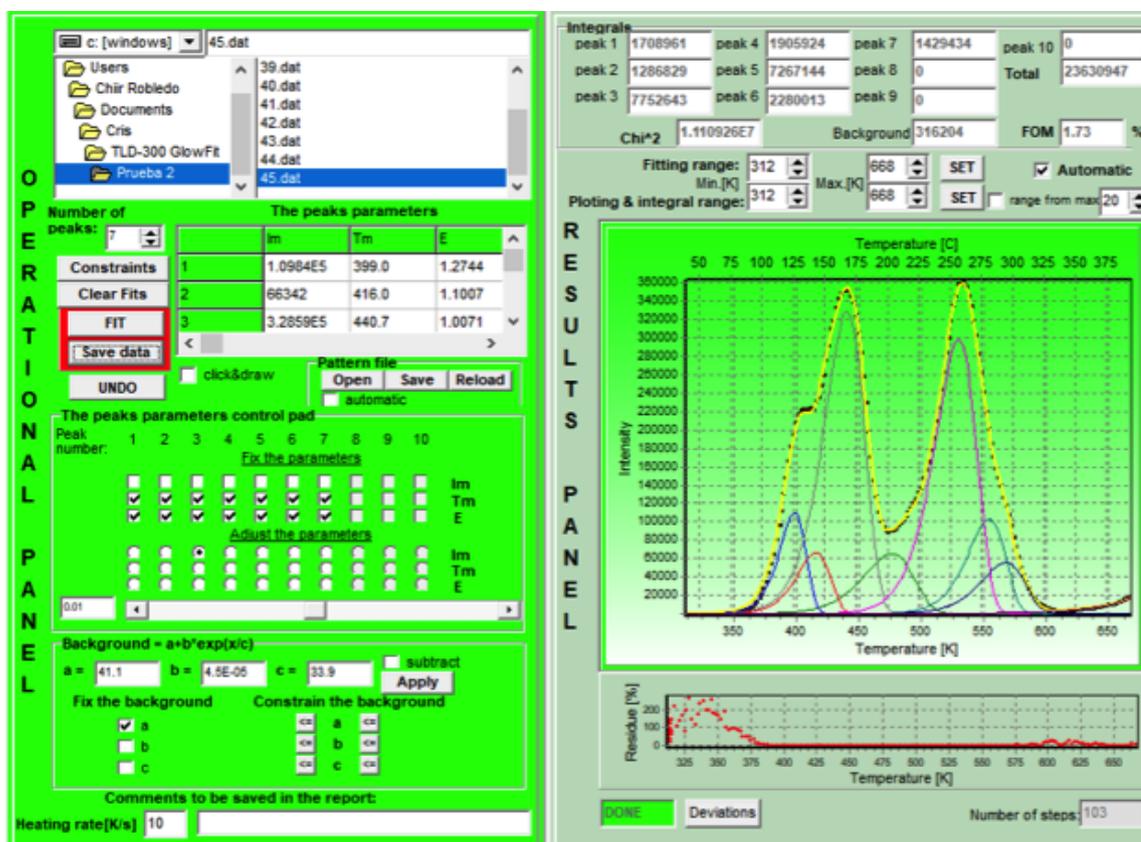


Figura D-19: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 45 colocado en el poste.

Tabla D-19: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 45 colocado en el poste.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	399.0	1.2744
2	416.0	1.1007
3	440.7	1.0776
4	476.6	0.9400
5	530.0	1.4233
6	554.5	1.7300
7	568.0	1.5500

D.3. Experimento 3

El experimento 3 fue el último realizado para la medición de la energía de los fotones. A continuación se muestran las deconvoluciones de cada una de las curvas de brillo de los dosímetros colocados en la diadema y en el poste. Además de una tabla bajo cada figura, la cual indica los parámetros finales de T_m y energía de activación utilizados en los ajustes, siguiendo el procedimiento mencionado en el reporte [5].

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

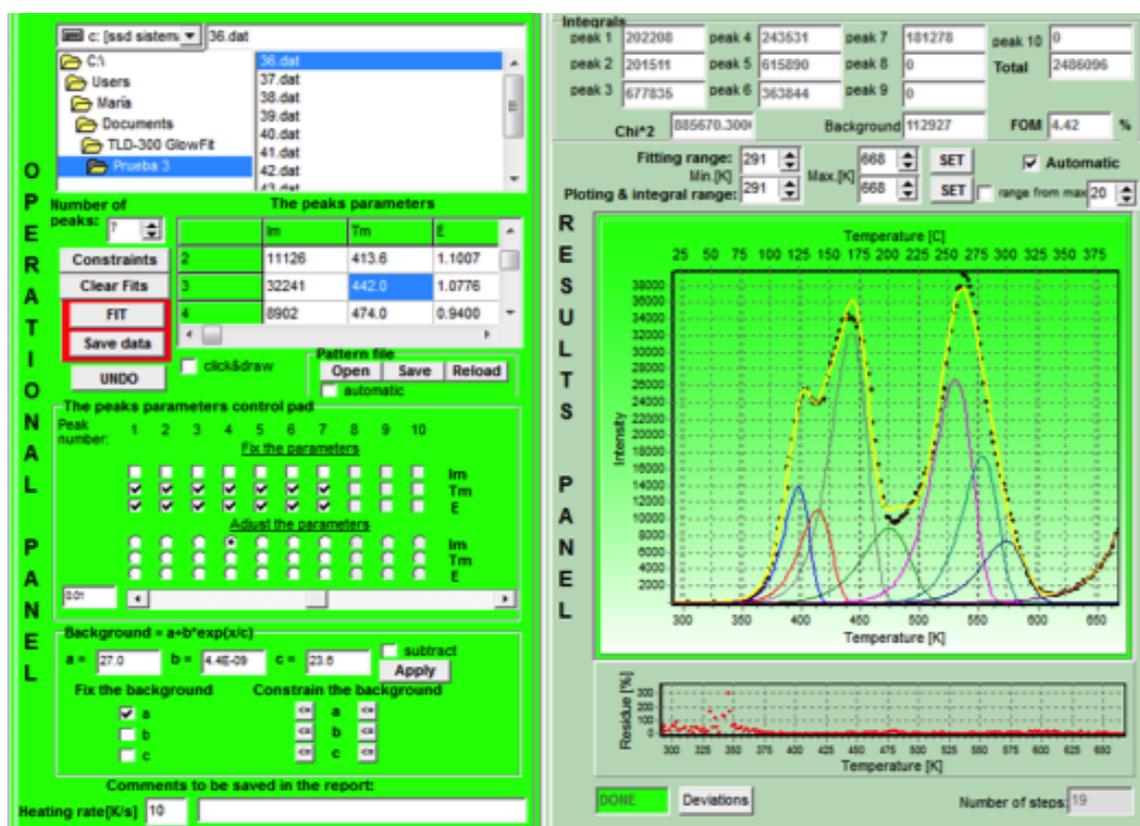


Figura D-20: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 36 colocado a -90° .

Tabla D-20: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 36.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	397.2	1.2744
2	413.6	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	573.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

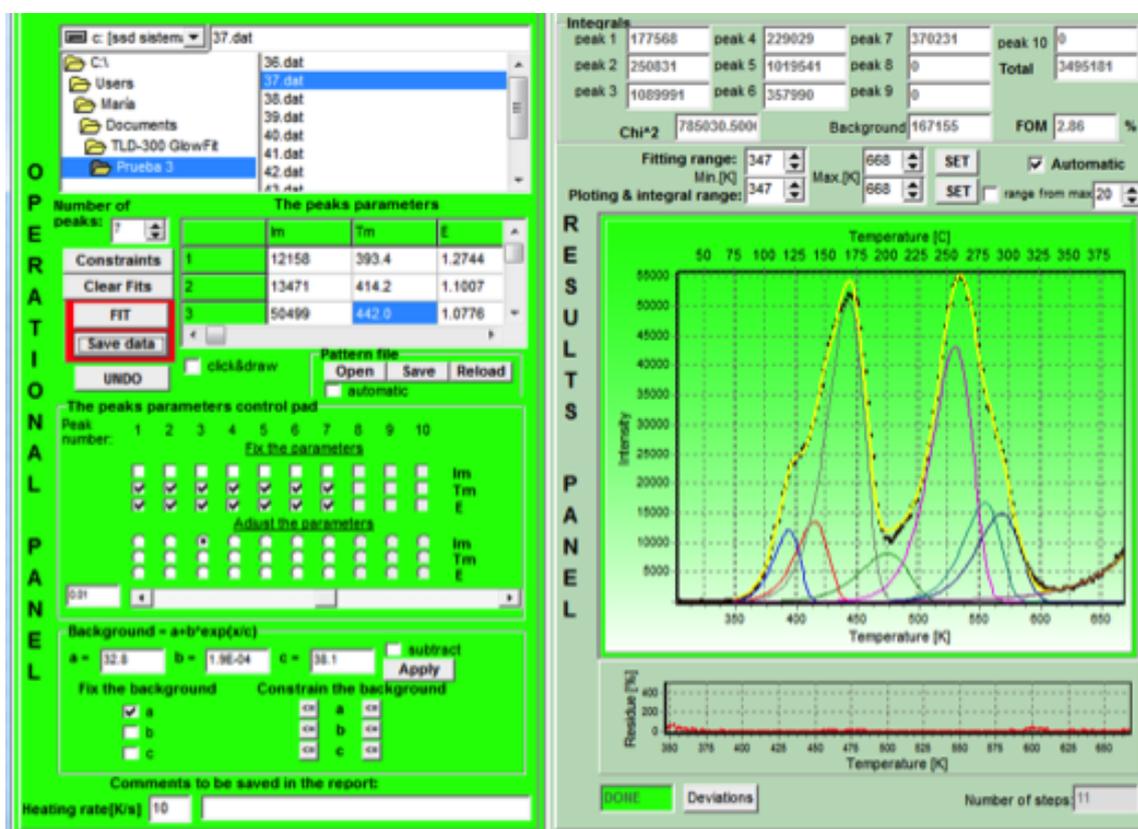


Figura D-21: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 37 colocado a -67.5° .

Tabla D-21: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 37.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	393.4	1.2744
2	414.2	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	529.6	1.4233
6	554.0	1.7300
7	567.7	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

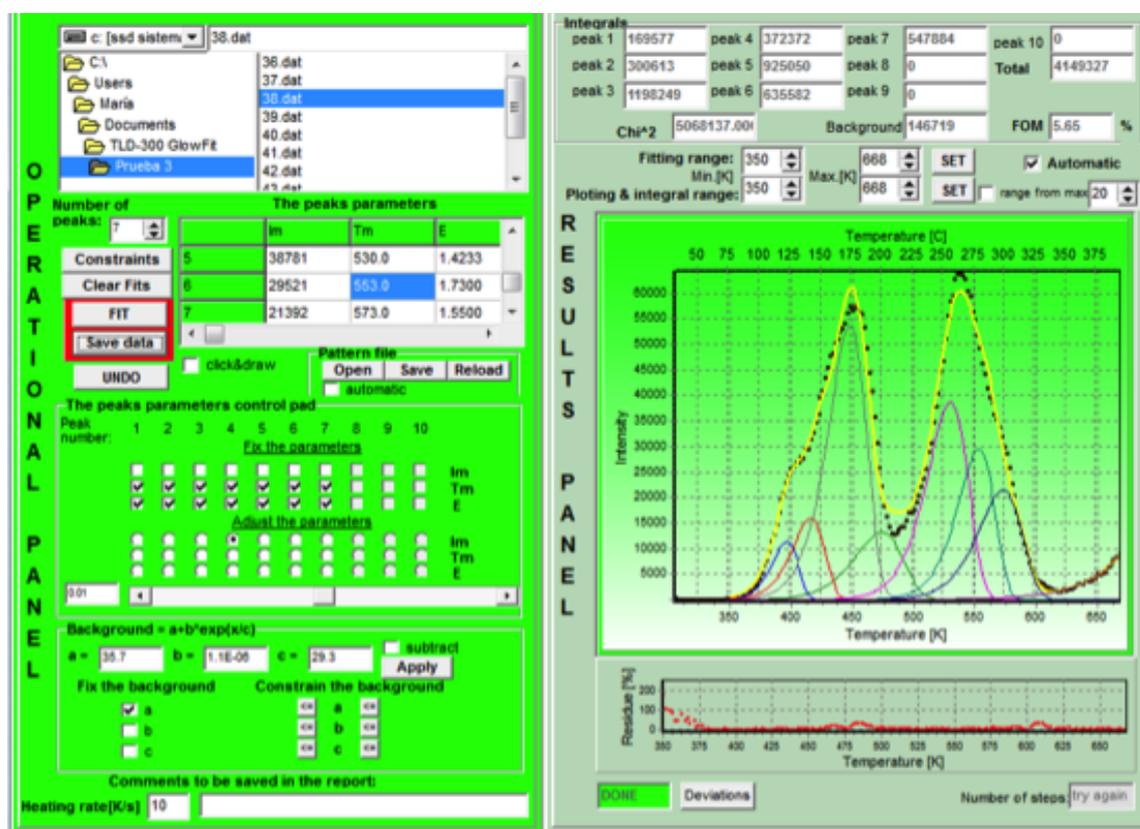


Figura D-22: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 38 colocado a -45° .

Tabla D-22: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 38.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	396.7	1.2744
2	416.0	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	573.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

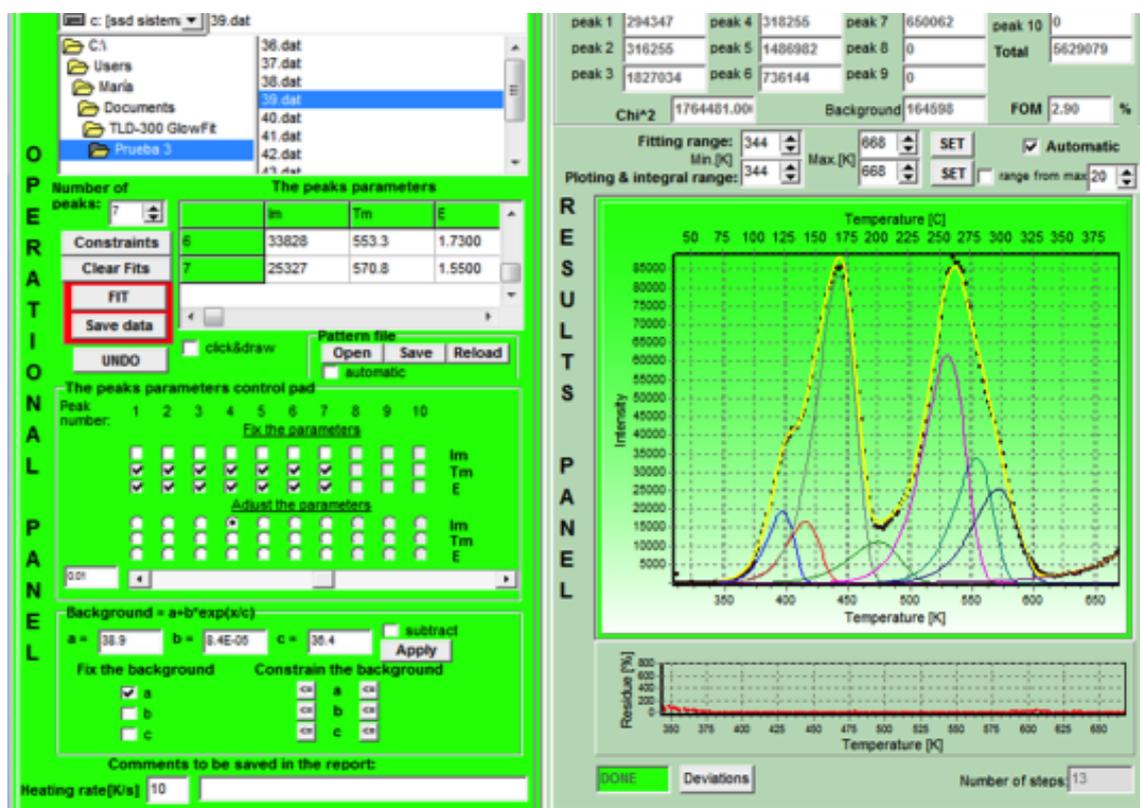


Figura D-23: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 39 colocado a -22.5° .

Tabla D-23: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 39.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	396.8	1.2744
2	415.3	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.3	1.7300
7	570.8	1.5500

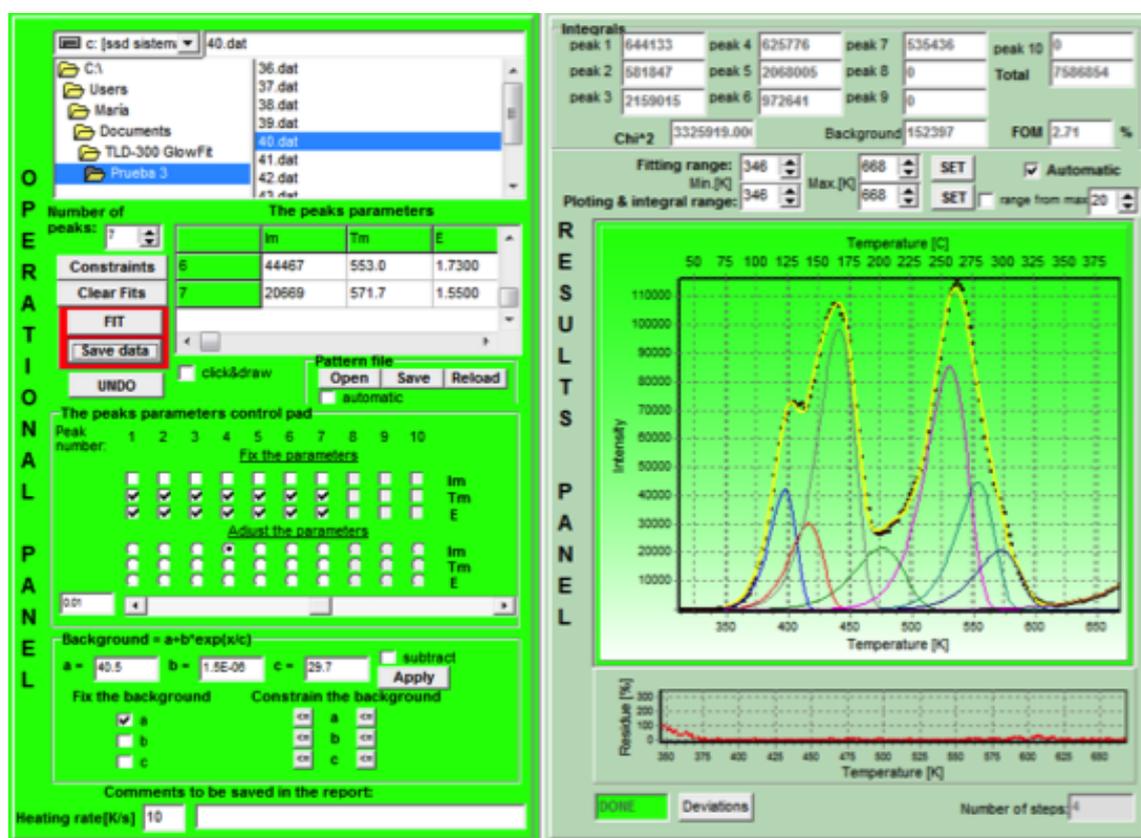


Figura D-24: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 40 colocado a 0°.

Tabla D-24: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 40.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	396.6	1.2744
2	415.8	1.1007
3	440.1	1.0776
4	475.5	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	571.7	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

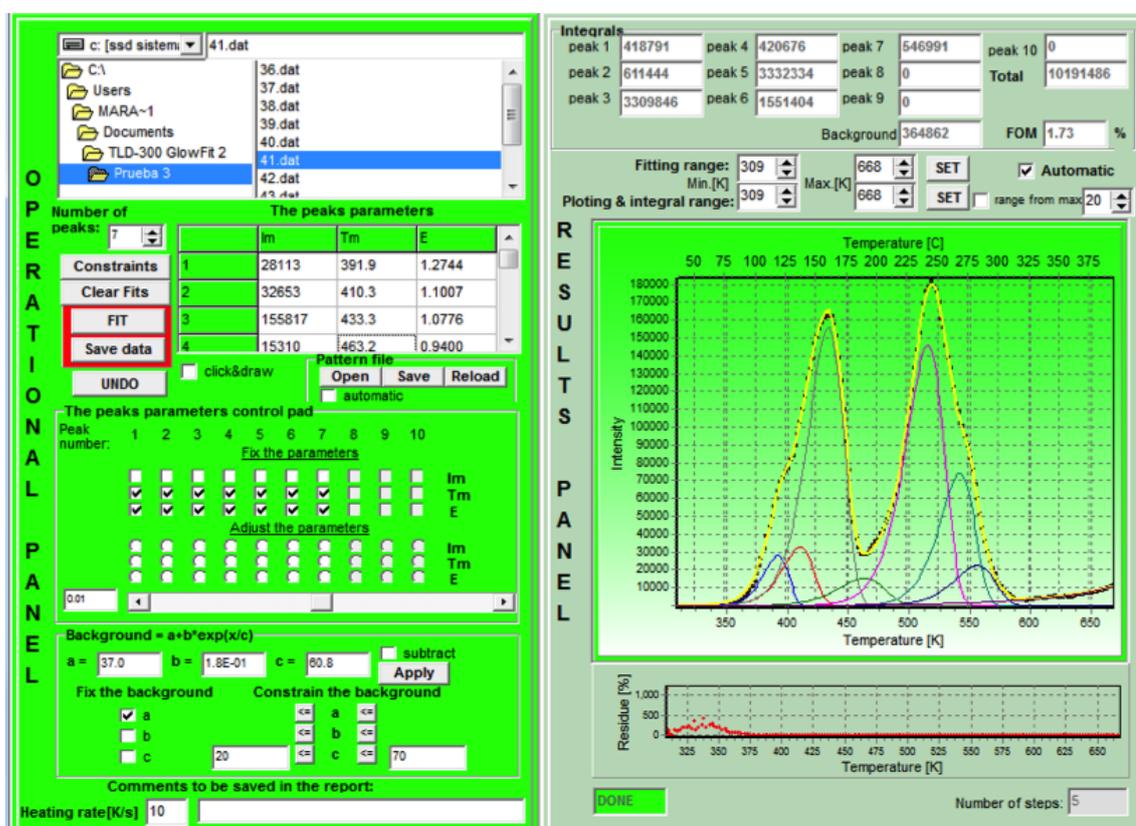


Figura D-25: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 41 colocado a 22.5°.

Tabla D-25: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 41.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	392.0	1.2744
2	410.3	1.1007
3	433.3	1.0776
4	473.2	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	571.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

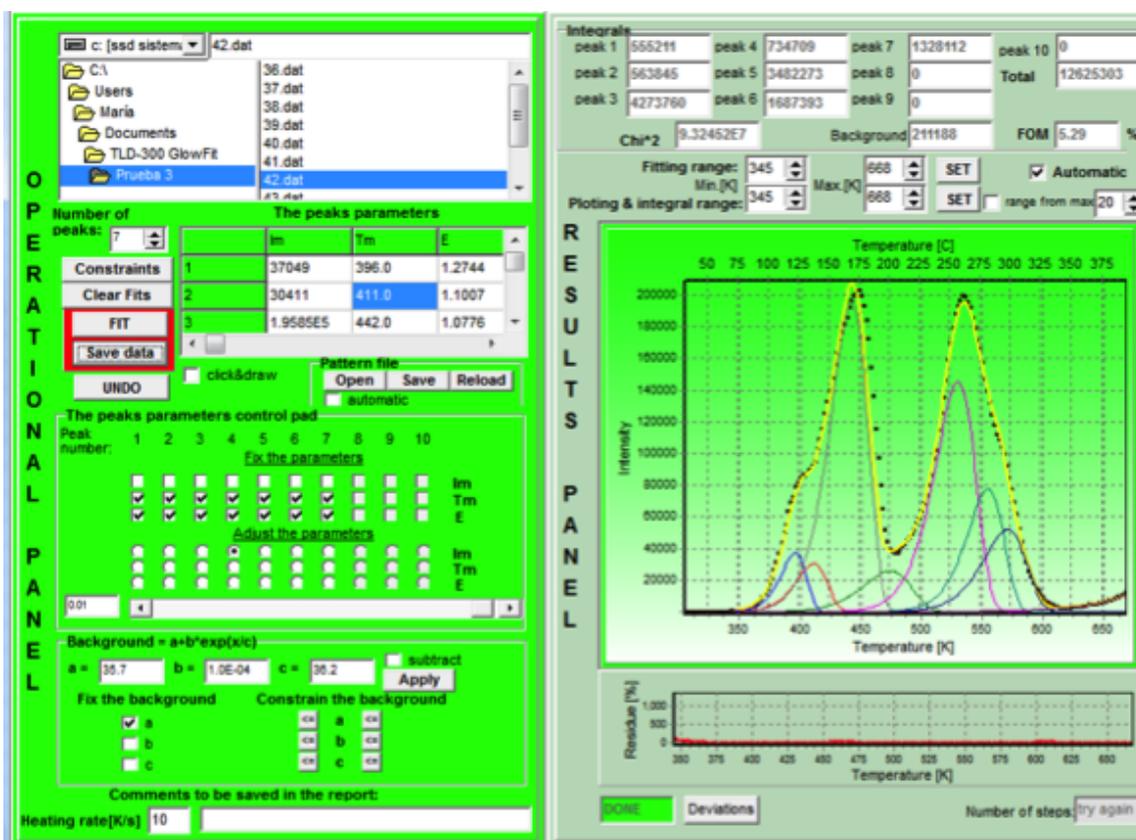


Figura D-26: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 42 colocado a 45°.

Tabla D-26: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 42.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	396.0	1.2744
2	411.0	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	554.7	1.7300
7	571.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

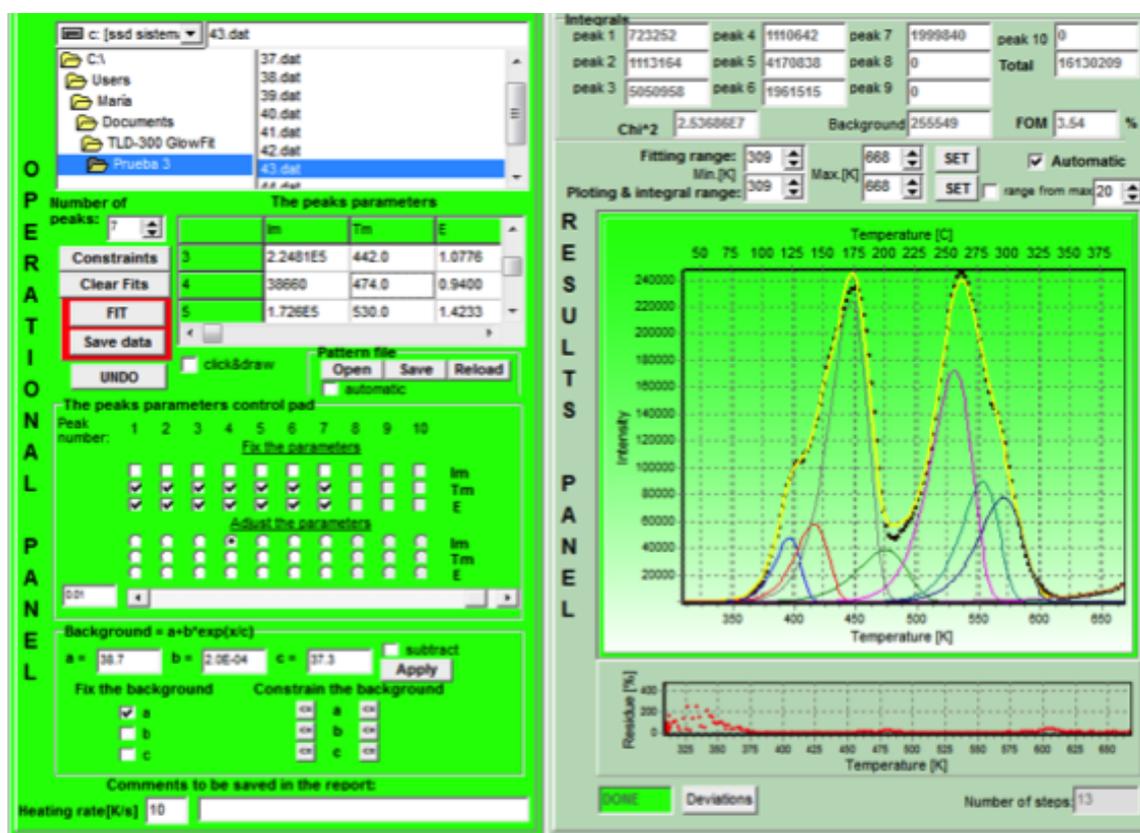


Figura D-27: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 43 colocado a 67.5°.

Tabla D-27: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 43.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	396.0	1.2744
2	416.0	1.1007
3	442.0	1.0776
4	474.0	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	570.0	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

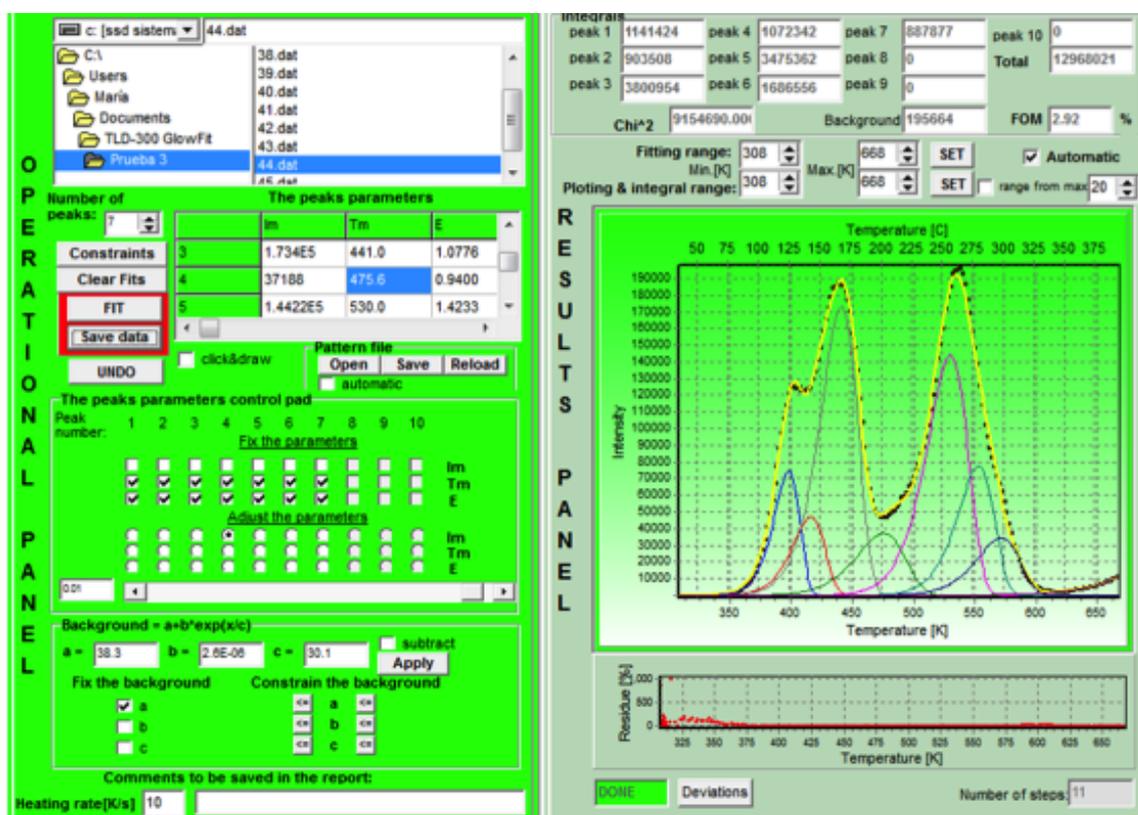


Figura D-28: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 44 colocado a 90°.

Tabla D-28: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 44.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	398.0	1.2744
2	416.0	1.1007
3	441.0	1.0776
4	475.6	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	571.6	1.5500

APÉNDICE D. DECONVOLUCIONES

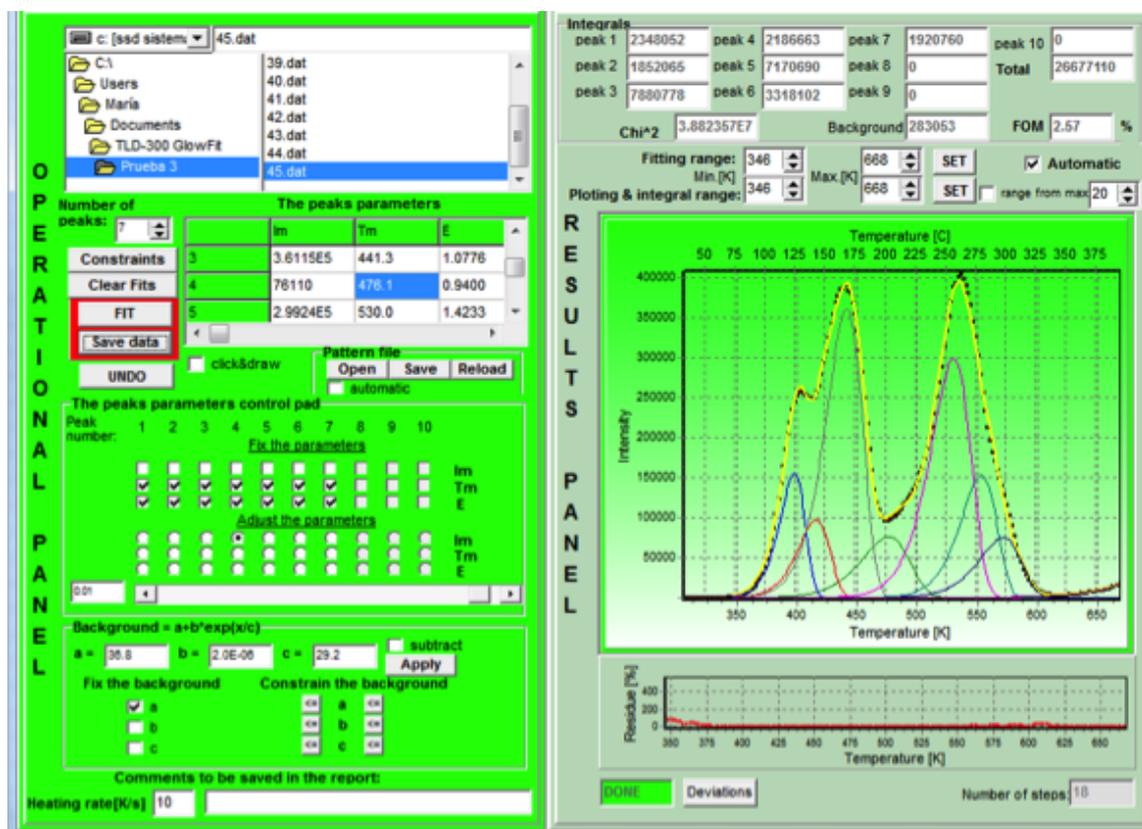


Figura D-29: Deconvolución de la curva de brillo del dosímetro 45 colocado en el poste.

Tabla D-29: Parámetros del ajuste final de deconvolución para la curva de brillo del dosímetro 45 colocado en el poste.

Pico	T_m (K)	Energía de activación (eV)
1	397.9	1.2744
2	416.0	1.1007
3	441.3	1.0776
4	476.1	0.9400
5	530.0	1.4233
6	553.0	1.7300
7	571.1	1.5500

Apéndice E

Curvas de Paschen y avalancha de Townsend

En este apartado se muestran las gráficas de las Curvas de Paschen y voltaje umbral para la descarga por avalancha de Townsend utilizando tres distintos coeficientes de emisión secundaria γ .

Para γ a 0.0001, se obtiene la siguiente gráfica.

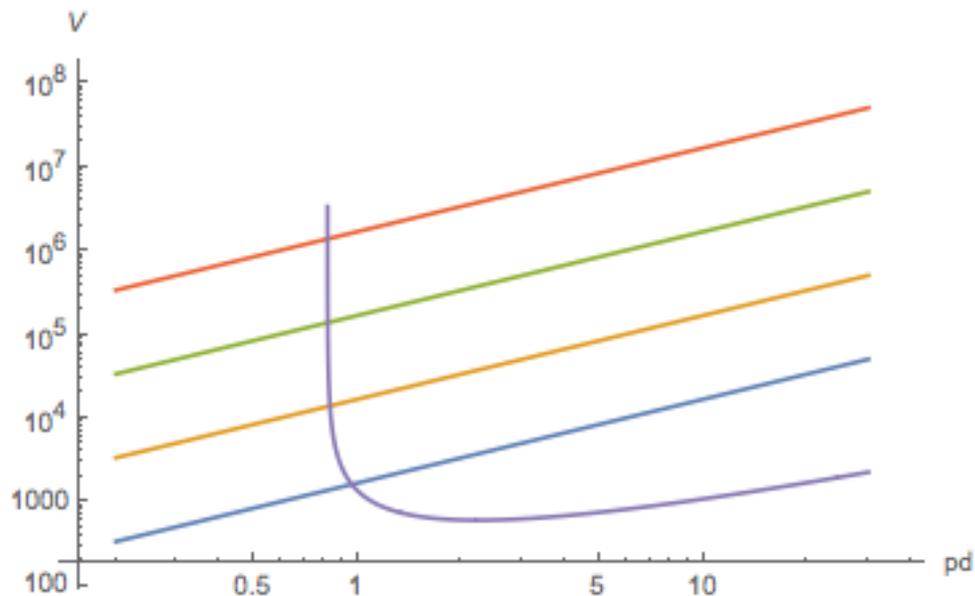


Figura E-1: Curva de Paschen (morado) con líneas de voltaje a una densidad de carga σ de 10^7 e/cm² (azul), 10^8 e/cm² (amarilla), 10^9 e/cm² (verde) y 10^{10} e/cm² (rojo).

APÉNDICE E. CURVAS DE PASCHEN Y AVALANCHA DE TOWNSEND

En este caso, la línea verde sigue siendo la más cercana a los 20 kV y la intersección en el eje de las abscisas se encuentra en 0.82, que dividido entre p da un valor de 1.54 m.

Para la siguiente gráfica se utilizó $\gamma = 0.01$.

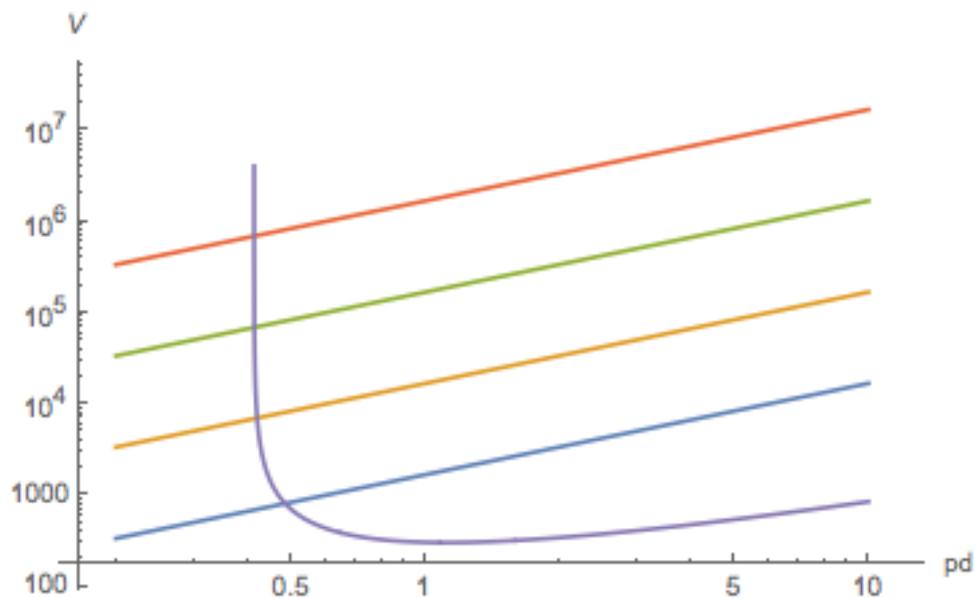


Figura E-2: Curva de Paschen (morado) con líneas de voltaje a una densidad de carga σ de 10^7 e/cm² (azul), 10^8 e/cm² (amarilla), 10^9 e/cm² (verde) y 10^{10} e/cm² (rojo).

Aquí la línea verde correspondiente a $\sigma = 10^9$ e/cm² es la más cercana a los 20 kV y su intersección da un valor en el eje x de 0.412 que dividido entre p muestra un valor para la distancia d de 0.771 m.

Suponiendo un γ de 0.1, el cual ya no tiene mucho sentido pues es mayor al del acero inoxidable y claramente la cinta es mucho menos conductora, la gráfica muestra lo siguiente:

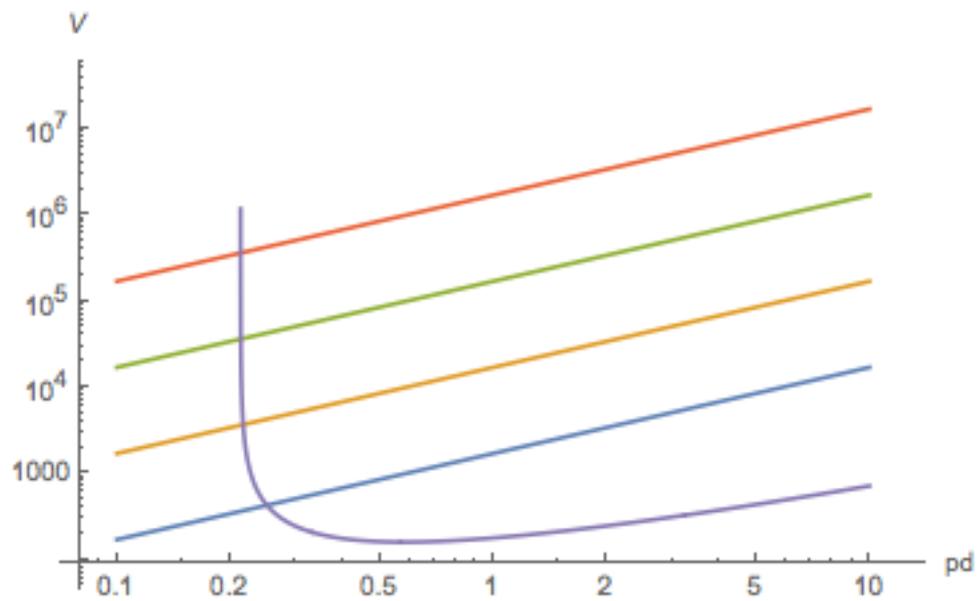


Figura E-3: Curva de Paschen (morado) con líneas de voltaje a una densidad de carga σ de 10^7 e/cm² (azul), 10^8 e/cm² (amarilla), 10^9 e/cm² (verde) y 10^{10} e/cm² (rojo).

Para este caso, la línea verde siguió siendo la más cercana a los 20 kV con su intersección en 0.214, valor que dividido entre p , muestra una distancia de 0.4 m, correspondiente a 40 cm.

Bibliografía

- [1] Peter Jost. *Lubrication (Tribology) - A report on the present position and industrys needs*. Department of Education and Science, H. M. Stationary Office, London, UK, 1966. [Citado en la pág. 11.]
- [2] Royal Academy of Engenieering. Founding father of tribology peter jost wins top academy award. 2013. [Citado en la pág. 11.]
- [3] Ian M. Hutchings. Leonardo da vincis studies of friction. *Wear*, 360:51–66, 2016. [Citado en la pág. 11.]
- [4] Marco Antonio Salazar. La dosimetría personal en méxico. *Memorias CIC Acapulco 2006*, 2006. [Citado en la pág. 12.]
- [5] I Gamboa-deBuen I D Muñoz, O Avila and M E Brandan. Evolution of the CaF_2 :tm (tld-300) glow curve as an indicator of beam quality for low-energy photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, 60:2135, 2015. [Citado en las págs. 13, 40, 41, 74, 96, 99, 105, 157 y 168.]
- [6] Ryne C. Allen. *Triboelectric Generation: Getting Charged*. EE-Evaluation Engineering, 2007. [Citado en la pág. 16.]
- [7] W.R. Harper. *Contact and frictional electrification*. Oxford University Press, 1967. [Citado en las págs. 16 y 18.]
- [8] Capacitancia y materiales dieléctricos. <https://fisoptica.files.wordpress.com/2015/01/c> Marzo, 2018. [Citado en la pág. 17.]
- [9] Vonharra Hg and B.N. Chapman. Thin solid films. 157:1533, 1969. [Citado en la pág. 18.]
- [10] E. Fukada and J.F. Fowler. *Nature*, 181:693, 1958. [Citado en la pág. 19.]

BIBLIOGRAFÍA

- [11] Krotova N.A. Deryaguin, B.V. and V.P. Smilga. Adhesion of solids (consultants bureau). 1978. [Citado en las págs. 19 y 45.]
- [12] A.F. Díaz and Felix-Navarro R.M. A semi-quantitative tribo-electric series for polymeric materials: the influence of chemical structure and properties. *Journal of electrostatics*, 62:277–290, 2004. [Citado en las págs. 20 y 21.]
- [13] Yuri P. Raizer. *Gas Discharge Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991. [Citado en las págs. 22, 24, 25, 28 y 111.]
- [14] Wikipedia. <https://www.wikipedia.org/>, Mayo, 2018. [Citado en las págs. 23, 26 y 27.]
- [15] Sección radiaciones ionizantes y no ionizantes. <http://www.ispch.cl/saludocupacional>, Febrero, 2018. [Citado en la pág. 29.]
- [16] (ESR) Sociedad Europea de Radiología. Historia de la radiología. 1:5–20, 2012. [Citado en la pág. 30.]
- [17] Wilhelm Conrad Röntgen. On a new kind of rays. 53:274, 1896. [Citado en la pág. 30.]
- [18] X ray spectra. <https://physics.stackexchange.com/questions/297382/x-ray-spectra-a> Marzo, 2018. [Citado en la pág. 31.]
- [19] Virgilio Acosta. *Curso de Física de Moderna*. Oxford University Press, 1960. [Citado en la pág. 32.]
- [20] Frank Herbert Attix. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. University of Wisconsin Medical School Madison, Wisconsin. [Citado en las págs. 32, 34, 38, 80 y 106.]
- [21] Ervin B. Podgorsak. *Radiation Physics for Medical Physicists*. Springer. [Citado en la pág. 33.]
- [22] Biografía de wilhelm röntgen. <https://astrojem.com/nuevos/roentgen.html>. [Citado en la pág. 34.]
- [23] El uso de los rayos x en la medicina. <http://www.smf.mx/boletin/Oct-95/ray-med.html>, Febrero, 2018. [Citado en la pág. 35.]
- [24] Principios físicos de la radiación. <http://www.e-sanitas.edu.co/Cursos.html>, Marzo, 2018. [Citado en la pág. 36.]

BIBLIOGRAFÍA

- [25] Estadísticas del cáncer. <https://www.cancer.gov/espanol/cancer/naturaleza/estadisticas> Marzo, 2108. [Citado en la pág. 37.]
- [26] Hilda Mercado Uribe. La física de las radiaciones y la dosimetría. *CINVESTAV*, 26:38–43, 2007. [Citado en la pág. 39.]
- [27] La termoluminiscencia y sus aplicaciones. <https://www.fis.unam.mx/pdfs/seminariosBiofi> [Citado en la pág. 39.]
- [28] Vana N Schöner W and Fugger M. The let dependence of lif:mg,ti dosimeters and its application for let measurements in mixed radiation fields. *Radiation Protection Dosimetry*, 85:263–266, 1999. [Citado en la pág. 40.]
- [29] E. López-Pineda C.A. Reynoso-Mejía P. Dies-Suárez A. Gómez-Facenda, I.D. Muñoz and M.E. Brandan. Dual TLD-100/TLD-300 method to evaluate beam quality and absorbed dose in radiological imaging procedures. *Radiation Measurements*, 106:341–345, 2017. [Citado en la pág. 42.]
- [30] Yu.A Khrustalev. Electric phenomena on the rupturing of adhesive contact and failure of solids: development stages from gas discharge to cold nucleae fusion. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 79:51–63, 1993. [Citado en la pág. 44.]
- [31] Hird J. R. Camara C. G., Escobar J. V. and Putterman S. J. Correlation between nanosecond x-ray flashes and stick–slip friction in peeling tape. *Nature*, 455:1089–1097, 2008. [Citado en las págs. 45, 46, 47 y 48.]
- [32] Hird J. R. Camara C. G., Escobar J. V. and Putterman S. J. Mechanically driven millimeter source of nanosecond x-ray pulses. *Appl Phys B*, 99:613–617, 2010. [Citado en las págs. 48 y 49.]
- [33] P. Lazic and B. N. J. Persson. Surface-roughness–induced electric-field enhancement and triboluminescence. *EPL*, 91:46003, 2010. [Citado en la pág. 50.]
- [34] J. Horvat E. Constable and R. A. Lewis. Mechanisms of x-ray emission from peeling adhesive tape. *Appl Phys. Lett*, 97:131502, 2010. [Citado en las págs. 51 y 52.]
- [35] C. G. Camara J. R. Hird and S. J. Putterman. A triboelectric x-ray source. *Appl Phys. Lett*, 98:133501, 2011. [Citado en las págs. 52, 53 y 54.]

BIBLIOGRAFÍA

- [36] B. Luhmann K. Keite-Telgenbüscher D. Krämer, D. Lützenkirchen-Hecht and R Frahm. New developments for the investigation of hard x-rays emitted by peeling adhesive tapes. *Review of scientific instruments*, 84:055104, 2013. [Citado en las págs. 54, 55, 104, 110, 114 y 115.]
- [37] X-ray mass attenuation coefficients. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef> Octubre, 2018. [Citado en las págs. 70, 105 y 107.]
- [38] M. Puchalska and P. Bilski. Glowfit — a new tool for thermoluminescence glow-curve deconvolution. *Radiation Measurements*, 41:659–664, 2006. [Citado en las págs. 96, 97 y 147.]
- [39] Buenfil A.E. Monroy-Rodríguez M.A. Massillon-Jl G., Gamboa-deBuen I. and Brandan M.E. $\text{CaF}_2:\text{tm}$ (tld-300) thermoluminescent response and glow curve induced by γ -rays and ions. *Nuclear Instrument Methods*, 266:772–780, 2008. [Citado en la pág. 97.]
- [40] Efficiency of xr-100t-cdte detectors. <http://amptek.com/xr-100t-cdte-cadmium-telluride-> Febrero, 2019. [Citado en la pág. 105.]
- [41] Daniel Krämer. *Nuevos desarrollos en el estudio de emisión de rayos X de cintas adhesivas cuando se encuentra en vacío*. [Citado en la pág. 108.]
- [42] T. Iyasu and R. Shimizu. Construction of a data base for secondary electron emission by a novel approach based on monte carlo simulations. *Journal of Surface Analysis*, 13:200 – 205, 2006. [Citado en la pág. 113.]
- [43] Gwen Young Mary Ann Lockett Jay Locke, Shervin Karimpour and Carlos A Perez. Radiotherapy for epithelial skin cancer. *International Journal of Radiation*, 51:748–755, 2001. [Citado en la pág. 119.]