



**Universidad Nacional Mayor de San Marcos**

**Universidad del Perú. Decana de América**

**Facultad de Ciencias Físicas**

**Escuela Académico Profesional de Física**

**Estudio de los espectros de rayos X para la  
optimización del kerma en los exámenes de diagnóstico**

**TESIS**

Para optar el Título Profesional de Licenciado en Física

**AUTOR**

José SANTA CRUZ DELGADO

**ASESOR**

José Fernando MÁRQUEZ PACHAS

Lima, Perú

2016



Reconocimiento - No Comercial - Compartir Igual - Sin restricciones adicionales

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/>

Usted puede distribuir, remezclar, retocar, y crear a partir del documento original de modo no comercial, siempre y cuando se dé crédito al autor del documento y se licencien las nuevas creaciones bajo las mismas condiciones. No se permite aplicar términos legales o medidas tecnológicas que restrinjan legalmente a otros a hacer cualquier cosa que permita esta licencia.

## Referencia bibliográfica

---

Santa, J. (2016). *Estudio de los espectros de rayos X para la optimización del kerma en los exámenes de diagnóstico*. [Tesis de pregrado, Universidad Nacional Mayor de San Marcos, Facultad de Ciencias Físicas, Escuela Académico Profesional de Física]. Repositorio institucional Cybertesis UNMSM.

---



UNIVERSIDAD NACIONAL MAYOR DE SAN MARCOS  
(Universidad del Perú, Decana de América)

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS  
ESCUELA ACADÉMICO PROFESIONAL DE FÍSICA

Sala de Referencia  
08 MAR 2016  
*[Firma]*

14 (R)  
98

ACTA DE SUSTENTACIÓN DE TESIS PARA OPTAR EL  
TÍTULO PROFESIONAL DE LICENCIADO EN FÍSICA

Siendo las 18:00 horas del viernes 12 de febrero del 2016 en el Salón de Grados de la Facultad de Ciencias Físicas (Auditorio 109), bajo la presidencia del Dr. Jesús Félix Sánchez Ortiz (Presidente), Dr. Raúl Félix Carita Montero (Miembro) y Mg. José Fernando Márquez Pachas (Asesor), se dio inicio a la Sesión pública de sustentación de tesis para la Licenciatura en Física, mediante la modalidad M1, del bachiller.

**JOSE SANTA CRUZ DELGADO**

Dando lectura al Resumen del expediente, el Presidente del Jurado, invitó al bachiller Santa Cruz Delgado, José a realizar una exposición del trabajo de tesis titulado "Estudio de los espectros de rayos X para la optimización del kerma en los Exámenes de diagnóstico".

Concluida la exposición del candidato y luego de las preguntas de rigor por parte del Jurado, el Presidente invitó al bachiller y al público a abandonar momentáneamente la Sala de Sesión para dar paso a la deliberación y calificación por parte del Jurado.

Al término de la deliberación del Jurado, el Dr. Jesús Félix Sánchez Ortiz invitó al candidato y al público a pasar a la Sala de Sesión para dar lectura al resultado de la deliberación. El candidato ha obtenido la calificación de:

<i>Muy bueno</i>	<i>17</i>	<i>Diecisiete</i>
(MENCIÓN)	(NÚMERO)	(LETRAS)

Finalmente, el Presidente del Jurado, propone al Consejo de la Facultad que se le declare Licenciado en Física al bachiller Santa Cruz Delgado, José. Siendo las...*19:20*... Horas, se levanta la Sesión.

*[Firma]*  
Dr. Jesús Félix Sánchez Ortiz  
PRESIDENTE

*[Firma]*  
Dr. Raúl Félix Carita Montero  
MIEMBRO

*[Firma]*  
Mg. José Fernando Márquez Pachas  
ASESOR

**TÍTULO:**

**ESTUDIO DE LOS ESPECTROS DE RAYOS X  
PARA LA OPTIMIZACIÓN DEL KERMA EN  
LOS EXÁMENES DE DIAGNÓSTICO**

**MIEMBROS DEL JURADO:**

Dr. Sánchez Ortiz, Jesús Félix	(Presidente)
MSc. Márquez Pachas, José Fernando	(Miembro Asesor)
Dr. Carita Montero, Raúl	(Miembro)

**DEFENSA:**

12 de febrero del 2016 en el Salón de Grados (Aula 109) de la  
Facultad de Ciencias Físicas

**Dedico este trabajo a mi mamá Odilia, mis  
hermanos, mi esposa Doris, y mis hijos:  
Rodrigo José, José Leonardo y Doris Luana,  
por todo su apoyo y paciencia.**

## **AGRADECIMIENTO**

Quiero expresar mi reconocimiento y agradecimiento a las personas e instituciones, por su impagable ayuda y colaboración en el desarrollo y culminación de este trabajo:

Al MSc José Fernando Márquez Pachas por la paciencia, el apoyo y asesoría constante en el desarrollo de esta tesis.

Al MSc Galo Patiño Camargo por el apoyo brindado con algunas referencias bibliográficas para el desarrollo de esta tesis.

A la Universidad Nacional Mayor de San Marcos, Facultad de Ciencias Físicas por haber impartido todo los conocimientos base que sirven de soporte a este trabajo y mi desarrollo profesional.

Al Instituto Nacional de Enfermedades Neoplásicas de Lima – Perú y especialmente al personal del Departamento de Radiodiagnóstico, por el apoyo brindado en el trabajo experimental.

Y a todas aquellas personas que directa o indirectamente han contribuido al desarrollo de esta tesis.

## ÍNDICE GENERAL

	Página
<b>DEDICATORIA</b>	iii
<b>AGRADECIMIENTO</b>	iv
<b>ÍNDICE</b>	v
<b>LISTA DE TABLAS</b>	viii
<b>LISTA DE FIGURAS</b>	x
<b>RESUMEN</b>	xiii
<b>ABSTRACT</b>	xiv
<b>CAPÍTULO I INTRODUCCIÓN</b>	1
<b>1. Introducción a la investigación</b>	1
<b>CAPÍTULO II ASPECTO TEÓRICO</b>	4
<b>2. Fundamento de rayos X</b>	4
2.1. Producción de rayos X	4
2.1.1. Rayos X continuos	5
2.1.2. Rayos X característicos	6
2.1.3. Intensidad del espectro característico	8
2.2. Equipos generadores de rayos X	10
2.3. Medición de la exposición	11
2.4. Factores que modifican el espectro	12
2.4.1. Filtración	12
2.4.2. Voltaje de tubo	13
2.4.3. Suministro de alto voltaje	13
2.4.4. Corriente de tubo	14
2.5. Calidad de un haz de rayos X	14
2.5.1. Energía media de un fotón	15
2.5.2. Resolución espectral	15
2.5.3. Capa semirreductora	15



2.6. Distribución espectral de un haz de rayos X	16
2.6.1. Distribuciones espectrales diferenciales	16
2.6.2. Distribuciones espectrales integrales	17
2.6.3. Sistema receptor de imagen	17
2.6.3.1 Sistema analógico de registro de imagen	17
2.6.3.2 Sistema digital de registro de imagen	21

### **CAPÍTULO III SIMULACIÓN TEÓRICA-EXPERIMENTAL**

<b>3. Método de cálculo</b>	24
3.1. Deducción teórica del método de cálculo	24
3.1.1. Intensidad del continuo para un blanco sólido	24
3.2. Cálculo de los coeficientes máscicos de atenuación, absorción y transferencia de energía	27
3.3. Optimización de la dosis en radiodiagnóstico	30
3.4. Calculo del kerma	34

### **CAPÍTULO IV PROCEDIMIENTO Y RESULTADOS**

<b>4. Tratamiento de datos</b>	35
4.1. Técnica radiológica de referencia	35
4.2. Técnicas radiológicas propuestas	35
4.2.1. Definición de técnicas radiológicas	35
4.2.2. Optimización de la técnica radiológica a primer nivel (en función de la energía media de referencia)	36
4.2.3. Optimización de la técnica radiológica a segundo nivel (en función de la fluencia de fotones)	37

### **CAPÍTULO V ANÁLISIS DE RESULTADOS Y DISCUSIONES**

<b>5. Análisis de resultados</b>	38
5.1. Energía media	38
5.2. Fluencia de fotones	39
5.3. Consolidado de resultados	41
5.4. Reducción del kerma en aire, comparaciones espectrales (5 a 125 keV)	45

5.5. Reducción del kerma en aire, comparaciones espectrales (5 a 50 keV)	48
5.6. Prueba de imagen (parámetros)	52
5.7. Prueba de imagen (películas)	53
5.7.1. Técnica radiográfica de referencia (T0)	53
5.7.2. Técnica radiográfica experimental (T2)	54
5.8. Discusiones	55
<b>CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES</b>	
Conclusiones	57
Recomendaciones	59
<b>REFERENCIAS</b>	60
<b>ANEXOS</b>	
1. Interacción radiación - materia, coeficientes de interacción	63
2. Magnitudes y unidades en física de radiaciones	71
3. Datos experimentales de las distribuciones espectrales	78
4. Tablas de coeficientes	81
5. Datos iniciales obtenidos en la simulación para la energía media	84
6. Datos iniciales obtenidos en la simulación para la fluencia de fotones	87
7. Programa de simulación XSPEC	90

## LISTA DE TABLAS

	Página
Tabla 1: Principales líneas de emisión para el tungsteno.	8
Tabla 2: Técnica convencional de referencia.	35
Tabla 3: Técnicas simuladas (2 mAs, 75 cm de SSD) cuya fluencia de fotones presentan una aceptable reducción porcentual.	37
Tabla 4: Datos obtenidos con la simulación para las técnica radiográficas propuestas (2 mAs, 75 cm de SSD, ángulo del ánodo 12°).	41
Tabla 5: Datos obtenidos con el programa xcomp5r de referencia para las técnica radiográficas propuestas (2 mAs, 100 cm de SSD, ángulo del ánodo 12°).	42
Tabla 6: Comparación de resultados para las técnicas radiográficas propuestas (SSD=100 cm).	43
Tabla 7: Reducción porcentual del kerma en aire, comparaciones espectrales.	44
Tabla 8: Parámetros de contraste para la prueba de imagen.	52
Tabla A.1: Técnica tradicional para tórax.	78
Tabla A.2: Coeficientes másico de atenuación para el cobre y aluminio, y coeficiente másico de absorción de energía para el aire.	81
Tabla A.3: Energía media (keV); filtración inherente (2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra (mmAl).	84
Tabla A.4: Energía media (keV); filtración inherente (2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra (mmCu).	84
Tabla A.5: Energía media (keV); filtración inherente (2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra ( $\mu\text{mTa}$ ).	85
Tabla A.6: Energía media (keV); filtración inherente (2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra (mmAl).	85
Tabla A.7: Energía media (keV); Filtración inherente (2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra (mmCu).	86
Tabla A.8: Energía media (keV); filtración inherente (2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra ( $\mu\text{mTa}$ ).	86
Tabla A.9: Fluencia de fotones (fotones/mm <sup>2</sup> ); filtración inherente (2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra (mmAl).	87

Tabla A.10: Fluencia de fotones (fotones/mm <sup>2</sup> ); filtración inherente (2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra (mmCu).	87
Tabla A.11: Fluencia de fotones (fotones/mm <sup>2</sup> ); filtración inherente (2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra (μmTa).	88
Tabla A.12: Fluencia de fotones (fotones/mm <sup>2</sup> ); filtración inherente (2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra (mmAl).	88
Tabla A.13: Fluencia de fotones (fotones/mm <sup>2</sup> ); filtración inherente (2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra (mmCu).	89
Tabla A.14: Fluencia de fotones (fotones/mm <sup>2</sup> ); filtración inherente (2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12°); filtración adicional extra (μmTa).	89

## LISTA DE FIGURAS

	Página
Figura 1: Espectro continuo de un haz de rayos X atenuado y no atenuado.	6
Figura 2: Diagrama de niveles de energía para un átomo ionizado.	9
Figura 3: Variación de la distribución espectral debido al material del ánodo.	10
Figura 4: Efecto de la variación del kVp en el espectro de rayos X.	13
Figura 5: Esquema de un sistema receptor de imagen de tipo película imagen de doble emulsión.	18
Figura 6: Curva característica de una película de rayos X acoplado a una pantalla intensificadora.	20
Figura 7: Proceso de adquisición, lectura y borrado de una radiografía computarizada (CR).	22
Figura 8: Principio de operación de un "flat panel" de silicio.	23
Figura 9: Geometría implicada en la producción de un fotón X dentro del material blanco.	26
Figura 10: Esquema utilizado para la simulación.	30
Figura 11: Comportamiento teórico de la energía absorbida por unidad de área de la pantalla en función del voltaje de tubo (kVp) para varios espesores de aluminio adicional.	32
Figura 12: Comportamiento teórico del contraste en función del voltaje de tubo.	34
Figura 13: Fluencia de fotones en función de la técnica radiológica, para energía media entre 62.3 - 64.3 keV).	36
Figura 14: Energía media (keV) en función de la filtración adicional extra (mmAl), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =12°.	38
Figura 15: Energía media (keV) en función de la filtración adicional extra (mmCu), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =12°.	38
Figura 16: Energía media (keV) en función de la filtración adicional extra ( $\mu$ mTa), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =12°.	39

- Figura 17: Fluencia de fotones (fotones/mm<sup>2</sup>) en función de la filtración adicional extra (mmAl), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =12°. 39
- Figura 18: Fluencia de fotones (fotones/mm<sup>2</sup>) en función de la filtración adicional extra (mmCu), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =12°. 40
- Figura 19: Fluencia de fotones (fotones/mm<sup>2</sup>) en función de la filtración adicional extra (μmTa), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =12°. 40
- Figura 20: Kerma en aire (μGy) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T1 (115 kV, 0.1 mmCu+60 μmTa, 2.0 mAs, 0.75 m). 45
- Figura 21: Kerma en aire (μGy) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T2 (115 kV, 0.25 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m). 45
- Figura 22: Kerma en aire (μGy) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T3 (115 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m). 46
- Figura 23: Kerma en aire (μGy) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T4 (117 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m). 46
- Figura 24: Kerma en aire (μGy) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T5 (115 kV, 0.2 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m). 47
- Figura 25: Kerma en aire (μGy) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T6 (119 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m). 47
- Figura 26: Kerma en aire (μGy) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T7 (117 kV, 0.1 mmCu+2.5 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m). 48

Figura 27: Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 70.11 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T1 (115 kV, 0.1 mmCu+60 $\mu\text{mTa}$ , 2.0 mAs, 0.75 m).	48
Figura 28: Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 56.69 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T2 (115 kV, 0.25 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m).	49
Figura 29: Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 46.29 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T3 (115 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).	49
Figura 30: Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 45.41 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T4 (117 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).	50
Figura 31: Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 45.32 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T5 (115 kV, 0.2 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m).	50
Figura 32: Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 44.54 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T6 (119 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).	51
Figura 33: Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 40.47 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T7 (117 kV, 0.1 mmCu+2.5 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).	51
Figura 34: Técnica radiográfica T0; 125 Kv, 200 mA, 10 ms, 2mAs, 100 cm, del Departamento de Radiodiagnóstico del Instituto Nacional de Enfermedades Neoplásicas.	53
Figura 35: Técnica radiográfica T2; 115 Kv, 200 mA, 10 ms, 2mAs, 100 cm, del Departamento de Radiodiagnóstico del Instituto Nacional de Enfermedades Neoplásicas.	54
Figura 1.1: Curvas que relacionan los tres tipos más importantes de la interacción radiación materia.	63
Figura 1.2: Cinemática del efecto Compton.	64
Figura 1.3: Cinemática del efecto Fotoeléctrico.	68
Figura 1.4: Producción de pares.	69
Figura 1.5: Diagrama de flujo del programa XSPEC.	91

## RESUMEN

El trabajo desarrollado tiene por objetivo reducir la dosis absorbida que reciben los pacientes en los exámenes de radiodiagnósticos con rayos X, mediante una evaluación de cada uno de los parámetros que modifican el espectro de rayos X. Por lo tanto, se analiza cómo se modifica el espectro de rayos X con la variación de los siguientes factores: el kilovoltaje en el tubo, la filtración y la corriente multiplicada por el tiempo (mAs), para ello, se determina primero el espectro continuo y discreto del haz de rayos X, empleando una simulación computacional, en donde usamos un programa que calcula la intensidad de los rayos X basados en la teoría de Birch y Marshall a partir de datos de entrada como valores de voltaje de tubo, filtración, corriente de tubo, ángulo del ánodo y factor de paso para la energía, luego, con la respuesta del programa (energía media y fluencia de fotones) y la teoría implicada se analiza la reducción del kerma en las técnicas propuestas. En este trabajo se ha reducido hasta en 56.69 % la dosis absorbida o el kerma para los pacientes en los exámenes radiográficos, Así como también, se propone la factibilidad de implementar, en forma alternativa, el uso de filtros de tantalio.

Con la metodología desarrollada en este trabajo se demuestra que es posible optimizar e implementar nuevas técnicas radiológicas, las cuales reducen significativamente la dosis absorbida sobre el paciente, garantizando así la calidad y seguridad en los procedimientos de diagnóstico con rayos X.



## ABSTRACT

This research aims to reduce absorbed dose of patients in clinical examinations using diagnostic X-ray, based on the results of the evaluation of each parameters that modify the X-ray spectrum. This study analyzes how to modify the X-ray spectrum with the variation of the following factors: tube potential (kVp), filtration and current multiplied by time (mAs). First, we determine the discrete and continuous X-ray spectrum using a computer simulation, this program that we use to calculate X-ray intensity is founded on the theory of Birch and Marshall. Moreover, from input data as values of tube potential, filtration, tube current, anode angle and a factor for energy, also with the program response (average energy and photon fluence), we analyze kerma reduction in the proposed techniques. We managed to reduce absorbed dose or kerma until 56,69 % in radiographic examinations. Besides this, we are studying the feasibility of implementing alternatively the use of tantalum filters in order to reduce absorbed dose of patients.

The advantage of this methodology is that it is possible to optimize as well as implement new radiological techniques, which significantly reduce the absorbed dose. Therefore, guaranteeing the quality and safety in X-ray diagnostic procedures.

# **CAPÍTULO I      INTRODUCCIÓN**

## ***1. Introducción a la investigación***

Los rayos X fueron descubiertos por Roentgen en 1895, y sin duda conllevó a un gran avance en la medicina, en lo que se refiere principalmente a diagnóstico de enfermedades. Sin embargo, con el tiempo, se observó que las radiaciones ionizantes, como los rayos X producen efectos indeseables para el paciente. Desde entonces, se inició la investigación relacionada con los efectos biológicos causados por la radiación ionizante y la protección radiológica. En 1928 se creó la Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP) para cuantificar la dosis máxima admisible para los seres humanos, estén o no en actividades relacionadas a las radiaciones.

Las aplicaciones médicas de las radiaciones ionizantes representan la fuente más importante de exposición del hombre a la radiación de origen artificial. Entre estas, los rayos X para diagnóstico constituyen, la mayor contribución a la dosis media de origen artificial recibida por la población. Por ello, a nivel internacional numerosos trabajos fueron publicados, investigando formas de reducir la dosis absorbida de radiación por el paciente en un examen radiográfico.

En la actualidad, con el fin de reducir en lo posible, la dosis impartida en los pacientes, en los equipos de rayos X para diagnóstico médico se ha introducido nuevos mecanismos de seguridad y a su vez perfeccionando los existentes. Uno de estos mecanismos, el control automático de exposición, permite que el operador no tenga que utilizar técnicas manuales, con lo que se eliminan los errores en las técnicas empleadas, y que la dosis de radiación que reciba el paciente sea la mínima, compatible con la

obtención de una imagen diagnóstica adecuada. Además, y de acuerdo con el desarrollo de la tecnología de la imagen, se ha abandonado la radiología analógica (la imagen radiográfica se obtenía mediante el empleo del conjunto placa-pantalla y la reveladora) y se ha implantado la radiología digital. En ésta, la imagen se puede obtener por dos vías:

- Digitalizando imágenes de un equipo de rayos X analógico existente mediante la utilización de una lámina fosforescente y un lector. Se conoce con el nombre de radiografía computarizada (CR).
- Directamente de un equipo de rayos X digital, utilizando un detector electrónico de panel plano. Se denomina habitualmente radiografía digital (DR).

A nivel nacional, no se cuentan con trabajos desarrollados para la reducción de dosis absorbida. Por ello, el objetivo de éste trabajo es reducir la dosis absorbida por el paciente en los exámenes radiográficos con la ayuda del estudio del espectro de rayos X para la optimización del kerma en los exámenes de diagnóstico, en el cual se emplea la simulación computacional, en donde se hace uso de un programa de cómputo que calcula la intensidad de los rayos X basados en la teoría de Birch y Marshall.

En la primera parte del trabajo se describe brevemente la producción de rayos X continuo y característico, factores que modifican el espectro y sus distribuciones espectrales, así como los conceptos básicos sobre calidad de la imagen radiográfica.

Seguidamente, se da una breve deducción teórica del método de cálculo en la determinación de la intensidad del continuo para un blanco sólido, la intensidad del espectro característico, el espectro de energía de los rayos X y los diferentes coeficientes de interacción.

A continuación se procede con la parte de cálculo computacional, en donde se determina la variación del espectro de rayos X a partir de datos de entrada como valores de voltaje de tubo, la filtración, la corriente de tubo, el ángulo del ánodo y el factor de paso para la energía. Inicialmente este procedimiento se realiza para una técnica de referencia obtenida del Instituto Nacional de Enfermedades Neoplásicas (INEN), luego se procede con las simulaciones para las técnicas que varíen en  $\pm 10$  kV respecto de la técnica de referencia, obteniéndose un conjunto de técnicas numerosas (del orden de

centenas), para luego, en función de la energía media (en un rango de hasta +2 keV desde la energía media de referencia que corresponde a la de la técnica de referencia) reducir el conjunto de técnicas aceptables (del orden de decenas). Sabiendo que la dosis absorbida y el kerma son proporcionales a la fluencia de fotones, seleccionamos las técnicas a recomendar en este estudio (7 técnicas), luego estos espectros son representados gráficamente para su correspondiente análisis.

En la última parte del trabajo se presenta las gráficas correspondiente a las magnitudes físicas evaluadas; a partir de la cual, se realizan las recomendaciones y conclusiones del trabajo.

## **CAPÍTULO II ASPECTO TEÓRICO**

### ***2. Fundamento de rayos X***

#### ***2.1. Producción de rayos X***

Los rayos X son radiaciones electromagnéticas producidas por la interacción de partículas cargadas con los electrones y/o con el núcleo de los átomos de un material (blanco), así como, en los procesos de captura electrónica y conversión interna.

La probabilidad de emisión de rayos X continuo es mayor para los electrones que para protones o iones pesados y cuando el número atómico del blanco es elevado. Debido a esto, en los equipos generadores de rayos X se emplea electrones que inciden sobre blancos de alto número atómico (Benavente, 1992).

Cuando los electrones actúan con la materia, pierden energía por algunos procesos, tales como: interacción de colisión con electrones a través de efectos de excitación y/o ionización de átomos, interacción radiativa, absorción resonante, interacción de colisión con núcleos y electrodesintegración de núcleos (Benavente, 1992) (ver Anexo 1).

Cuando los electrones actúan con la materia producen rayos X, debido a uno de los siguientes procesos: interacción de colisión con electrones ligados resultando en la excitación y/o ionización del átomo colisionado, interacción radiativa con los núcleos.

En la interacción por colisión, la transferencia de energía de un electrón incidente a un electrón ligado del átomo conlleva a que el átomo adquiera un nivel más alto de energía. Si la energía transferida es menor que la energía de ligadura del electrón atómico, el átomo excitado retorna a un nivel de menor energía emitiendo radiación

electromagnética de baja energía o disipa esta energía en forma de calor. Si la energía transferida es mayor que la energía de ligadura, ocurre el fenómeno de ionización. El átomo ionizado, el cual se encuentra en un estado excitado sigue el proceso de relajamiento mediante el reordenamiento de sus electrones produciendo así, la emisión de rayos X característicos (Benavente, 1992).

En la interacción radiativa de un electrón con un núcleo, el electrón pierde energía al ser acelerado por el campo eléctrico del núcleo atómico. Esta energía perdida es emitida en forma de ondas electromagnéticas, denominados rayos X continuos o bremsstrahlung. (Benavente, 1992).

La forma del espectro continuo depende de la energía de los electrones incidentes y el espectro característico depende del número atómico del ánodo. El origen de producción de los rayos x continuo y característico son diferentes y por ello, es conveniente estudiarlos por separado.

### **2.1.1. Rayos X continuos**

Los rayos X continuos se producen por la interacción entre un electrón y el núcleo del átomo. Cuando el electrón se mueve en el campo coulombiano del núcleo, la carga negativa del electrón es acelerada por la fuerza atractiva del núcleo, deflectando al electrón de su trayectoria original. En una colisión de este tipo la energía perdida por electrón es emitida como radiación electromagnética denominada rayos X continuos.

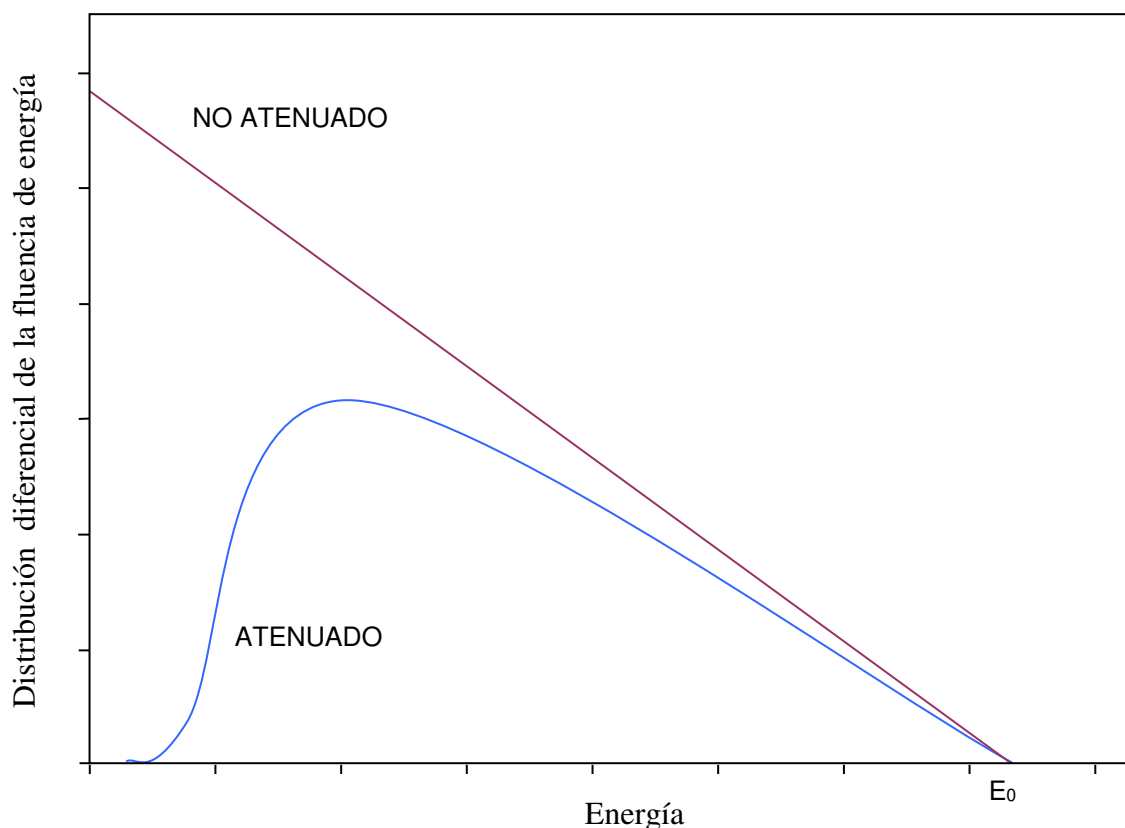
Los rayos X generados en este proceso tienen energías comprendidas entre cero y un valor máximo ( $E_0$ ), correspondiente a la energía cinética de los electrones incidentes. Según la teoría de Kramers (Birch & Marshall 1979), la distribución espectral de los rayos X continuos generados en un blanco denso, está dada por:

$$\Psi_E(E) = C' (E_0 - E) \quad \text{para} \quad 0 < E < E_0, \quad (1)$$

donde  $\Psi_E(E)$  es la distribución diferencial de la fluencia de energía (ver Anexo 2);  $C'$  es una constante en  $\text{keV}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $E_0$  es la energía máxima de fotones, en keV, numéricamente igual al voltaje aplicado al tubo de rayos X y  $E$  es la energía de los fotones arbitrarios. Aunque, esta ecuación predice cero fotones de energía  $E_0$ , en realidad, existen algunos fotones con esta energía. En la figura 1, se muestra la

distribución diferencial de la fluencia de energía en función de la energía para un haz de rayos X producidos por bremsstrahlung no atenuado dado por la ecuación (1) y la distribución atenuada por la filtración total del equipo generador de rayos X.

### Espectro teórico de Kramers rayos x de blanco denso



**Figura 1: Espectro continuo de un haz de rayos X atenuado y no atenuado** <sup>[1]</sup>

#### 2.1.2. Rayos X característicos

Los rayos X también son generados como resultado de interacciones de colisión entre electrones incidentes con electrones fuertemente ligados. Este proceso ocurre de la siguiente forma (Benavente, 1992):

1. Un electrón incidente sobre un material sufre una interacción de colisión con un electrón fuertemente ligado, por ejemplo, con un electrón ligado del nivel K de uno de los átomos en el material del blanco.
2. La interacción resulta en la emisión del electrón K de su nivel (ver Figura 2). La energía del electrón incidente es usada parcialmente para vencer la energía de ligadura del electrón y el resto de la energía cinética del electrón incidente es

compartida con el electrón K expulsado. Este proceso puede ocurrir solamente si la energía cinética del electrón incidente es al menos igual a la energía de ligadura del nivel donde la interacción toma lugar. Luego de la interacción, ambos el electrón inicial y el electrón expulsado pierden su energía cinética fuera del átomo donde la interacción final tomo lugar.

3. El átomo colisionado es dejado con una vacancia en el nivel K y puesto que es una estructura inestable, la vacancia en el nivel K es rápidamente ocupada por un electrón usualmente de un nivel próximo (nivel L). La transición del nivel L al nivel K resulta de una pérdida de energía potencial del electrón L igual a la diferencia entre la energía de ligadura del nivel K y del nivel L. La energía así perdida por el electrón L es radiada como un solo fotón x con una energía igual a la energía de transición.
4. La transición del electrón del nivel L al nivel K deja el nivel L incompleto. La vacancia del nivel L es ocupada por un electrón usualmente del nivel M. Entonces, la vacancia creada en el nivel M debe ser ocupada por un electrón de otro nivel y así sucesivamente, cada transición electrónica de un nivel a otro de mayor energía de ligadura resulta en la emisión de un fotón x con una energía igual a la energía de transición (Benavente, 1992).

Así, el desplazamiento de un electrón de uno de los niveles más internos de un átomo resulta en la avalancha de transiciones electrónicas que consisten en la ocupación, en secuencia, de la vacancia de un nivel proveído por la transición previa. Cada una de las transiciones resulta en la emisión de un fotón X, y la suma de las energías de todos los fotones emitidos es igual a la energía de ligadura del nivel desde la cual el primer electrón fue expulsado (Benavente, 1992).

Estas transiciones resultan en la emisión de una serie de fotones de rayos X con energías que son específicas del átomo y el nivel en el cual la interacción toma lugar. Por ejemplo si la interacción ocurre en el nivel K del tungsteno (International Atomic Energy Agency (IAEA), 2014; Johns & Cunningham, 1983; Khan, 1994), la excitación resulta en las series K del tungsteno, (ver Tabla 1). Las transiciones en el nivel K y los correspondientes a los subniveles del nivel L resultan en la emisión de las series  $K_{\alpha}$ , transiciones de los subniveles M al nivel K resultan en las series  $K_{\beta}$  y así sucesivamente.



La probabilidad de las transiciones está regida por las “reglas de selección” ( $\Delta l = \pm 1$ ,  $\Delta j = \pm 1, 0$ ), así las transiciones más probables que otras dan como resultado la emisión de líneas de rayos X más intensas (Benavente, 1992).

### 2.1.3. Intensidad del espectro característico

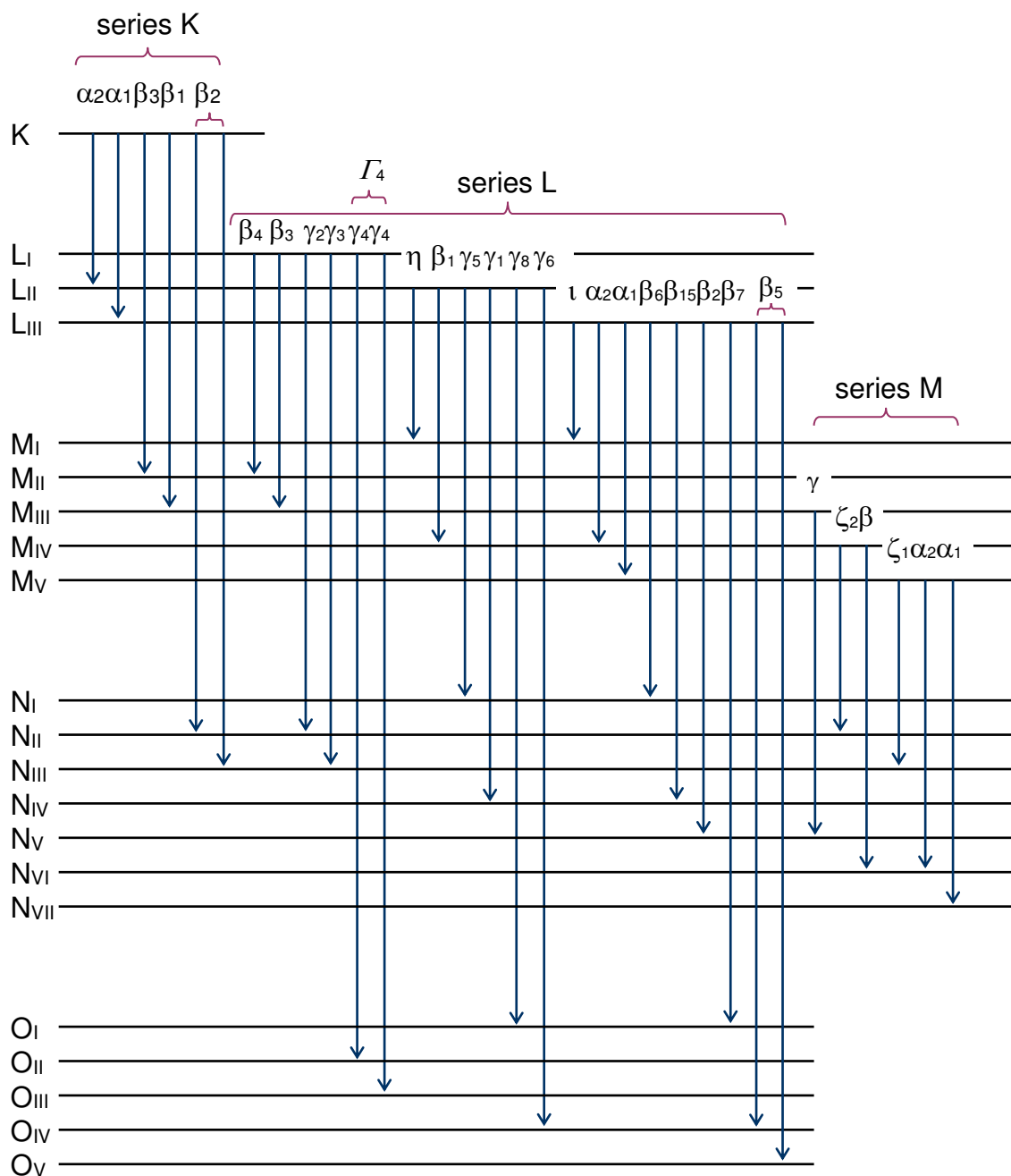
Resultados teóricos y experimentales indican que la intensidad de los rayos X característicos se incrementan en proporción a la diferencia entre la energía del electrón incidente y la energía de ligadura de la capa  $K$  elevada a la potencia de 1.63, es decir:

$$I_K = \text{const}(T_0 - E_K)^{1.63}, \quad (2)$$

donde:  $E_k$  es la energía de ligadura de la capa  $K$  y  $T_0$  es la energía cinética de los electrones incidentes.

**Tabla 1: Principales líneas de emisión para el Tungsteno** (IAEA, 2014; Johns & Cunningham, 1983; Khan, 1994)

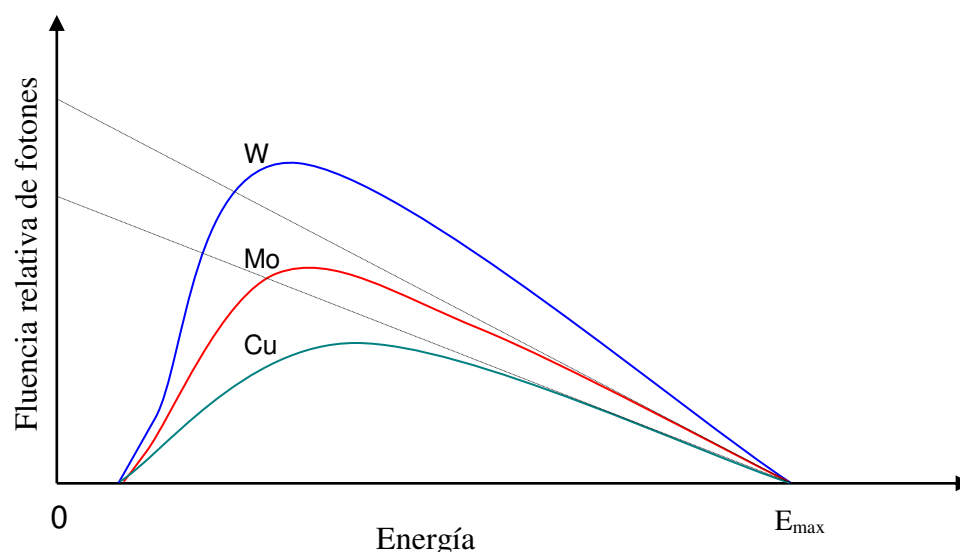
Transición	Símbolo	Energía (keV)	Intensidad
N <sub>III</sub> N <sub>III</sub> - K	K <sub>β2</sub>	69,081	7
M <sub>III</sub> - K	K <sub>β1</sub>	67,244	21
M <sub>II</sub> - K	K <sub>β3</sub>	66,950	1
L <sub>III</sub> - K	K <sub>α1</sub>	59,321	100
L <sub>II</sub> - K	K <sub>α2</sub>	57,984	58
N <sub>III</sub> - L <sub>I</sub>	L <sub>γ5</sub>	11,674	10
N <sub>IV</sub> - L <sub>II</sub>	L <sub>γ1</sub>	11,285	24
N <sub>V</sub> - L <sub>III</sub>	L <sub>β2</sub>	9,962	18
M <sub>III</sub> - L <sub>I</sub>	L <sub>β3</sub>	9,817	37
M <sub>IV</sub> - L <sub>II</sub>	L <sub>β1</sub>	9,670	127
M <sub>II</sub> - L <sub>I</sub>	L <sub>β4</sub>	9,523	29
M <sub>V</sub> - L <sub>III</sub>	L <sub>α1</sub>	8,395	100
M <sub>IV</sub> - L <sub>III</sub>	L <sub>α2</sub>	8,333	11



**Figura 2:** Diagrama de niveles de energía para un átomo ionizado. La simbología usada es dada por Bearden (1967) (Dyson, 1975), para todas las líneas, excepto una transición cuadrupolar.

## 2.2. Equipos generadores de rayos X

Están constituidos de tres partes principales: el tubo de rayos X, generador de alto voltaje y el panel de control. El tubo de rayos X está formado por dos electrodos llamados ánodo y cátodo. El cátodo, es un filamento en forma de espiral rodeado de un focalizador, diseñado para concentrar los electrones sobre una parte pequeña del ánodo, llamado punto focal, cuyo material es mayormente tungsteno (IAEA, 2014; Johns & Cunningham, 1983; Khan, 1994; Márquez, Patiño, & Pillco, 2009; Ruiz Manzano, 2012), debido a que ofrece una serie de ventajas respecto a los demás materiales y son: (i) alto número atómico ( $Z=74$ ), permitiendo mayor producción de rayos X, (ii) alto punto de fusión ( $T=3410\text{ °C}$ ), garantiza que el ánodo no sufra ninguna alteración en su estructura atómica debido a que la temperatura que alcanza el punto focal es aproximadamente de  $1222\text{ °C}$ , (iii) buena conductividad térmica, permitiendo liberar con rapidez el calor originado en el punto focal del ánodo hacia el exterior. Los electrones liberados del filamento debido al efecto termoiónico adquieren altas energías igual al voltaje de tubo, proporcionado por el generador de alto voltaje, cuyo valor es seleccionado en el panel de control. Estos electrones energéticos son súbitamente desacelerados al incidir sobre el punto focal y como consecuencia, una parte de su energía cinética (menos del 1 %) es utilizada para producir los rayos X y la otra parte de su energía cinética (más del 99 %) es convertida en calor (Márquez, Patiño, & Pillco, 2009; Ruiz Manzano, 2012). La parte de electrones que llegan al ánodo formarán la corriente de tubo, medido en miliamper (mA).



**Figura 3: Variación de la distribución espectral debido al material del ánodo (International Organization for Standardization (ISO), 1995).**

No hay que olvidar la influencia del tipo de ánodo sobre el espectro de los rayos X emitido, al cambiar dicho material cambia la naturaleza de los átomos sobre los cuales van a incidir los electrones producidos por el filamento. Al ser distinto el número de protones del núcleo de dichos átomos, habrá una variación en el espectro de frenado debido al paso de los electrones por las proximidades del núcleo. Por otra parte, los electrones estarán ligados al átomo con energías diferentes, lo que motivará una variación en la energía característica. Sin embargo, la energía máxima no variará con los distintos ánodos, tal como se observa en la figura 3.

El espectro de fotones que emite el tubo de rayos X tiene una importancia fundamental en el examen radiológico. El contraste de la imagen, la exposición que recibe el paciente y la cantidad de radiación dispersa que existirá en la sala de rayos X, son función del espectro de los fotones (Santa Cruz. & Márquez, 2010).

### ***2.3 Medición de la exposición***

La exposición se mide utilizando un sistema dosimétrico que por lo general se compone de una cámara de ionización y un electrómetro capaz de almacenar pequeñas cargas, aproximadamente del orden de  $10^{-12}$  Coulomb por segundo. La cámara de ionización es una cavidad de aire cuya presión es conocida, su construcción se realiza en forma homogénea, debido a que los materiales que lo constituyen determinan su dependencia energética.

La exposición se obtiene a partir de medidas de ionización específica media en la cavidad de aire de la cámara de ionización  $\bar{L}_{\text{air}}$ , dadas por el electrómetro en unidades arbitrarias (u.a), corregidas por las condiciones ambientales de temperatura y presión  $P_{\text{TP}}$  y por el factor de calibración del sistema dosimétrico  $F_C$  en R/(u.a) que a la vez depende de los coeficientes de interacción (ver Anexo 2.2) (IAEA, 2014; Johns & Cunningham, 1983; Khan, 1994; Brosed, 2011; IAEA, 2007).

$$X = \bar{L}_{\text{air}} P_{\text{TP}} F_C \quad (3)$$

## ***2.4 Factores que modifican el espectro***

En el ámbito de radiodiagnóstico el espectro puede ser modificado por tres variables (Benavente, 1992; Khan, 1994; Márquez, Patiño & Pillco, 2009; Brosed, 2011; Santa Cruz & Márquez, 2010): la filtración, el voltaje de tubo y la forma de suministrar el alto voltaje. Los dos últimos son los que más influyen a los fotones de alta energía, que actúan en la formación de la imagen radiográfica. La filtración que afecta a los fotones de baja energía, no tienen gran influencia en la imagen y sí en la exposición del paciente. Si la energía media del haz fuera aumentada por algún método, tornando al haz más penetrante la dosis total por paciente será menor.

### ***2.4.1 FILTRACIÓN***

La filtración total de un haz de rayos X consiste en la filtración inherente más la filtración adicional. La filtración inherente está constituida por el vidrio del tubo de rayos X, el aceite aislante y el vidrio de la ventana. El tubo de rayos X está contenido en una cubierta protectora (cabezal) de plomo que tiene una ventana por donde sale el haz útil de rayos X. La ventana generalmente es de vidrio. Como los tubos son, en su mayoría, refrigerados y aislados eléctricamente por aceite en el cabezal, el haz de rayos X pasará por el vidrio del tubo, por el aceite y por la ventana del cabezal. Sin embargo, algunos rayos X serán absorbidos en la ventana, la mayor parte de los mismos poseen energías muy bajas y no son productivos para los exámenes radiográficos. En algunos casos especiales donde esos fotones de baja energía son necesarios (por ejemplo, mamografía), son construidos con ventanas “delgadas” (Berilio,  $Z=4$ ).

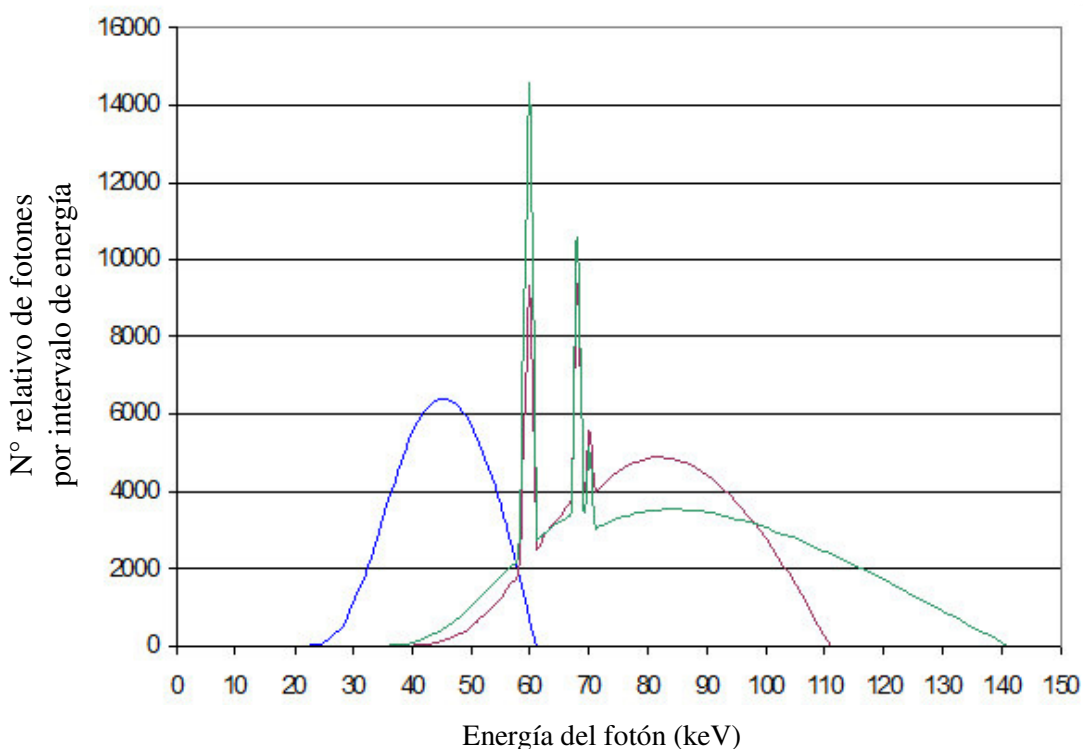
La filtración adicional es utilizada para completar la filtración inherente hasta alcanzar la filtración total mínima. En radiodiagnóstico, la filtración adicional es hecha por lo general, con placas de aluminio. Los rayos X de baja energía contribuyen muy poco a la formación de la imagen radiográfica debido a su poca penetración. La cantidad de filtración total depende del objeto a ser examinado, existiendo filtraciones totales mínimas para cada rango de kV recomendados por la (ICRP) (International Commission on Radiological Protection (ICRP), 2007; ISO, 1995).

### 2.4.2 Voltaje de tubo

Cambiando el potencial de aceleración aplicado al tubo se cambia también el espectro del haz (ver Figura 4). El aumento de kV implica un aumento del número de fotones de mayor energía. Este aumento altera aún más la imagen radiográfica que la remoción de fotones de baja energía.

### 2.4.3 Suministro de alto voltaje

En todos los circuitos de los aparatos de rayos X, el voltaje es aumentado por un transformador de voltaje de línea de 110 ó 220 voltios para un kVp deseado. La forma de la onda eléctrica es la misma que la de la línea de alimentación, pero incrementada en su amplitud. El potencial eléctrico es producido por corriente alterna (AC), variando de cero al máximo volviendo al cero al mínimo y nuevamente al cero. Existen varios tipos de circuitos utilizados en la amplificación del voltaje (Márquez, Patiño, & Pillco, 2009; Ruiz Manzano, 2012).



**Figura 4:** Efecto de la variación del kVp en el espectro de rayos X.

En el caso más simple de circuito, el tubo de rayos X es conectado a los terminales del secundario del transformador. El tubo es un rectificador y la corriente sólo puede fluir cuando el blanco es positivo con relación al filamento (negativo), esto es durante la porción positiva del ciclo de AC.

Durante el hemiciclo negativo, no existen electrones libres en el blanco (que ahora está cargado negativamente). Entretanto, en circunstancias ocasionales de envejecimiento del ánodo, podrían existir electrones libres que se trasladarían del ánodo al cátodo durante el hemiciclo negativo, dañando al tubo. Para resolver este problema, fue desarrollado un circuito de rectificación que elimina los ciclos negativos. Un tipo más eficiente de rectificación invierte la polaridad del hemiciclo negativo posibilitando la producción de rayos X durante todo el ciclo. Este método, aplicado a un circuito trifásico, permite la producción de electrones casi monoenergéticos, dentro de un pequeño rango de variación del kV.

La tecnología más moderna con el uso de generadores multipulsos, logra fácilmente un potencial de aceleración virtualmente constante. La forma de rectificación modifica el espectro de los electrones producidos, por ende el espectro de rayos X, así, como la velocidad de envejecimiento del ánodo y el rendimiento del tubo (velocidad de producción de rayos X).

#### ***2.4.4 Corriente de tubo***

La variación del miliamperaje (mA) no presenta ningún efecto en el espectro de rayos X. La combinación del miliamperaje con el tiempo de exposición determina el número total de rayos X producido con un dado kVp. Por ello mientras el producto mAs se mantenga, no se observarán diferencias en la imagen radiográfica. Se debe notar que una variación de corriente puede llevar a una variación del kilovoltaje del tubo, ya que el generador puede ser incapaz de corregir una disminución del voltaje de alimentación que ocurre en líneas eléctricas mal distribuidas cuando existe una exigencia de mayor carga (Márquez, Patiño, & Pillco, 2009, Ruiz Manzano, 2012).

#### ***2.5 Calidad de un haz de rayos X***

Para caracterizar la calidad de un haz de rayos X filtrado según normas internacionales (Berger, Hubbell, Seltzer, Chang, Coursey, Sukumar, & Zucker,

2005), es necesario especificar los siguientes parámetros: su energía media, su resolución espectral, su capa semirreductora, y su coeficiente de homogeneidad. En la práctica la calidad del haz obtenido depende principalmente del alto voltaje aplicado al tubo, del espesor y naturaleza de la filtración total, y características del blanco (Márquez, Patiño, & Pillco, 2009; Ruiz Manzano, 2012).

### 2.5.1 Energía media de un fotón

La energía media, **Em**, de un espectro continuo de fotones está definida por:

$$Em = \frac{\int_0^{E_{\max}} \Phi_E \cdot E \cdot dE}{\int_0^{E_{\max}} \Phi_E \cdot dE}, \quad (4)$$

donde  $\Phi_E$  está definida como, la derivada de la fluencia  $\Phi(E)$  de los fotones primarios de energía  $E$  con respecto a las energías entre  $E$  y  $E + dE$ .  $Em$  está expresado en kiloelectrón voltios (keV) (International Atomic Energy Agency (IAEA), 2014; Johns & Cunningham, 1983; Khan, 1994; Brosted, 2011; IAEA, 2007; ISO, 1995).

### 2.5.2 Resolución espectral

La resolución espectral, **Re**, es la cantidad

$$Re = \frac{\Delta E}{Em} \cdot 100, \quad (5)$$

donde  $\Delta E$  representa el intervalo de energía correspondiente a la mitad de la ordenada máxima de la distribución diferencial de la fluencia de fotones. Estos parámetros se aplican únicamente en casos donde la curva espectral es sustancialmente simétrica y continua, es decir en caso donde la contribución de los fotones de la radiación fluorescente es pequeña. **Re** está expresado (%).

### 2.5.3 Capa semirreductora

La capa semirreductora, **CS**, es el espesor de un material específico que reduce un haz de radiación para una magnitud tal como la tasa de exposición, exposición o intensidad relativa al 50% de su valor original. La CS se expresa en mm de Al o en mm de Cu y se puede determinar a priori por interpolación logarítmica (Márquez, Patiño, & Pillco, 2009). También, se puede calcular la **CS**, a partir de una ecuación de la magnitud medida en función del espesor de los filtros.



## 2.6 Distribución espectral de un haz de rayos X

En la interacción de rayos X con la materia, tres tipos de información física son de interés:

- (1) La distribución espectral de la radiación.
- (2) La tasa de fluencia de los fotones.
- (3) La dosis absorbida en un punto en el material irradiado.

Donde las magnitudes mencionadas se encuentran relacionadas, por medio de los coeficientes de interacción (ver Anexo 2.2), siendo suficiente determinar solamente una de ellas (Benavente, 1992).

- En la distribución espectral para que la fluencia de fotones y la fluencia de energía sean funciones de la energía E de los fotones, dos tipos de distribuciones espectrales son utilizadas para describir el haz de radiación:

### 2.6.1 Distribuciones espectrales diferenciales (Benavente, 1992; Khan, 1994; Johns, & Cunningham, 1983; Ruiz Manzano, 2012; Brosed, 2011; IAEA, 2007; Côte Brochi, 1990).

a) La distribución espectral diferencial de la fluencia de fotones ( $\Phi_E$ ), respecto a la energía es:

$$\Phi_E(E) = \frac{d\Phi(E)}{dE}. \quad (6)$$

b) La distribución espectral diferencial de la fluencia de energía ( $\Psi_E$ ), se relaciona con la distribución diferencial de fluencia de fotones por:

$$\Psi_E = E \Phi_E, \quad \text{entonces:} \quad \Psi_E(E) = E \frac{d\Phi(E)}{dE}. \quad (7)$$

c) La distribución espectral diferencial de exposición ( $X_E$ ), se determina de la siguiente forma: (ver Anexo 2)

$$X_E = \Psi_E \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \left( \frac{e}{w} \right), \quad (8)$$

donde:  $\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)$  = Coeficiente másico de absorción de energía,

e = Carga del electrón,

w = Pérdida media de energía en aire por par iónico formado.

**2.6.2 Distribuciones espectrales integrales (Benavente, 1992; Khan, 1994; Johns, & Cunningham, 1983; Ruiz Manzano, 2012; Brosed, 2011; IAEA, 2007; Córte Brochi, 1990).**

- a) La distribución espectral integral de la fluencia de fotones ( $\Phi(E)$ ), es aquella parte de la fluencia debida a los fotones con energías entre 0 y E.

$$\Phi(E) = \int_0^E \Phi_E(E) dE. \quad (9)$$

- b) La distribución espectral integral de la fluencia de energía ( $\Psi(E)$ ), es aquella parte de la fluencia de energía debido a los fotones con energías entre 0 y E.

$$\Psi(E) = \int_0^E \Psi_E(E) dE. \quad (10)$$

- c) La distribución espectral integral de exposición ( $X(E)$ ), es aquella parte de la exposición debido a los fotones con energías entre 0 y E.

$$X(E) = \int_0^E X_E(E) dE. \quad (11)$$

**2.6.3 Sistema receptor de imagen (Ruiz Manzano, 2012; Córte Brochi, 1990; Mugarra, & Chavarría, 2004)**

Para una visualización de la imagen radiográfica, es necesario que se tenga un sistema de absorción de fotones X transmitido por el material en estudio y convertirlo en imagen visible. Esto puede ser conseguido básicamente de dos formas: produciendo una imagen en película o en pantalla fluorescente de un intensificador de imagen. El sistema escogido en este trabajo es la película, que será descrito en seguida.

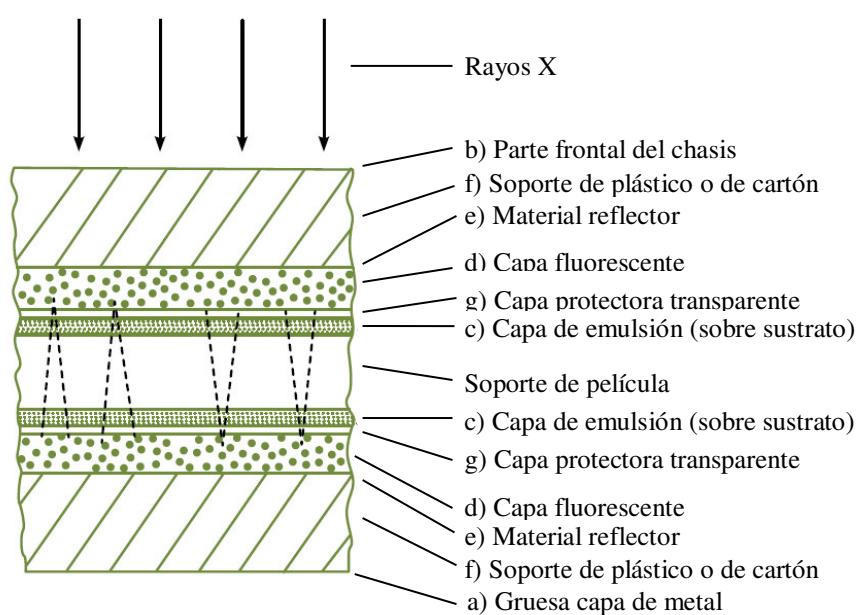
**2.6.3.1 Sistema analógico de registro de imagen (Ruiz Manzano, 2012)**

Como una película de rayos X tiene una baja sensibilidad a los fotones de rayo X, es común acoplarse a él dos pantallas intensificadoras fabricados con materiales fluorescentes que convierten la energía de los rayos en luz visible, que a su vez impresiona la película con mayor eficiencia. Una pantalla consta de una base de plástico (f) cubierta por un material reflector parcialmente (e), sobre el cual es depositada un material fluorescente (d) protegido contra choques mecánicos por una cubierta transparente (g). Una película de rayos X de doble emulsión (c) se coloca

entre dos pantallas y el sistema se mantiene bajo presión, dentro de un chasis, como muestra la figura 5.

La parte frontal del chasis (b) está hecho de material transparente a los rayos X y el fondo (a) es una gruesa capa de metal. El material fluorescente más ampliamente utilizado es el tungsteno de calcio que emite luz en la región azul.

El proceso de la fluorescencia se produce cuando los electrones de la banda de valencia de los átomos del material son excitados por rayos X incidentes y trasladados a la banda de conducción (electrones libres). La tendencia natural es que esos electrones retornen a la banda de valencia, directamente, a través de los niveles intermedios (trampas, debido a impurezas), emitiendo radiación de fluorescencia de energía igual a la diferencia de energía entre los niveles involucrados. De hecho, se denomina fluorescencia, a la radiación emitida por hasta  $10^{-10}$  segundos después de la excitación, ya que los electrones pueden permanecer durante un tiempo considerable en las trampas antes de la emisión de radiación, llamado así fosforescencia. En ambos casos, el exceso de energía puede ser emitido en forma de calor. Algunas de las características deseables para una pantalla intensificadora: son la alta absorción de rayos X, no la reabsorción de la luz visible emitida, y, finalmente, una alta eficiencia de conversión de rayos X en luz.



**Figura 5:** Esquema de un sistema receptor de imagen de tipo película imagen de doble emulsión (Ruiz Manzano, 2012; Córte Brochi, 1990).

La película radiográfica para rayos X está compuesta de pequeños cristales de bromuro de plata, materiales susceptibles a los cambios químicos debido a la interacción con los rayos X, y en especial con la luz visible. Al revelar la película expuesta, los cristales que se han sometido a cambios químicos se reducen a plata metálica y se fijan sobre la base de la película, no siendo disueltos con las partes no irradiadas en el proceso de la revelación. Así se forma la imagen en negativo, con más zonas oscuras donde no había más irradiación y regiones claras donde no hubo fijación de plata.

Se define, por tanto, la densidad óptica de la película (DO) como una medida de ennegrecimiento de ella, poniéndola contra una fuente de luz uniforme la intensidad  $I_0$ . Mediante la medición de la intensidad de la luz transmitida ( $I$ ) por la película, se tiene:

$$DO = \log \frac{I_0}{I}, \quad (12)$$

Supongamos dos películas con densidades iguales a 1, en contacto. Por definición de la densidad óptica, cada una transmite 1/10 de la luz incidente, y los dos en contacto, transmitirán 1/100 de la luz incidente, lo que resulta en  $DO = 2$ . Como las dos películas juntas tienen el doble de la cantidad de plata que cada una separadamente, se puede decir que la densidad óptica, tal como se define por la ecuación 12 es proporcional a la cantidad de plata fijada.

La figura 6 muestra la curva característica de una película de rayos X, relacionando la densidad óptica del mismo con la cantidad de radiación (logaritmo de la exposición) a la que estuvo expuesto. Los valores de densidades ópticas más aceptados están entre 0,5 (más claro) a 2.0 (más oscuro). Se observa que la curva característica se puede dividir en tres partes distintas: la parte inferior, la densidad es independiente de la exposición, que está presente incluso si la película no fue expuesta, en la región central, la densidad crece casi linealmente con el logaritmo de la exposición; en la parte superior, ocurre la saturación, cuando nuevamente la densidad óptica permanece constante incluso cuando se produce aumentos en la exposición. La calidad de la película se mide por la cantidad  $\gamma$ , definido por la inclinación de la curva característica en la región central (útil):

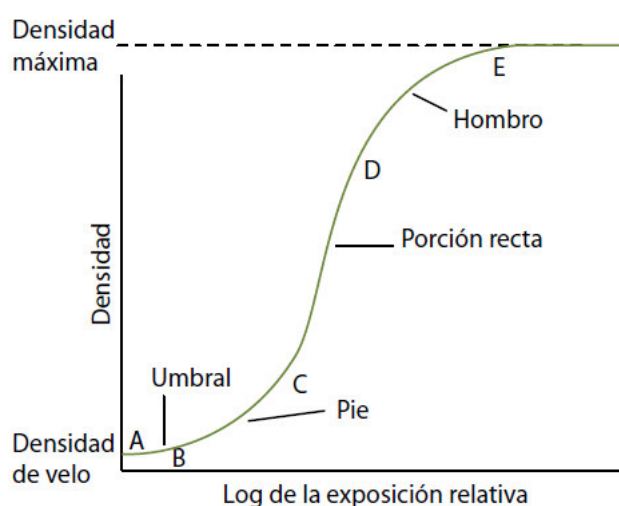
$$\gamma = \frac{d(DO)}{d(\log X)}. \quad (13)$$

En la práctica, una película de rayos X ya expuesta, tiene regiones con diferentes densidades ópticas, que pueden ser definidos por la variación del contraste de la intensidad de la luz transmitida por dos regiones de interés, de la siguiente manera:

$$C = \frac{\Delta I}{I}, \quad (14)$$

dónde:  $\Delta I$  es la diferencia de intensidades de luz entre las regiones e  $I$  es la intensidad de luz transmitida por una de las regiones, escogida como base.

Un segundo concepto importante en relación a una película, es la latitud, definida como un intervalo de exposición para la cual la densidad óptica resultante depende linealmente de la exposición (región central). La película de la figura 6 por ejemplo, posee una latitud de 1.5 mR hasta 10 mR. Otro concepto muy utilizado es la velocidad de la película, se define como el inverso de la exposición necesaria para producir una densidad óptica igual a uno (1.0), en relación a la exposición de fondo (región inferior). En relación a la figura 6, como la densidad de fondo es aproximadamente igual a 0.1, una exposición correspondiente a una densidad de 1.1 (1.0 + 0.1) vale 3.5 mR, es por tanto, una velocidad de película de 0.29 mR<sup>-1</sup>.



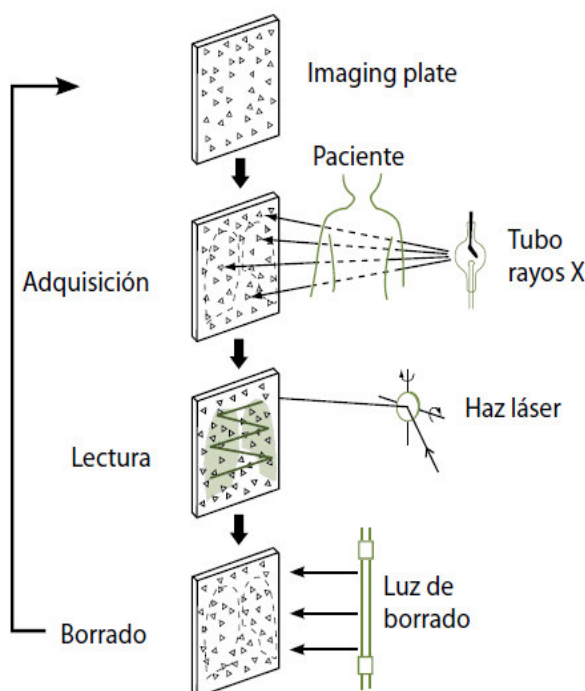
**Figura 6:** Curva característica de una película de rayos X acoplado a una pantalla intensificadora (Ruiz Manzano, 2012; Córte Brochi, 1990).

### ***2.6.3.2 Sistema digital de registro de imagen (Ruiz Manzano, 2012; Mugarra & Chavarría, 2004).***

Los sistemas clásicos de adquisición y visualización de imágenes radiográficas conviven desde hace tiempo con detectores muy distintos, llamados genéricamente digitales. El objetivo de la obtención de imágenes sigue siendo el mismo en unos y otros, y los procesos de interacción entre la radiación y la materia, también. Sin embargo, la existencia de una alternativa con características y forma de respuesta diferentes, con posibilidades mayores en algunos aspectos y con limitaciones antes inexistentes ha tenido como consecuencia que algunos de los conceptos empleados tradicionalmente en el análisis de las imágenes radiográficas evolucionen y el punto de vista se modifique en parte.

No es correcto decir sin más que la imagen digital es mejor que la analógica clásica; mucho menos, lo contrario. Ambos sistemas presentan ventajas e inconvenientes. No obstante, la versatilidad de la imagen digital ha conseguido que los sistemas de registro digital se hayan impuesto, al menos en muchos entornos hospitalarios, en los últimos años. Este dominio se ha visto impulsado en parte por la fuerte inversión que se ha producido en el desarrollo y mejora de las diferentes tecnologías que se disputan el mercado digital.

En la figura 7 se esquematiza el proceso de adquisición, lectura y borrado de un sistema de radiografía computarizada. La exposición radiográfica se lleva a cabo de forma similar al sistema película-pantalla. El fósforo, una vez expuesto al haz de radiación, almacena parte de la energía de rayos X incidente como imagen latente. Para extraer esta imagen se lee el fósforo haciendo pasar un láser muy fino (típicamente infrarrojo) que estimula los electrones atrapados en las trampas metaestables haciendo que emitan la energía almacenada en forma de luz de superior energía a la del láser (azul o ultravioleta). Para recorrer toda la imagen el láser barre punto a punto toda la superficie del fósforo primero en una línea (dirección de avance rápido o scan) y sucesivamente en las siguientes (dirección de avance lento o subscan).

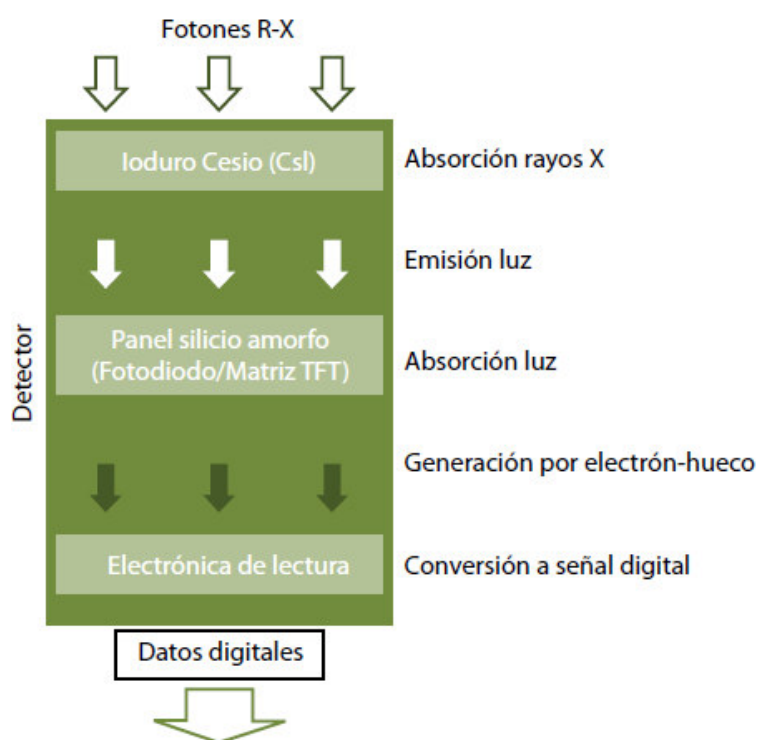


**Figura 7: Proceso de adquisición, lectura y borrado de una radiografía computarizada (CR) (Ruiz Manzano, 2012).**

El sistema se denomina radiografía digital o radiografía directa DR (Digital Radiography) y su tecnología consiste en la utilización de unos receptores digitales basados en semiconductores (sustancias amorfas de selenio y silicio) que transforman directamente la energía de los Rayos X en señales digitales. Estos sensores son dispositivos electrónico-digitales formados por una matriz de celdas pequeñas perfectamente alineadas en filas y columnas. Estas celdas son capaces de producir impulsos eléctricos de distinta intensidad en función de la cantidad de luz que reciben.

Existen a su vez dos tecnologías diferentes: los basados en sensores CCD (Charged Couple Device) y los detectores de panel plano FPD (Flat Panel Detector) (Ruiz Manzano, 2012).

Las características básicas de las imágenes digitales son su resolución espacial y su densidad o profundidad. La resolución espacial viene dada por el número de píxeles por pulgada o por centímetro y nos da información del tamaño de la imagen. Por su parte, la densidad o profundidad nos indica los niveles de gris que podremos representar (Ruiz Manzano, 2012; Mugarra & Chavarría, 2004).



**Figura 8:** Principio de operación de un "flat panel" de silicio (Ruiz Manzano, 2012).



## CAPÍTULO III SIMULACIÓN TEÓRICA-EXPERIMENTAL

### 3. Método de cálculo

#### 3.1 Deducción teórica del método de cálculo

En este trabajo aplicaremos un método de simulación computacional para reproducir el espectro de rayos X a partir de valores de kilovoltaje (kVp), ángulo de inclinación del ánodo ( $\theta$ ), corriente de tubo (mA), tiempo de exposición (s), filtración inherente del tubo equivalente en aluminio ( $F_{inh}$ ) y filtración adicional ( $F_{adic}$ ) si lo hubiera.

El método que nos da una excelente aproximación para el espectro simulado en el rango de los rayos X diagnósticos está basado en la teoría desarrollada por Birch y Marshall (1979), que lo presentaremos en forma resumida en el cual se considera un ánodo del tubo de tungsteno ( $W$ ,  $Z = 74$ ) y el espectro es calculado a 75 cm de la fuente de rayos X (blanco) (Córte Brochi, 1990).

La intensidad del espectro es calculada para cada valor de energía ( $E$ ) de los fotones con intervalos de energía  $\Delta E$  (el cual es de 1 keV) pudiendo tomar cualquier valor, tal que el número de pasos o intervalos de energía ( $N_p$ ) sean dados por la razón  $kVp/\Delta E$ .

#### 3.1.1. Intensidad del continuo para un blanco sólido

La intensidad energética para un fotón de energía  $E$  ( $dI(E)$ ) generado por un electrón que atraviesa una distancia  $dx$  en un elemento es dado por:

$$dI(E) = Q \frac{N_a}{A} \rho dx \quad , \quad (15)$$

donde:  $N_a$  es el número de Avogadro,  $A$  es el peso atómico del material blanco,  $\rho$  es la densidad del mismo y  $Q$  es la intensidad de energía por unidad de intervalo de energía por electrón incidente por átomo por  $\text{mm}^2$  de área, dada en unidades de  $\text{J} / [(\text{átomo}/\text{cm}^2) \text{mAs mm}^2 \text{keV}]$ . (Córte Brochi, 1990)

La intensidad  $I(E)$  producida por un blanco sólido es obtenida integrando la ecuación (15) a lo largo del camino recorrido del electrón. Se considera que el electrón pierde energía cinética ( $T$ ) continuamente a medida que va interactuando con los átomos del material blanco. Haciendo un cambio de variable  $dx=(dx/dT)dT$ , e integrando desde  $T_0$  (energía del electrón antes de entrar en el material blanco) hasta  $E$  (energía en el cual está siendo calculada la intensidad) ya que solo electrones con energía cinética mayor que  $E$  pueden producir fotones con esa energía.

$$I(E) = \frac{\rho N_a}{A} \int_{T_0}^E Q \left( \frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT, \quad (16)$$

donde: el poder de frenado,  $\frac{dT}{dx}$ , el cual es una pérdida continua de energía cinética ( $T$ ) por parte del electrón a medida que interactúa con los átomos del blanco en sus capas finas de densidad  $\rho$ , esta pérdida es dada por Widdington 1912 (Córte Brochi, 1990; Birch, & Marshall, 1979) según:

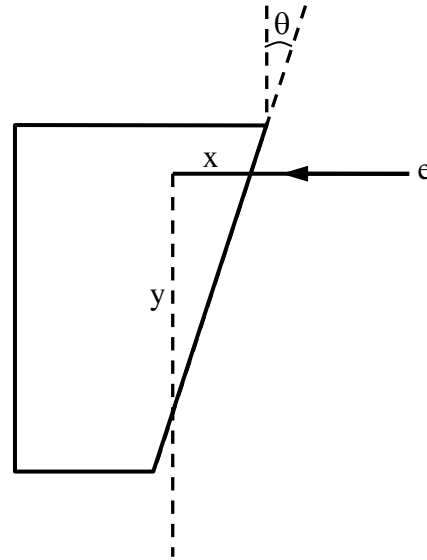
$$T = (T_0^2 - \rho C x)^{1/2}, \quad (17)$$

donde  $C$  es la constante de Thomson-Widdington (T-W), que para energías superiores a 60 keV depende de la energía inicial de la siguiente forma:

$$C = (0.0029T_0 + 0.41) \cdot 10^6 \quad (\text{keV}^2 \text{cm}^2 / \text{g}). \quad (18)$$

En la figura 9 se ilustra la producción de un fotón X dentro del material blanco después de que el electrón va viajado una distancia  $x$ . Una distancia  $y$  que un fotón recorre dentro de un material blanco puede ser aproximada por  $y=x \cdot \cot \theta$ . Por la ecuación (17), la distancia  $y$  puede relacionarse con el resto de la energía cinética, como sigue:

$$y = \left( \frac{T_0^2 - T^2}{\rho C} \right) \cdot \cot \theta. \quad (19)$$



**Figura 9: Geometría implicada en la producción de un fotón X dentro del material blanco (Córte Brochi, 1990).**

Entonces, el fotón sufre atenuación dentro del ánodo (efecto anódico), dado por  $e^{-\mu_w(E).y}$ , donde  $\mu_w(E)$  es el coeficiente de atenuación del tungsteno para la energía E. Como la velocidad de los electrones es comparable a la velocidad de la luz en el vacío (c), es necesario incluir un término de corrección relativista  $(1+T/m_0c^2)$  en el cálculo de la intensidad I(E). Con las modificaciones apropiadas, la intensidad de la energía I(E) puede ser escrita así (Córte Brochi, 1990; Birch, & Marshall, 1979):

$$I(E) = \frac{\rho N_a}{A} \int_{T_0}^E \left(1 + \frac{T}{m_0 c^2}\right) \cdot \exp \left[ - \left( \frac{\mu_w(E)}{\rho} \cdot \left( \frac{T_0^2 - T^2}{C} \right) \cdot \cot \theta \right) \right] \cdot Q \cdot \left( \frac{dT}{dx} \right)^{-1} \cdot dT, \quad (20)$$

donde:  $\left( \frac{dT}{dx} \right)^{-1}$  es obtenida de la ecuación (17), es decir:  $\left( \frac{dT}{dx} \right)^{-1} = - \frac{2T}{\rho C}$ . (21)

Una intensidad Q, obtenida experimentalmente, puede ser aproximada por el siguiente polinomio:

$$Q(E/T) = \frac{Z^2}{T} \cdot \left[ 0.503 - 0.946 \left( \frac{E}{T} \right) + 0.155 \left( \frac{E}{T} \right)^2 + 1.16 \left( \frac{E}{T} \right)^3 - 0.68 \left( \frac{E}{T} \right)^4 \right] \cdot 10^{-14}. \quad (22)$$

La ecuación (20) proporciona la intensidad de energía de un espectro de rayos X para cada energía E en unidades de J/(mAs.mm<sup>2</sup>.keV) a 75 cm de la fuente de rayos X.

Para obtener la intensidad  $I(E)$  en número de fotones por intervalo de energía por mAs por  $\text{mm}^2$ , basta dividir la ecuación (20) por la energía correspondiente, en Joule.

Hasta ahora, la intensidad  $I(E)$  calculada solo se refiere al espectro de rayos x continuo. Queda por considerar la radiación característica del tungsteno (Tabla 1) que deberá ser sumada a la intensidad del espectro continuo, los valores adecuados de energía. La intensidad de radiación característica K o L (las demás pueden ser ignoradas por ocurrir en energías bajas, donde el espectro es totalmente filtrado por el propio tungsteno o por otros materiales existentes en el tubo) se determina mediante la comparación de la tasa de recuento de fotones del espectro experimental con relación al mismo espectro simulado. Sumándose la intensidad característica con la intensidad ( $I(E)$ ) correspondiente a la energía característica, obtenemos el espectro de rayos x total.

Conociéndose la filtración inherente ( $f_{inh}$ ) del aluminio, bien como el espesor o composición de un posible filtro adicional ( $f_{adi}$ ,  $Z_f$ ), es posible, a través de la ley del decaimiento exponencial ( $e^{-\mu f}$ ), obtener el espectro final que emerge del sistema. Los coeficientes de atenuación ( $\mu$ ) son obtenidos del método de simulación que serán descritos a continuación (Córte Brochi, 1990).

### ***3.2 Cálculo de los coeficientes másicos de atenuación, absorción y transferencia de energía***

En el rango energético de radiodiagnóstico existen tres procesos más importantes de interacción de los fotones de rayos X con la materia: dispersión coherente (elástico), absorción fotoeléctrica y dispersión Compton. Para la obtención de los coeficientes de atenuación y transferencia de energía por masa, estos procesos serán considerados individualmente y después serán sumadas sus contribuciones para obtener el efecto total. (ver Anexo 2).

El algoritmo que será descrito proporciona las contribuciones de cada proceso de los coeficientes de atenuación por masa para un cierto material de número atómico  $Z$  a un cierto valor de energía,  $E$ , a través de una aproximación polinomial de McMaster, mostrados a continuación (Córte Brochi, 1990; Birch, & Marshall, 1979):

$$\ln \frac{\mu_i}{\rho}(E, Z) = A_i(Z) + B_i(Z)(\ln E) + C_i(Z)(\ln E)^2 + D_i(Z)(\ln E)^3, \quad (23)$$

donde los coeficientes  $A_i(Z)$ ,  $B_i(Z)$ ,  $C_i(Z)$ ,  $D_i(Z)$  son funciones de números atómicos del material ( $Z$ ) y del proceso de interacción ( $i$ ). Todos estos coeficientes se registran en una matriz de dimensión  $30 \times 94$  (24 coeficientes para los diversos tipos de interacción de la radiación con la materia + 4 valores de energía de absorción de las capas más internas + densidad del elemento + peso atómico, para 94 elementos químicos) (Córte Brochi, 1990; Birch, & Marshall, 1979).

El proceso fotoeléctrico, como presenta discontinuidades en torno a las energías de absorción ( $E_i$ ,  $E_k$ ), es tratado de forma diferente, teniendo que ser dividida en tres regiones, debajo de  $E_i$ , entre  $E_i$  y  $E_k$  y encima de  $E_k$ . En este caso los coeficientes del polinomio dependen también de la región de energía donde se encuentra la energía  $E$ . La ecuación (23), puede ser escrita:

$$\frac{\mu_i}{\rho}(E, Z) = \frac{N_A}{P_a} \cdot e^{A_i(Z) + B_i(Z)(\ln E) + C_i(Z)(\ln E)^2 + D_i(Z)(\ln E)^3}, \quad (24)$$

donde  $N_A$  es el número de Avogadro,  $P_a$  es el peso atómico del material y  $\frac{\mu_i}{\rho}(E, Z)$  es el coeficiente de atenuación másico, en  $\text{cm}^2/\text{g}$ , para la energía  $E$  para el material de número atómico  $Z$ , debido al  $i$ -ésimo proceso de interacción de la radiación con la materia.

El factor  $N_A/P_a$ , incluido, convierte las unidades de los coeficientes de  $10^{-24} \text{ cm}^2/\text{átomo}$  a  $\text{cm}^2/\text{g}$ . El coeficiente de atenuación másico total es obtenido sumando sobre todos los procesos involucrados:

$$\frac{\mu}{\rho}(E, Z) = \sum_{i=1}^8 \frac{\mu_i}{\rho}(E, Z). \quad (25)$$

Si un material está compuesto por varios elementos químicos ( $Z_j$ ), el coeficiente de atenuación másico total puede ser calculado conociéndose las fracciones de masa ( $f_j$ ) de cada elemento presente en el compuesto ( $Z_{eq}$ ) (Córte Brochi, 1990; Birch, & Marshall, 1979; Berger et al. 2005):

$$\frac{\mu}{\rho}(E, Z_{eq}) = \sum_j \frac{\mu}{\rho}(E, Z_j) \cdot f_j. \quad (26)$$

A través del método descrito, es posible calcular los coeficientes de atenuación másico para cualquier material y energía hasta 150 keV (encima de ese valor, la aproximación polinomial de McMaster ya no es válida). Los coeficientes A, B, C y D

de los polinomios son tabulados para cada elemento químico y para cada proceso de interacción de la radiación con la materia.

Conociéndose los coeficientes de atenuación másico debido a cada proceso, independientemente, es posible calcular los coeficientes de transferencia de energía por masa ( $\mu_{tr}/\rho$ ). La dispersión coherente no contribuye a la energía transferida a las partículas cargadas y, por eso, es preciso que sea considerado. La contribución de la absorción fotoeléctrica es obtenida por las ecuaciones (A.34) y (A.35) (ver Anexo 2), que relacionan los coeficientes de atenuación y de transferencia de energía. En relación a la dispersión Compton, los coeficientes de transferencia de energía másico son calculados directamente a través de integraciones de diferenciales de secciones de choque de transferencia de energía de Klein-Nishina (ecuación 9) (ver Anexo 1). Para obtener el coeficiente de transferencia de energía másico total ( $\mu_{tr}(E,Z)/\rho$ ) para un elemento de número atómico  $Z$  y de energía  $E$ , se procede de forma similar como se hizo en relación al coeficiente de atenuación másico (ecuación 25), Si el material fuera un compuesto, el cálculo es análogo a la ecuación (26) (Córte Brochi, 1990).

En realidad, hay una mayor necesidad de calcular la energía que fue efectivamente absorbida por el material, que, necesariamente, implica en conocer los coeficientes de absorción de energía ( $\mu_{en}$ ). Por definición los coeficientes de absorción de energía son una fracción de los coeficientes de transferencia de energía, una vez que la energía absorbida ( $E_a$ ) es una fracción de la energía transferida ( $E_{tr}$ ) como partículas cargadas.

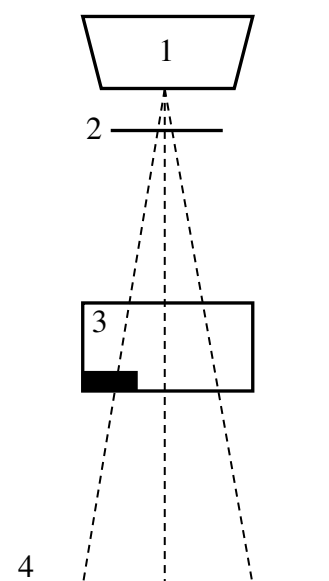
$$\mu_{en} = \mu_{tr} \cdot \frac{E_a}{E_{tr}}. \quad (27)$$

Sin embargo, en el rango de energía de interés a estudiar (hasta 150 keV), la energía transferida de las partículas cargadas es aproximadamente igual a la energía absorbida por el material, ya que estas partículas prácticamente no producen radiación Bremsstrahlung. El error que se comete en esta aproximación es insignificante y despreciable, aumentando con el número atómico del material, alcanzando un máximo de 1% para el plomo ( $Z = 82$ ) en la energía máxima considerada (150 keV). Por lo tanto, los coeficientes de transferencia y absorción de

energía se pueden considerar iguales ( $\mu_{en} = \mu_{tr}$ ) en radiología diagnóstica (Córte Brochi, 1990; Berger et al. 2005).

### 3.3 Optimización de la dosis en radiodiagnóstico

El interés de la optimización de la dosis absorbida por el paciente durante el diagnóstico, sin desmejorar la calidad de la imagen radiográfica llevado al estudio de un método de simulación capaz de calcular la densidad óptica aproximada de la película y el contraste de la imagen para que estas cantidades sean controladas y se fijadas. Por lo tanto, varias técnicas radiográficas (kVp, mAs, filtro) pueden comparar la cantidad de dosis de radiación, conociendo a priori que todas producen la misma imagen.



**Figura 10:** Esquema utilizado para la simulación: 1- Fuente de rayos X; 2- Filtro en estudio; 3- Objeto simulador (5 cm de agua y 1 mm de aluminio); 4- Sistema receptor de imagen (Córte Brochi, 1990).

La Figura 10 muestra el esquema utilizado para la simulación. El espectro de rayos X generados por la fuente y simulado por el método descrito en el punto 3.1. Conociendo la composición y el espesor de filtro usado ( $Z, x$ ), se obtienen los coeficientes de atenuación por el método descrito en el punto 3.2, y por lo tanto el espectro de rayos X transmitidos a través del mismo. Del mismo modo, es posible calcular los espectros de transmisión por el simulador (5 cm de agua) y el material de contraste (1 mm de aluminio). Para grabar la imagen que utiliza un sistema pantalla-película, ya se ha descrito en el punto 2.6.3.

El proceso de formación de la imagen a través del sistema de pantalla-película es la absorción de energía del haz de rayos X por la pantalla de material fluorescente y la subsiguiente emisión de fluorescencia por el mismo. La luz emitida por la pantalla fluorescente impresiona la película para formar la imagen. Basándose en este razonamiento, parece coherente suponer que la densidad óptica de la película es proporcional a la energía absorbida por la pantalla. Aunque no se está teniendo en cuenta la eficiencia de conversión de energía de la luz ni de la sensibilidad de la película a esta luz, la aproximación debería ser válida, por lo menos para el propósito de la tesis, que es para mantener un estándar de valores de ajuste de la imagen con la densidad óptica (DO) y el contraste.

El problema de la obtención de la densidad óptica y el contraste se reduce, entonces, en calcular la energía absorbida por el material fluorescente de la pantalla. La energía absorbida por área por un material es dada por la ecuación (28), en la que aparecen el coeficiente de atenuación ( $\mu$ ) y el de absorción de energía ( $\mu_{en}$ ). Conociendo la composición y el espesor en  $\text{g/cm}^2$ , del material fluorescente, es posible, a través del método de simulación, que se describen en la sección anterior, calcular estos coeficientes, y por lo tanto la energía absorbida por unidad área de la pantalla.

$$E_a = \int_0^{E_{\max}} (\Phi_0'(E) - \Phi_L'(E)) E \cdot \frac{\mu_{en}(E)}{\mu(E)} \cdot dE, \quad (28)$$

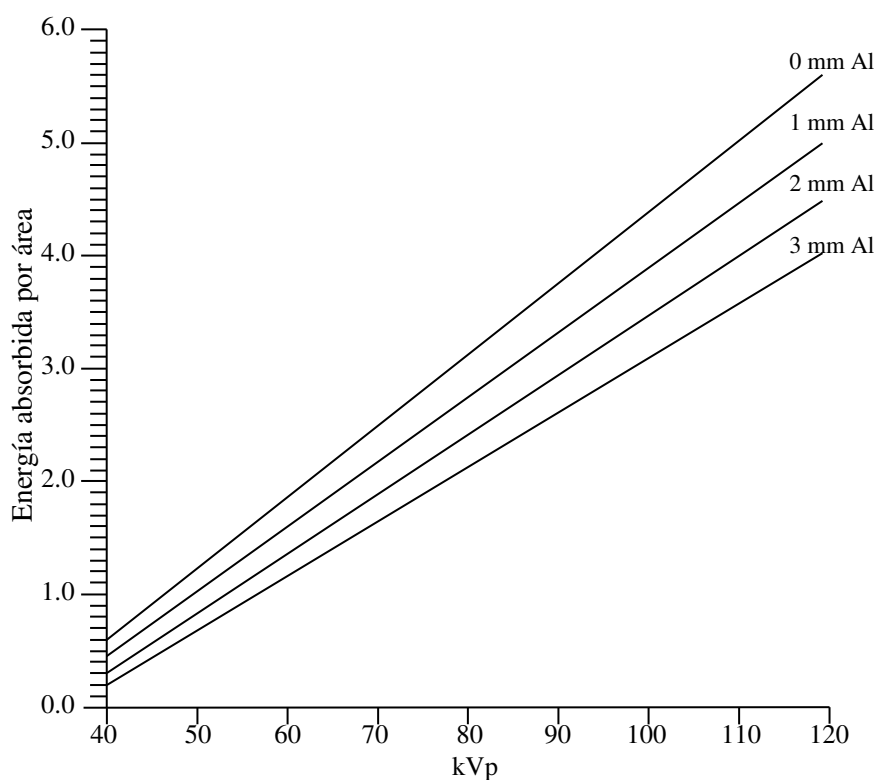
donde:  $E_{a0}$ , es la energía absorbida por el área de la pantalla debido al espectro transmitido solamente por agua ( $\Phi_0(E)$ );  $E_{a1}$ , la energía absorbida por el área de la pantalla debido al espectro transmitido por el agua y por material contrastante ( $\Phi_L(E)$ ). El contraste de la imagen puede ser definido como la diferencia de energía absorbida por unidad de superficie entre dos regiones distintas de la película:

$$C = \frac{E_{a0} - E_{a1}}{E_{a0}}. \quad (29)$$

El primer paso a seguir es la elección de una técnica experimental radiográfica estándar, que proporciona la mejor imagen posible del objeto en estudio. A través de un algoritmo preliminar para calcular la energía absorbida por el área de la pantalla, el contraste, la exposición al aire, un punto que corresponde a la superficie del



objeto, y la dosis absorbida por él, según las ecuaciones (28), (29), (30) y (31), respectivamente. Los valores de las magnitudes obtenidas, en relación con la norma técnica, se normalizan a la unidad, para que podamos llevar a cabo un estudio de carácter comparativo. El comportamiento de la energía absorbida por el área de la pantalla en función al kV, para una carga de tubo fija, se muestra en la Figura 11, para varios espesores de aluminio adicional. Es importante notar que hay varias combinaciones de kVp y espesor del filtro adicional que producen un valor estándar de la energía absorbida por área, para una carga dada del tubo.



**Figura 11: Comportamiento teórico de la energía absorbida por unidad de área de la pantalla en función del voltaje de tubo (kVp) para varios espesores de aluminio adicional (Córte Brochi, 1990).**

En la Figura 12 se muestra el comportamiento del contraste en función de la tensión del tubo (kVp), que tiene como parámetros, la carga del tubo y el espesor del filtro adicional. Tenga en cuenta que para cada carga del tubo, hay un punto de intersección de la curva con el patrón de contraste (= 1). Como puede verse, es posible encontrar combinaciones de kVp, carga del tubo (L) y el espesor del filtro adicional que proporciona energía absorbida por unidad de área de la pantalla (densidad óptica) y contraste igual a los valores normalizados establecidas (Córte Brochi, 1990; Birch, & Marshall, 1979). (ver Anexo 2.3)

$$X = 2,94 \cdot 10^{-2} \int_{\min}^{E_{\max}} \Psi'(E) (\mu_{en}(E) / \rho)_{ar} dE, \quad (30)$$

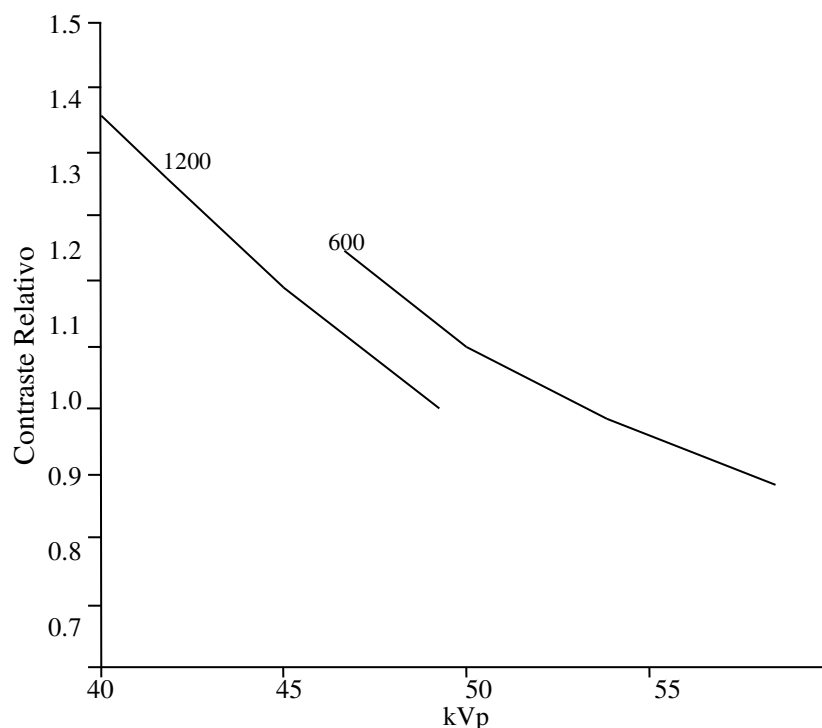
$$D_x = D_{ar} \frac{(\mu_{en} / \rho)_x}{(\mu_{en} / \rho)_{ar}}. \quad (31)$$

Con el fin de encontrar las técnicas que proporcionan la misma imagen (energía absorbida por unidad de área de la pantalla y el contraste) en relación con la técnica estándar, e incluso calcular la exposición y la dosis absorbida, se desarrolló un algoritmo numérico que presenta básicamente los siguientes pasos:

1. Entrada de datos: carga del tubo ( $L=kVp \times mAs$ ), composición y espesor de la pantalla intensificación y del filtro bajo estudio y factores de normalización de la energía absorbida por unidad de área de la pantalla, el contraste, la exposición y la dosis absorbida, calculado por el algoritmo preliminar antes mencionado;
2. Se fija un cierto espesor del filtro, se varía el kVp hasta que se pueda obtener la densidad óptica estándar. Obviamente, para alcanzar el valor deseado de kVp, debe realizarse una interpolación lineal entre los valores inmediatamente por debajo y por encima del valor predeterminado ( $= 1$ ). Posteriormente se calcula el contraste. Si su valor es igual al fijado como estándar o predeterminado, el paso 3 no es necesario porque el espesor del filtro se ha determinado;
3. Si el valor del contraste encontrado en el paso anterior era diferente del valor por defecto (estándar), varíe el espesor del filtro, la búsqueda de la combinación de espesor del filtro (de nuevo por interpolación lineal) y kVp para proporcionar la densidad óptica y un contraste patrón, obteniéndose así, una nueva técnica (kVp, mAs =  $L/kVp$ , espesor del filtro) con una imagen idéntica a la normalizada (estándar);
4. Se calcula la exposición y la dosis entregada por la nueva técnica;
5. Se repite el procedimiento para otra carga de tubo, obteniendo una nueva técnica radiográfica.

Todas las técnicas que se encuentran por el algoritmo anteriormente proporcionan la misma imagen, lo que le permite elegir, sin restricción, para presentar la menor dosis de radiación. Filtros de diversos materiales podrían ser estudiados y comparados en las mismas condiciones de la imagen y el desgaste del tubo, como se hará más adelante.

En la Figura 12 se muestra el comportamiento para dos cargas de tubo distintas, teniendo como parámetro, un espesor de filtro adicional. Las combinaciones de kVp y espesor de filtro fueron seleccionadas tal que proporcionan el mismo valor de energía absorbida por unidad de área de la pantalla (ver Figura 11) para cada carga de tubo.



**Figura 12: Comportamiento teórico del contraste en función del voltaje de tubo (Córte Brochi, 1990).**

### 3.4 Cálculo del kerma

En cálculos dosimétricos el kerma,  $K$ , se expresa usualmente en función de la distribución de fluencia energética en energía,  $\Psi_E$ , o de la distribución de fluencia en energía,  $\Phi_E$ , de las partículas no cargadas. El nombre especial para la unidad de kerma es gray (Gy) (Brosed, A. (2011); Berger et al. 2005).

$$K = \int_E \Psi_E \frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} dE = \int_E E\Phi_E \frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} dE, \quad (32)$$

donde  $\mu_{tr}(E)/\rho$  es el coeficiente de transferencia de energía másico de esas partículas no cargadas en el material especificado.

## CAPÍTULO IV PROCEDIMIENTO Y RESULTADOS

### 4. Tratamiento de datos

#### 4.1 Técnica radiológica de referencia:

Se utilizó como técnica convencional, rutinaria o de referencia la técnica radiográfica de alto kV para un examen de Tórax aplicado a un hombre de peso aproximadamente de 60 a 70 kg que se emplea en la sala radiográfica del Instituto Nacional de Enfermedades Neoplásicas (INEN) de Lima - Perú.

**Tabla 2: Técnica convencional de referencia**

kV	Filtración inherente (mm Al)	Filtración adicional fija (mm Cu)	Filtración adicional extra	mA	mAs	SSD (cm)
125	2.8	0.1	No tiene	200	2	150

SSD: Distancia fuente superficie

Para esta técnica de referencia la imagen radiográfica esta aceptada.

#### 4.2 Técnicas radiológicas propuestas:

La selección de la técnica radiológica a proponer se realizó en tres fases:

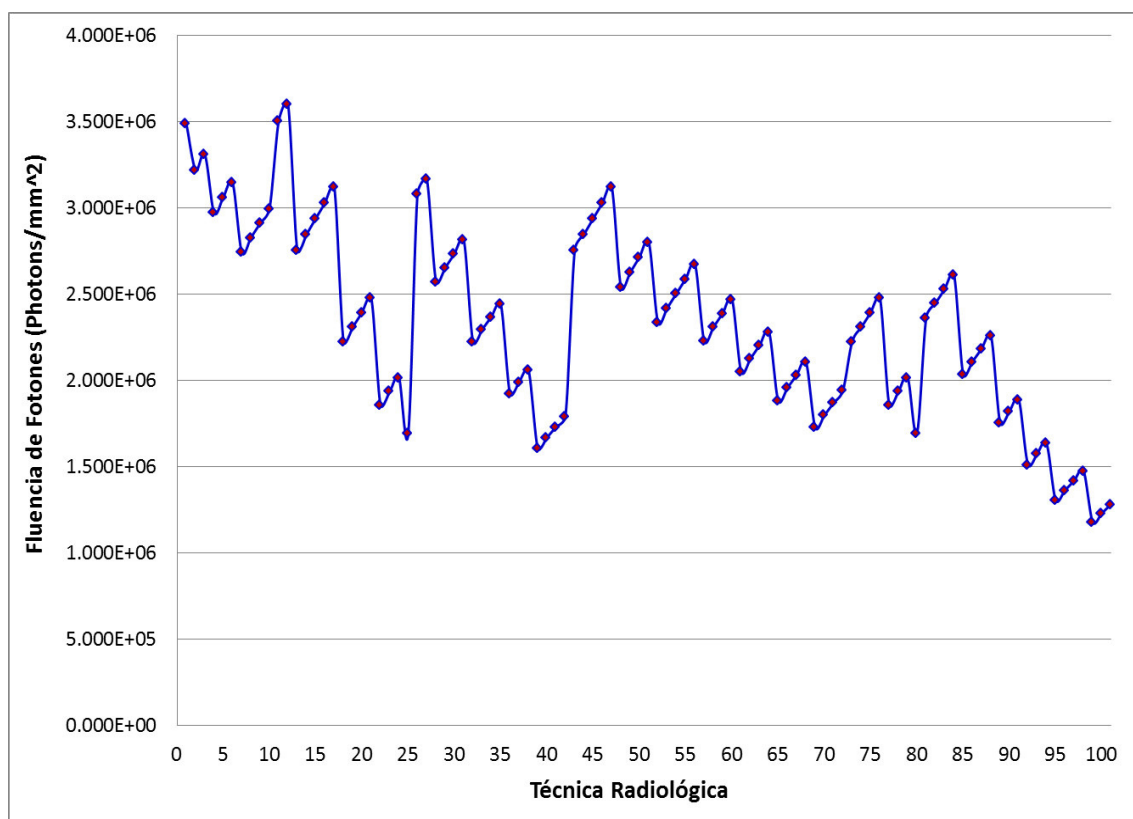
##### 4.2.1.- Definición de técnicas radiológicas

Se definieron 418 técnicas radiológicas (kV, Filtración, mAs, SSD), cuyo intervalo está comprendido entre  $\pm 10$  kV respecto de la técnica de referencia, es decir, entre 115-135 kV a intervalos de 2 kV entre ellos, luego, fueron reproducidas mediante el programa de simulación computacional obteniéndose la energía media (keV) y la fluencia de fotones (fotones/mm<sup>2</sup> a una distancia del foco de 0,75 m) para cada técnica empleada incluyendo la técnica de referencia.

#### 4.2.2.- Optimización de la técnica radiológica a primer nivel (en función de la energía media de referencia)

La energía media de referencia es la correspondiente a la técnica radiológica de referencia igual a 62.3 keV (obtenida de la simulación computacional). En función a esta energía media para un rango de +2 keV se seleccionaron 101 técnicas incluyendo la técnica de referencia, es decir, entre 62.3 keV y 64.3 keV. El intervalo usado de +2 keV de la energía media del haz es para mantener y/o mejorar la calidad de imagen.

La Figura 13 representa la fluencia de fotones por cada técnica obtenida según el intervalo sugerido líneas arriba. Teniendo en cuenta que la fluencia de fotones de rayos x es proporcional a la dosis absorbida, podemos observar que es posible reducir la dosis con algunas técnicas según se muestra en la gráfica.



**Figura 13:** Fluencia de fotones en función de la técnica radiológica, para energía media entre 62.3 keV y 64.3 keV.

#### 4.2.3.- Optimización de la técnica radiológica a segundo nivel (en función de la fluencia de fotones)

La fluencia de fotones de referencia es la correspondiente a la técnica radiológica de referencia igual a  $1.103E+07$  fotones/mm<sup>2</sup> a 75 cm (obtenida de la simulación computacional). En función a esta fluencia de fotones de referencia se seleccionaron siete (07) técnicas de las 101, según el porcentaje en la reducción de dicho parámetro. La selección se realizó de la siguiente forma (ver Tabla 3): La primera técnica es la de mayor porcentaje en reducción en la fluencia de fotones cuya técnica contiene filtro adicional de Tantalio. A partir de la segunda técnica son las de mayor porcentaje en reducción en la fluencia de fotones cuya técnica contiene filtro adicional ya sea de Aluminio o Cobre (Córte Brochi, 1990; López, Salvador, Salgado, Medal, & Jiménez, 2002; Poludniowski, 2007; Poludniowski et al 2009; Querol Vives, 2010; Gonçalves et al, 2004).

Cabe resaltar que existen más técnicas que contienen filtro adicional de tantalio y tienen mejor porcentaje en reducción de la fluencia de fotones que de las técnicas con filtro adicional de aluminio y/o cobre, pero que no son recomendadas por la factibilidad de ser implementadas.

**Tabla 3: Técnicas simuladas (2 mAs, 75 cm de SSD) cuya fluencia de fotones presentan una aceptable reducción porcentual**

Técnica	kV	Filtración Total			Energía media del fotón (keV)	Flujo de fotones a 0.75 m (fotones/mm <sup>2</sup> )	Reducción de fluencia (%)
		Inherente (mmAl)	Adicional fija (mmCu)	Adicional extra			
T0(*)	<b>125</b>	<b>2.8</b>	<b>0.10</b>	<b>No tiene</b>	<b>62.3</b>	<b>1.103E+07</b>	<b>0.00</b>
T1	115	2.8	0.10	60 $\mu$ mTa	62.9	4.723E+06	<b>57.18</b>
T2	115	2.8	No tiene	0.25 mmCu	64.1	6.775E+06	<b>38.58</b>
T3	115	2.8	0.10	3.0 mmAl	62.3	6.917E+06	<b>37.29</b>
T4	117	2.8	0.10	3.0 mmAl	62.9	7.200E+06	<b>34.72</b>
T5	115	2.8	No tiene	0.20 mmCu	62.8	7.442E+06	<b>32.53</b>
T6	119	2.8	0.10	3.0 mmAl	63.4	7.486E+06	<b>32.13</b>
T7	117	2.8	0.10	2.5 mmAl	62.5	7.538E+06	<b>31.66</b>

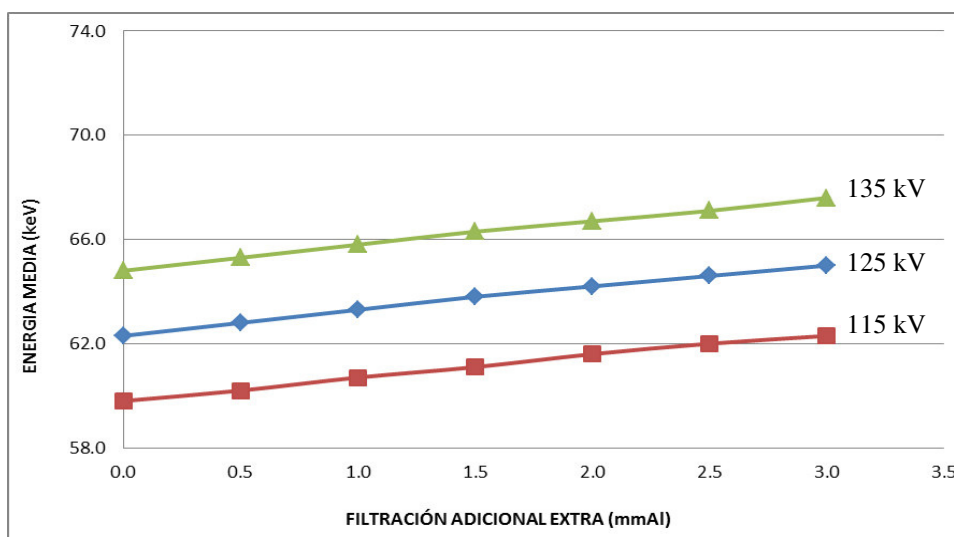
(\*) Técnica de referencia.

## CAPÍTULO V ANÁLISIS DE RESULTADOS Y DISCUSIONES

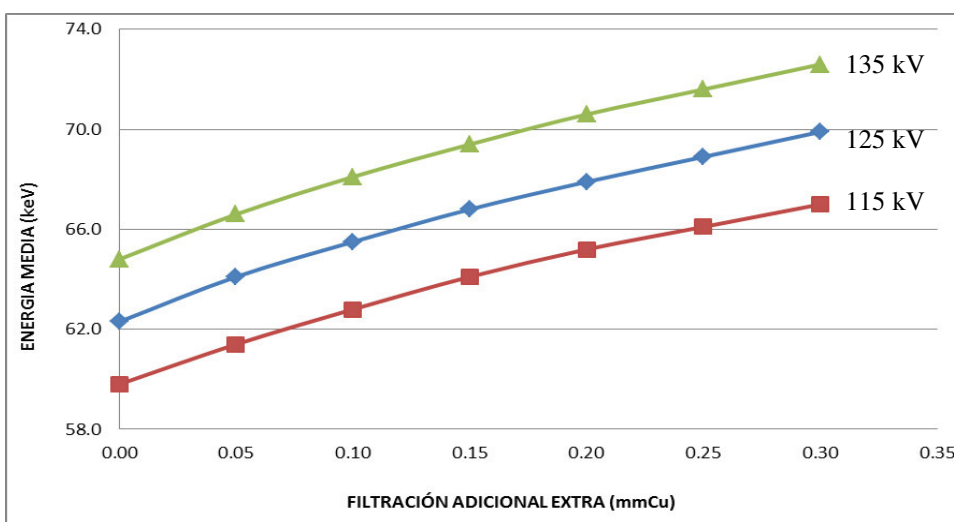
### 5. Análisis de resultados

#### 5.1 Energía media ( $E_m$ ):

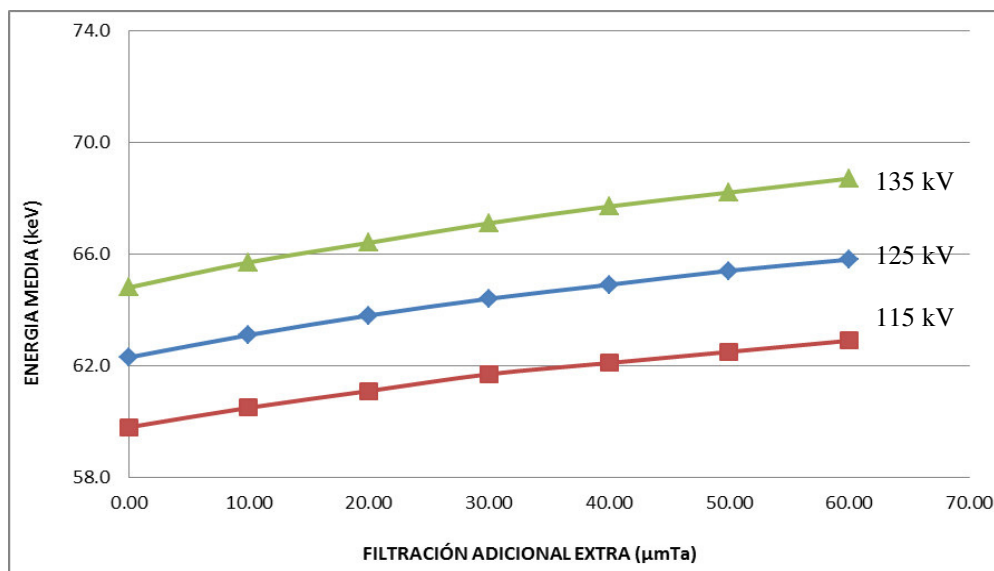
Siendo la energía media un indicador de calidad de imagen, se analizó la  $E_m$  en función del espesor del filtro para cada técnica radiológica, (ver Anexo 5)



**Figura 14:** Energía media (keV) en función de la filtración adicional extra (mmAl), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =12°.



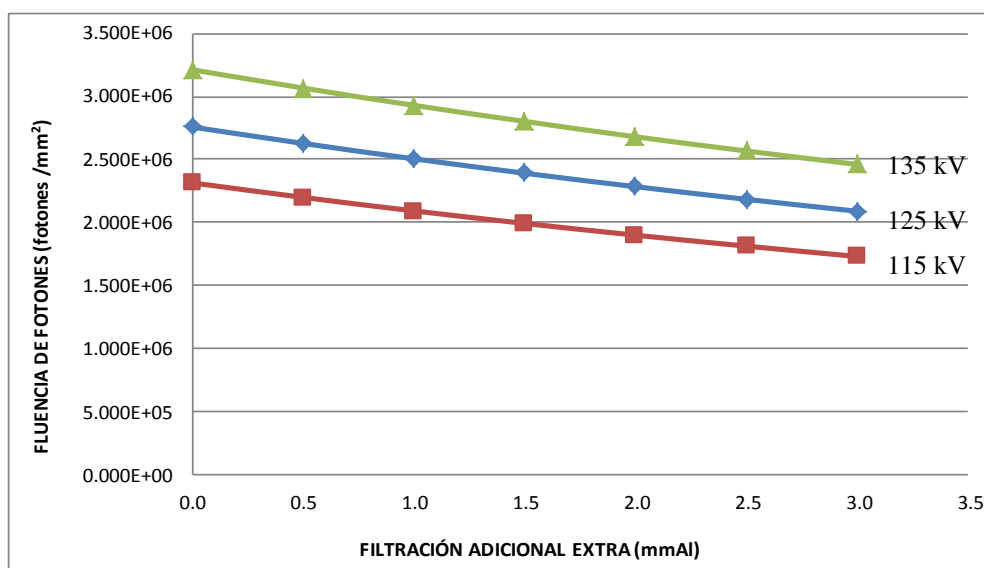
**Figura 15:** Energía media (keV) en función de la filtración adicional extra (mmCu), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =12°.



**Figura 16:** Energía media (keV) en función de la filtración adicional extra ( $\mu\text{mTa}$ ), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =  $12^\circ$ .

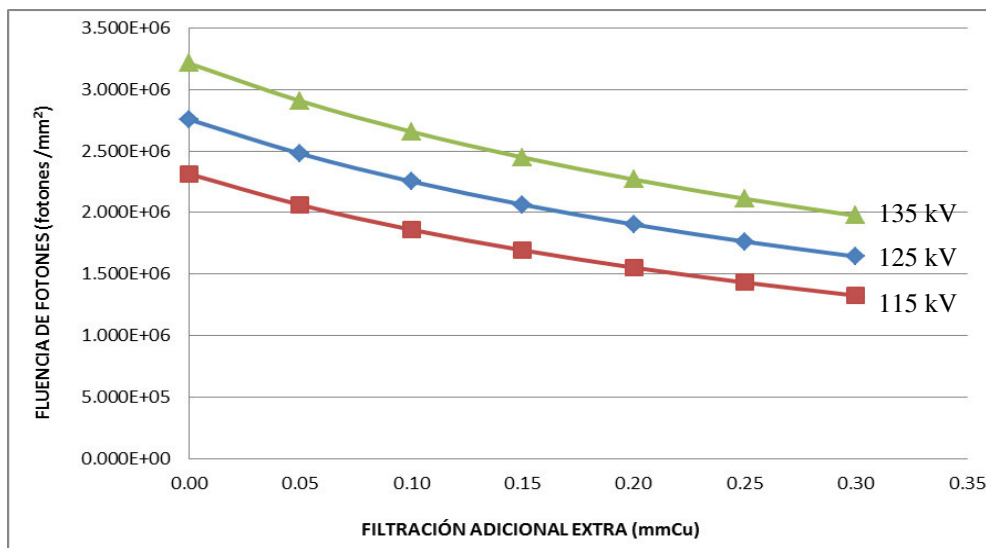
### 5.2 Fluencia de fotones:

Como la dosis absorbida es proporcional a la fluencia de fotones es posible evaluar dicha fluencia en función del espesor del filtro para cada técnica radiológica, (ver Anexo 6).

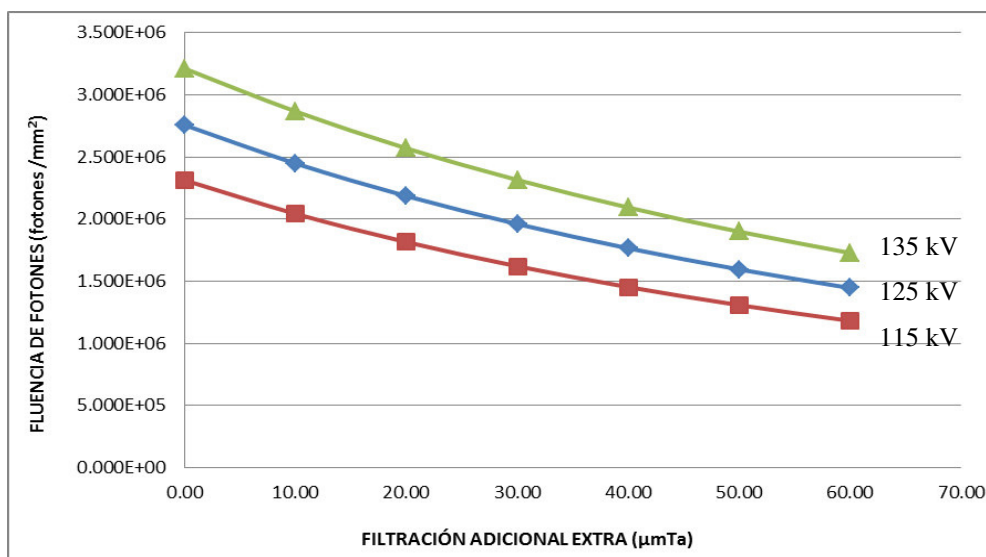


**Figura 17:** Fluencia de fotones (fotones/ $\text{mm}^2$ ) en función de la filtración adicional extra (mmAl), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =  $12^\circ$ .





**Figura 18:** Fluencia de fotones (fotones/mm<sup>2</sup>) en función de la filtración adicional extra (mmCu), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =12°.



**Figura 19:** Fluencia de fotones (fotones/mm<sup>2</sup>) en función de la filtración adicional extra (µmTa), para una filtración inherente 2.8 mmAl + filtración adicional fija de 0.1 mmCu y ángulo del ánodo =12°.

### 5.3 Consolidado de resultados:

Energía media, fluencia de fotones, Kerma en aire e incertidumbres respectivas (cálculos en 2da aproximación).

**Tabla 4: Datos obtenidos con la simulación para las técnica radiográficas propuestas (2 mAs, 75 cm de SSD, ángulo del ánodo 12°)**

	Técnica radiográfica							
	T0	T1	T2	T3	T4	T5	T6	T7
Filtración adicional extra	0.0	60 $\mu$ mTa	0.25 mmCu	3 mmAl	3 mmAl	0.2 mmCu	3 mmAl	2.5 mmAl
Filtración adicional fija	0.1 mmCu	0.1 mmCu	0.0	0.1 mmCu	0.1 mmCu	0.0	0.1 mmCu	0.1 mmCu
Filtración inherente	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl
Kilovoltaje (kV)	125	115	115	115	117	115	119	117
Energía media del fotón (keV)	62.3 $\pm$ 0.35	62.9 $\pm$ 0.40	64.1 $\pm$ 0.37	62.3 $\pm$ 0.36	62.9 $\pm$ 0.36	62.8 $\pm$ 0.36	63.4 $\pm$ 0.36	62.5 $\pm$ 0.36
Fluencia de fotones ( fotones / mm <sup>2</sup> )	1.10E+07 $\pm$ 9.51E+03	4.72E+06 $\pm$ 5.07E+03	6.78E+06 $\pm$ 6.21E+03	6.92E+06 $\pm$ 6.19E+03	7.20E+06 $\pm$ 6.44E+03	7.44E+06 $\pm$ 6.71E+03	7.49E+06 $\pm$ 6.69E+03	7.54E+06 $\pm$ 6.70E+03
Kerma en aire ( $\mu$ Gy)	4.01E+02 $\pm$ 3.01E-01	1.60E+02 $\pm$ 1.55E-01	2.31E+02 $\pm$ 1.90E-01	2.41E+02 $\pm$ 1.93E-01	2.51E+02 $\pm$ 2.00E-01	2.58E+02 $\pm$ 2.08E-01	2.61E+02 $\pm$ 2.06E-01	2.65E+02 $\pm$ 2.09E-01

**Tabla 5: Datos obtenidos con el programa Xcomp5r de referencia para las técnica radiográficas propuestas (2 mAs, 100 cm de SSD, ángulo del ánodo 12°)**

	Técnica radiográfica							
	T0	T1	T2	T3	T4	T5	T6	T7
Filtración adicional extra	0.0	60 $\mu$ mTa	0.25 mmCu	3 mmAl	3 mmAl	0.2 mmCu	3 mmAl	2.5 mmAl
Filtración adicional fija	0.1 mmCu	0.1 mmCu	0.0	0.1 mmCu	0.1 mmCu	0.0	0.1 mmCu	0.1 mmCu
Filtración inherente	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl
Kilovoltaje (kV)	125	115	115	115	117	115	119	117
Energía media del fotón (keV)	61.6	-----	63.3	61.7	62.2	62.1	62.8	61.8
Fluencia de fotones ( fotones / (mA*s*mm <sup>2</sup> ) )	2.86E+06	-----	1.76E+06	1.78E+06	1.86E+06	1.93E+06	1.93E+06	1.95E+06
Kerma en aire ( $\mu$ Gy/mAs)	1.04E+02	-----	5.95E+01	6.20E+01	6.45E+01	6.66E+01	6.71E+01	6.81E+01

Obs: El programa Xcomp5r no contiene datos para filtros de Tantalio.

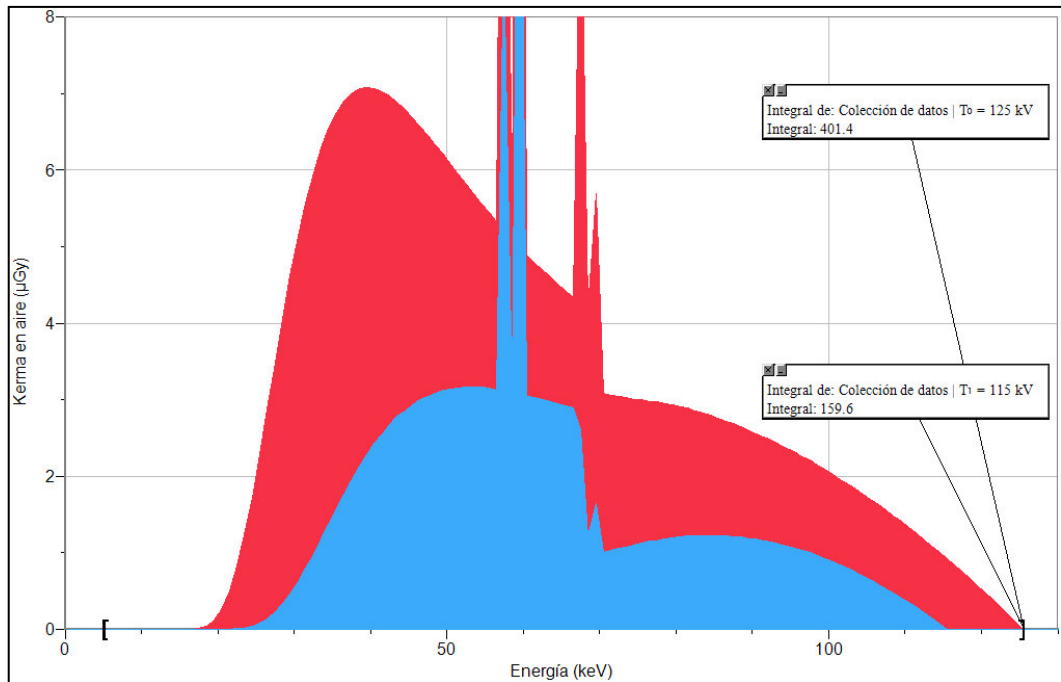
**Tabla 6: Comparación de resultados para las técnicas radiográficas propuestas (SSD=100 cm)**

	Técnica radiográfica							
	T0	T1	T2	T3	T4	T5	T6	T7
<b>Energía media del fotón (keV)</b>								
<b>XSPMAS</b>	62.3 ± 0.35	62.9 ± 0.40	64.1 ± 0.37	62.3 ± 0.36	62.9 ± 0.36	62.8 ± 0.36	63.4 ± 0.36	62.5 ± 0.36
<b>XCOMP5R</b>	61.6		63.3	61.7	62.2	62.1	62.8	61.8
<b>Desviación (%)</b>	<b>1.14</b>		<b>1.26</b>	<b>0.97</b>	<b>1.13</b>	<b>1.13</b>	<b>0.96</b>	<b>1.13</b>
<b>Fluencia de fotones ( fotones / mm<sup>2</sup> )</b>								
<b>XSPMAS</b>	6.20E+06 ± 5.35E+03	2.66E+06 ± 2.85E+03	3.81E+06 ± 3.50E+03	3.89E+06 ± 3.48E+03	4.05E+06 ± 3.62E+03	4.19E+06 ± 3.78E+03	4.21E+06 ± 3.76E+03	4.24E+06 ± 3.77E+03
<b>XCOMP5R</b>	5.72E+06	-----	3.51E+06	3.57E+06	3.72E+06	3.86E+06	3.87E+06	3.89E+06
<b>Desviación (%)</b>	<b>8.39</b>		<b>8.51</b>	<b>8.99</b>	<b>8.93</b>	<b>8.45</b>	<b>8.92</b>	<b>8.89</b>
<b>Kerma en aire (μGy)</b>								
<b>XSPMAS</b>	225.78 ± 0.17	89.77 ± 0.09	129.82 ± 0.11	135.81 ± 0.11	141.31 ± 0.11	145.00 ± 0.12	146.90 ± 0.12	148.84 ± 0.12
<b>XCOMP5R</b>	208.20		118.98	124.02	129.08	133.22	134.20	136.14
<b>Desviación (%)</b>	<b>8.44</b>		<b>9.11</b>	<b>9.51</b>	<b>9.48</b>	<b>8.84</b>	<b>9.47</b>	<b>9.33</b>

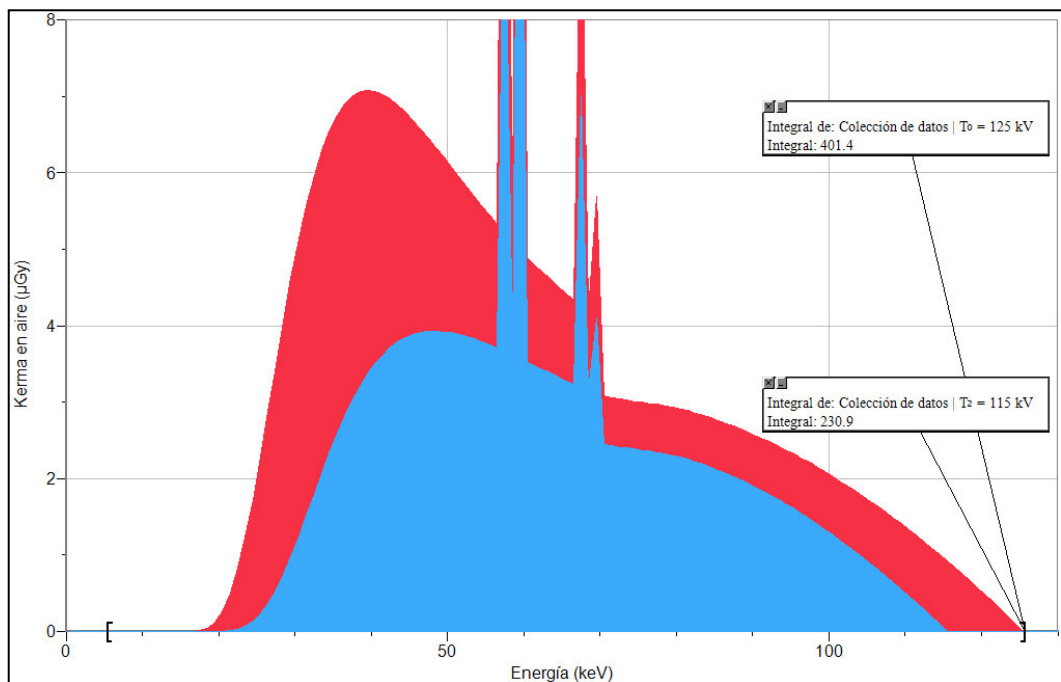
**Tabla 7: Reducción porcentual del kerma en aire, comparaciones espectrales.**

Técnica radiográfica								
	T0	T1	T2	T3	T4	T5	T6	T7
<b>Para energías de 5 keV – 125 keV</b>								
<b>Kerma en aire (<math>\mu\text{Gy}</math>)</b>	4.01E+02 $\pm$ 3.01E-01	1.60E+02 $\pm$ 1.55E-01	2.31E+02 $\pm$ 1.90E-01	2.41E+02 $\pm$ 1.93E-01	2.51E+02 $\pm$ 2.00E-01	2.58E+02 $\pm$ 2.08E-01	2.61E+02 $\pm$ 2.06E-01	2.65E+02 $\pm$ 2.09E-01
<b>Reducción porcentual (%)</b>	<b>0.00</b>	<b>60.24</b>	<b>42.50</b>	<b>39.85</b>	<b>37.41</b>	<b>35.78</b>	<b>34.94</b>	<b>34.08</b>
<b>Para energías de 5 keV – 50 keV</b>								
<b>Kerma en aire (<math>\mu\text{Gy}</math>)</b>	1.59E+02 $\pm$ 4.32E-01	4.77E+01 $\pm$ 1.73E-01	6.91E+01 $\pm$ 2.32E-01	8.56E+01 $\pm$ 2.63E-01	8.71E+01 $\pm$ 2.68E-01	8.72E+01 $\pm$ 2.74E-01	8.84E+01 $\pm$ 2.73E-01	9.49E+01 $\pm$ 2.86E-01
<b>Reducción porcentual (%)</b>	<b>0.00</b>	<b>70.11</b>	<b>56.69</b>	<b>46.29</b>	<b>45.41</b>	<b>45.32</b>	<b>44.54</b>	<b>40.47</b>

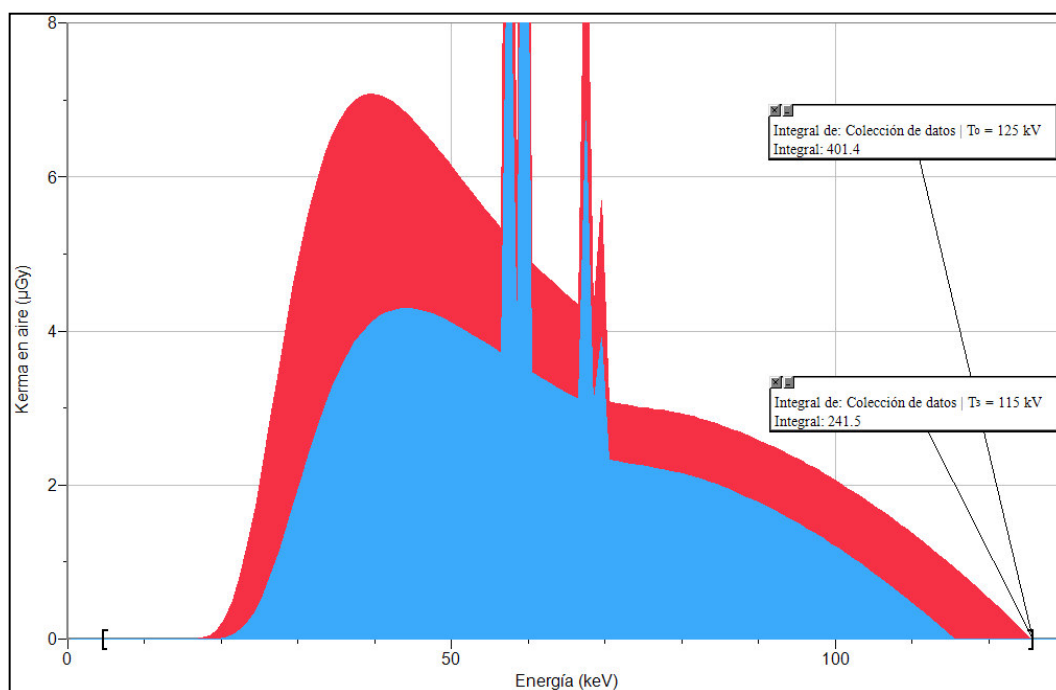
#### 5.4 Reducción del kerma en aire, comparaciones espectrales (5 a 125 keV):



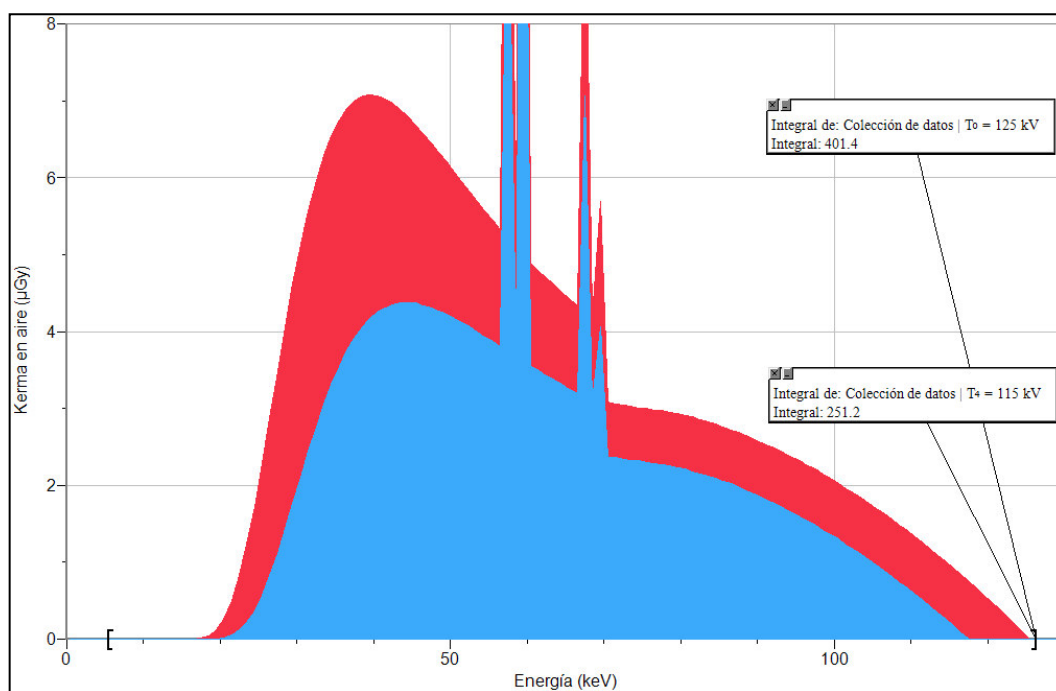
**Figura 20:** Kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T1 (115 kV, 0.1 mmCu+60  $\mu\text{mTa}$ , 2.0 mAs, 0.75 m).



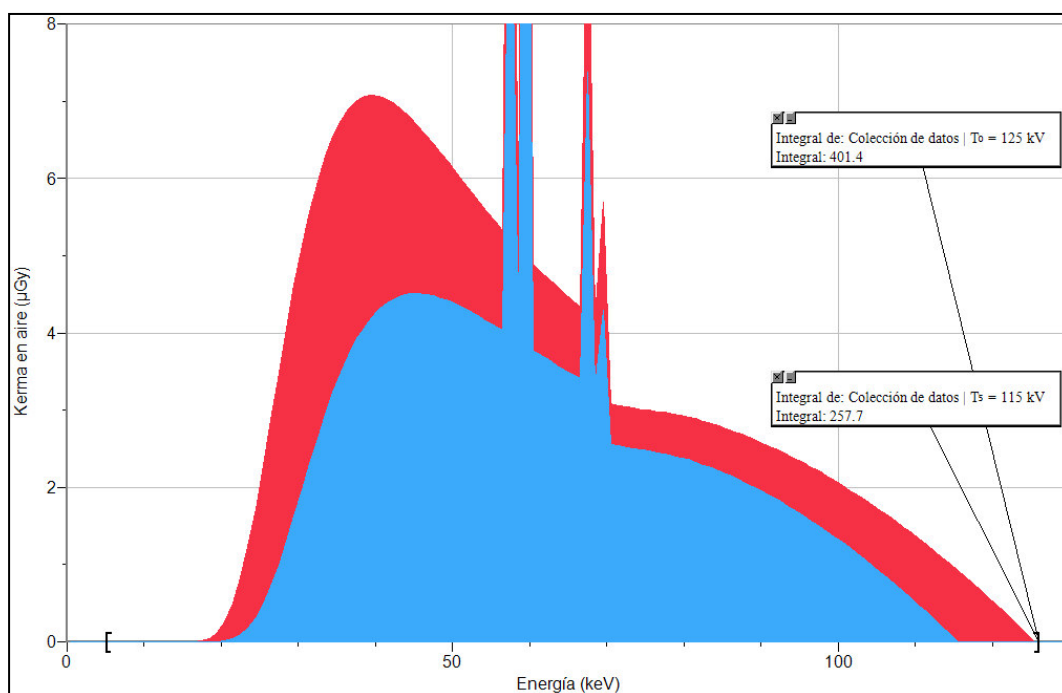
**Figura 21:** Kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T2 (115 kV, 0.25 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m).



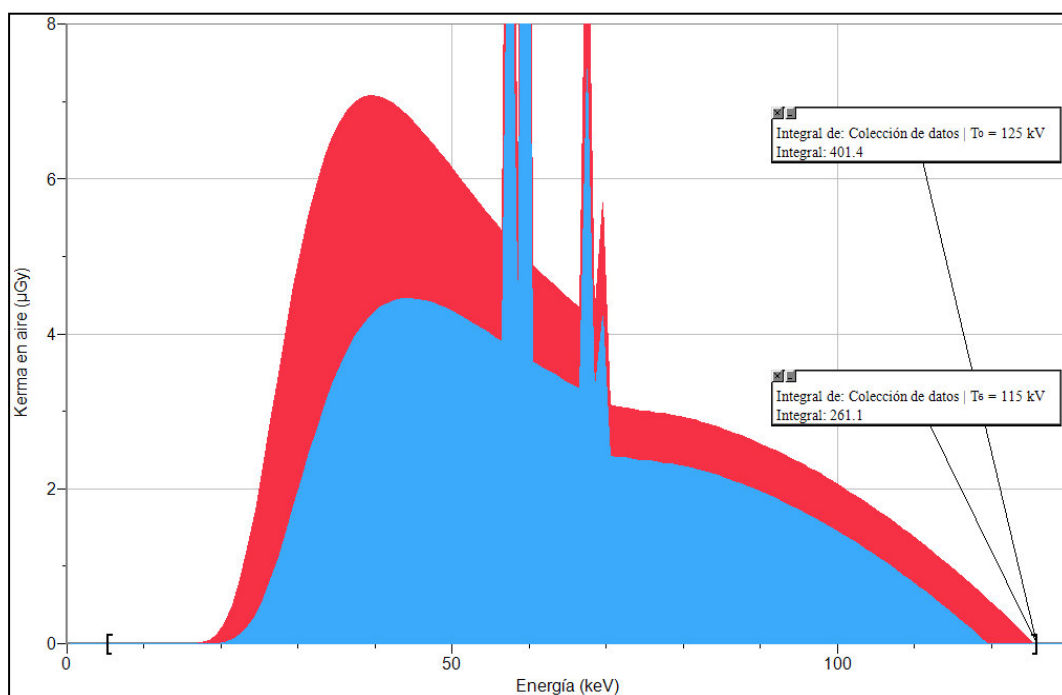
**Figura 22:** Kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T3 (115 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).



**Figura 23:** Kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T4 (117 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).

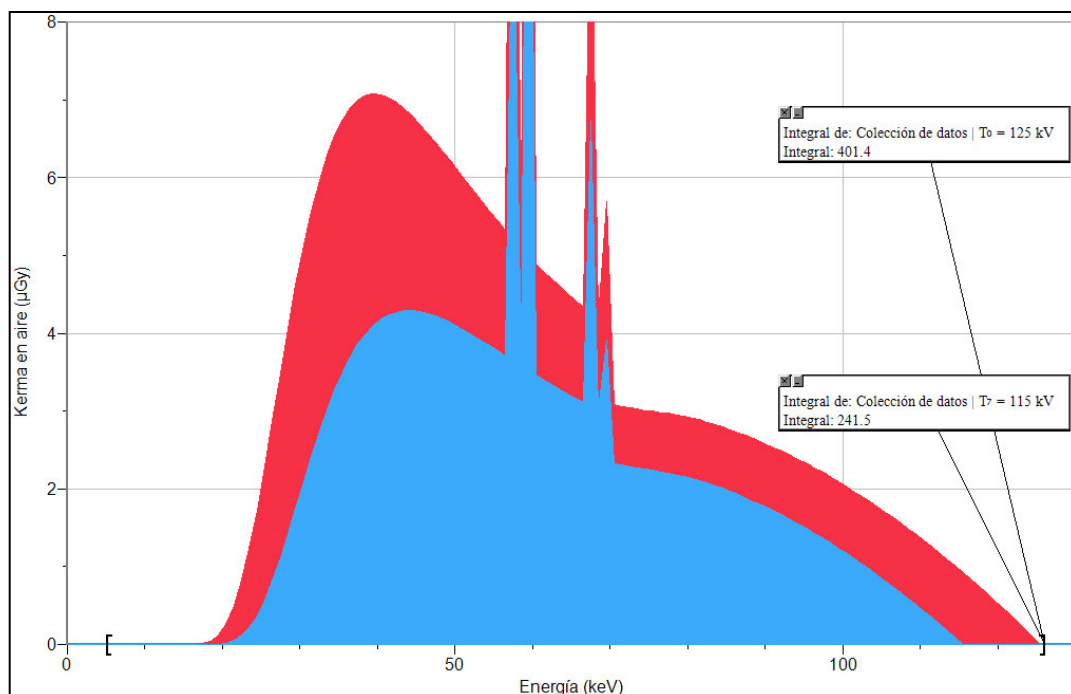


**Figura 24:** Kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T5 (115 kV, 0.2 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m).



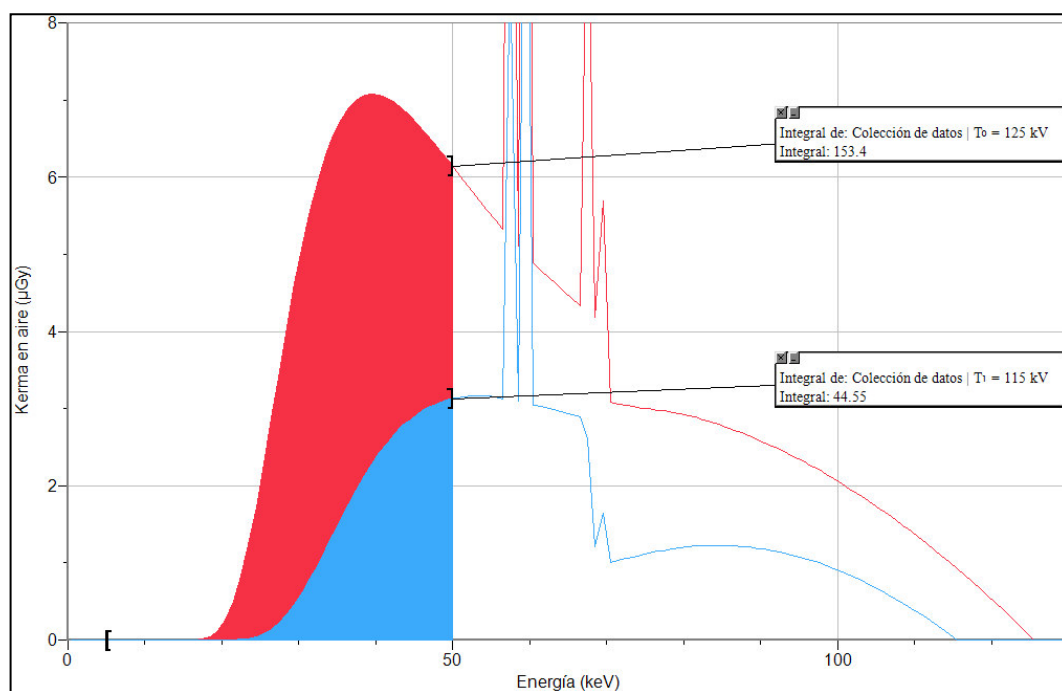
**Figura 25:** Kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T6 (119 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).



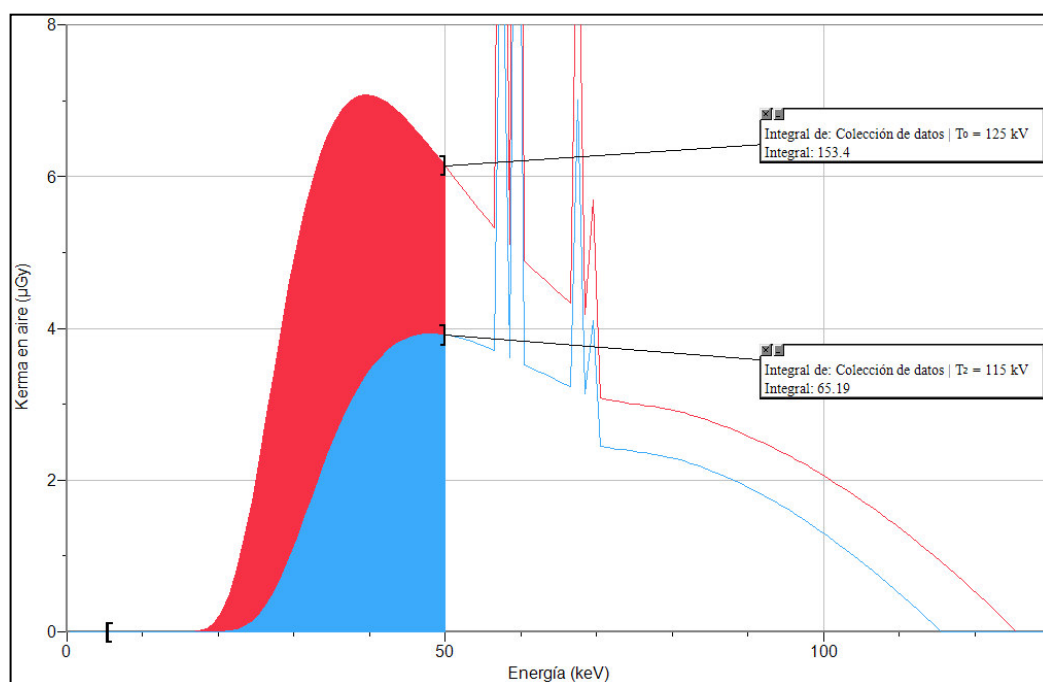


**Figura 26:** Kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en función de la energía (keV), comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T7 (117 kV, 0.1 mmCu+2.5 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).

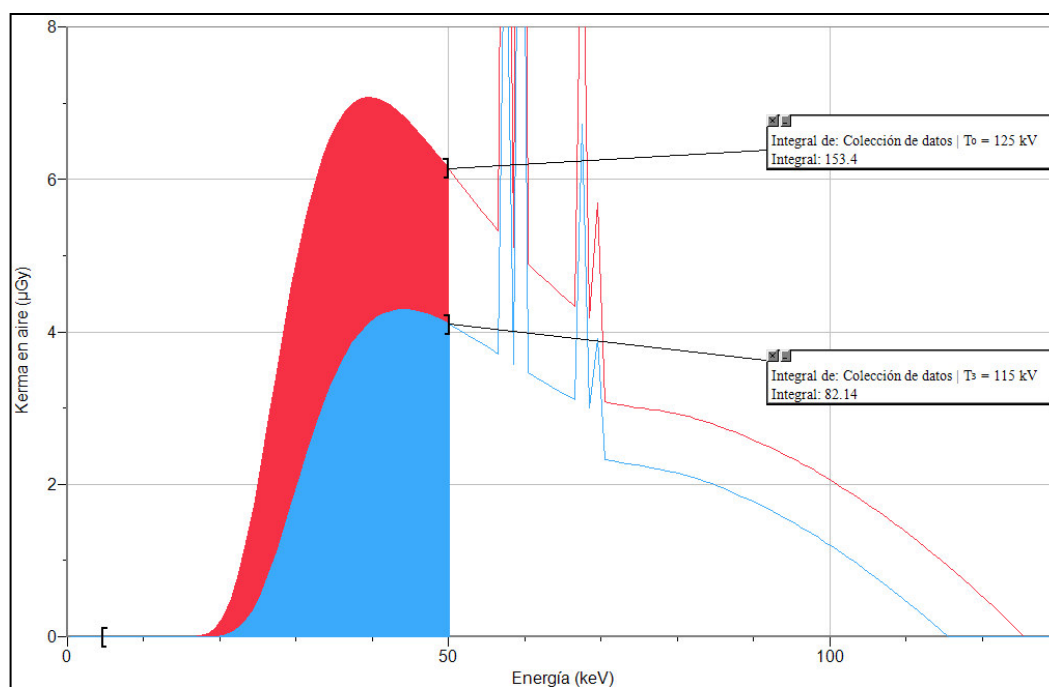
### 5.5 Reducción del kerma en aire, comparaciones espectrales (5 a 50 keV):



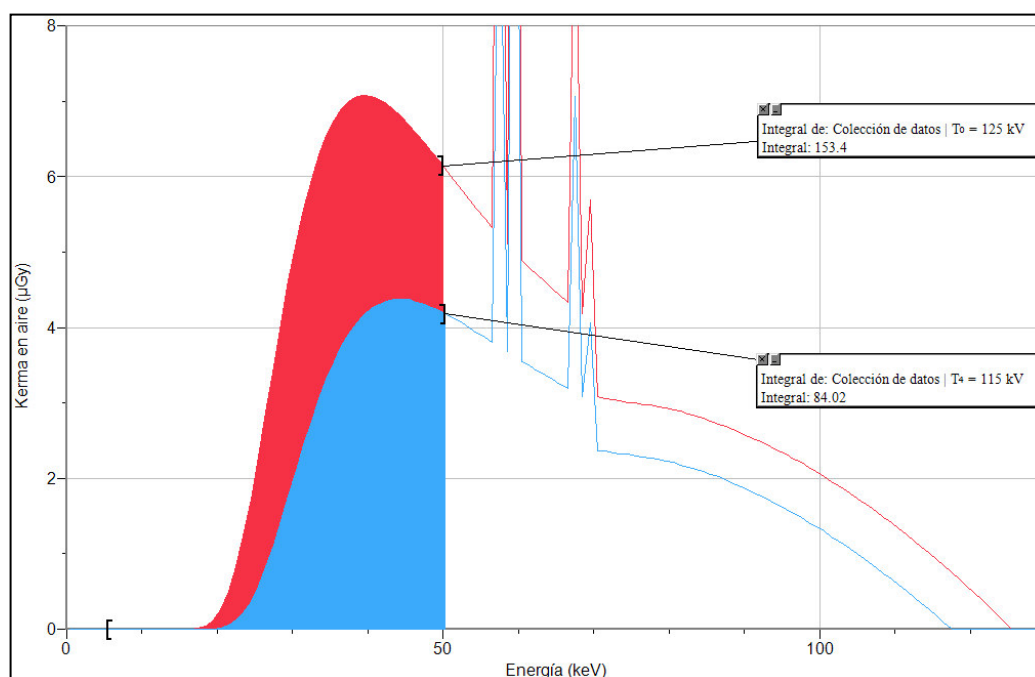
**Figura 27:** Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 70.11 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T1 (115 kV, 0.1 mmCu+60  $\mu\text{mTa}$ , 2.0 mAs, 0.75 m).



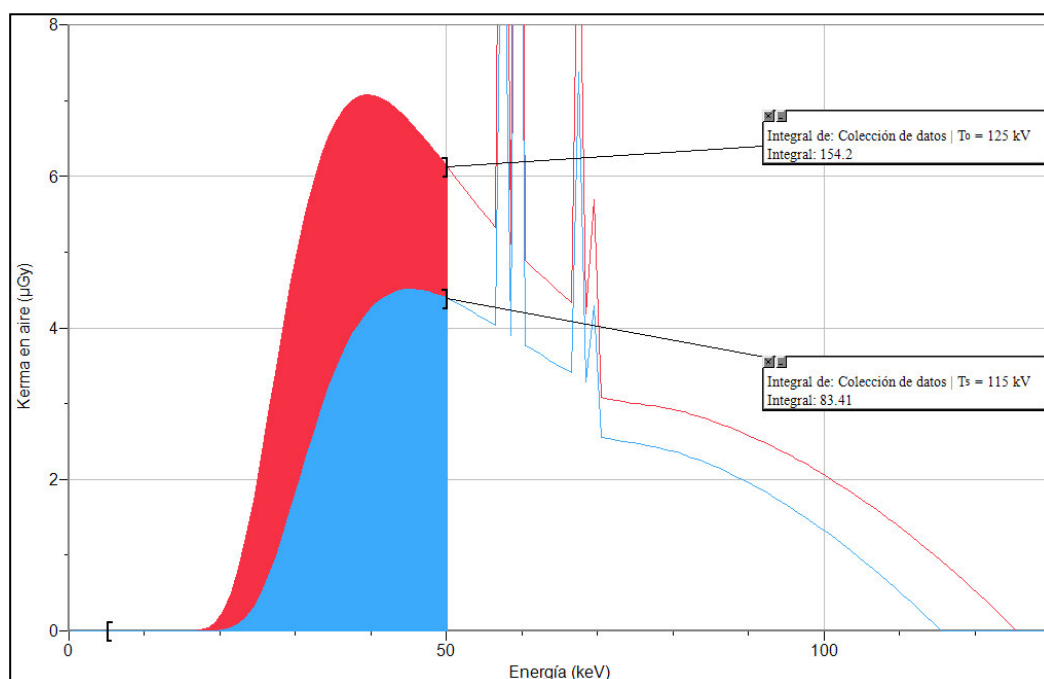
**Figura 28:** Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 56.69 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T2 (115 kV, 0.25 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m).



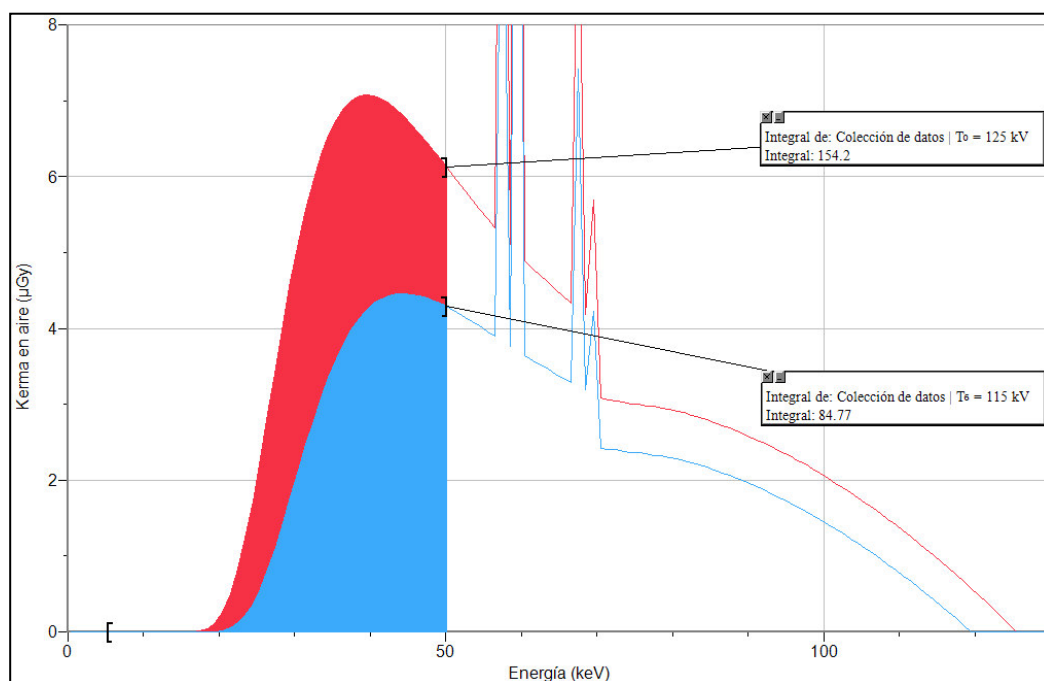
**Figura 29:** Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 46.29 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T3 (115 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).



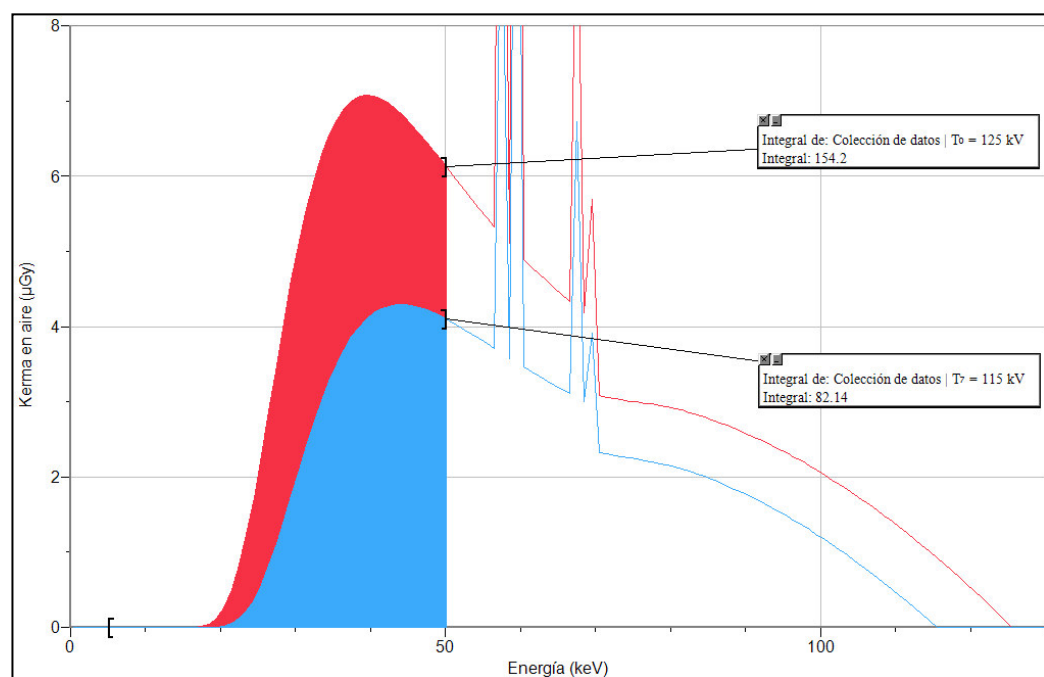
**Figura 30:** Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 45.41 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T4 (117 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).



**Figura 31:** Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 45.32 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T5 (115 kV, 0.2 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m).



**Figura 32:** Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 44.54 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T6 (119 kV, 0.1 mmCu+3.0 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).



**Figura 33:** Reducción del kerma en aire ( $\mu\text{Gy}$ ) en un 40.47 %, comparativo entre la técnica de referencia T0 (125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y la técnica T7 (117 kV, 0.1 mmCu+2.5 mmAl, 2.0 mAs, 0.75 m).

### 5.6 Prueba de imagen (parámetros)

Lecturas observacionales sobre las placas radiográficas usando un fantomas para el control de calidad de imágenes según TOR CDR, para la técnica de referencia usada (**T0**: 125 kV, 0.1 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m) y una técnica propuestas (**T2**: 115 kV, 0.25 mmCu, 2.0 mAs, 0.75 m).

**Tabla 8: Parámetros de contraste para la prueba de imagen.**

Técnica	Alto contraste			Bajo contraste		Resolución	
	kV	Número de discos	Contraste	Numero de discos	Contraste	Número de grupos	Frecuencia espacial
T0	125	9	0.203	11	0.013	12	1.60
T2	115	10	0.167	12	0.011	12	1.60

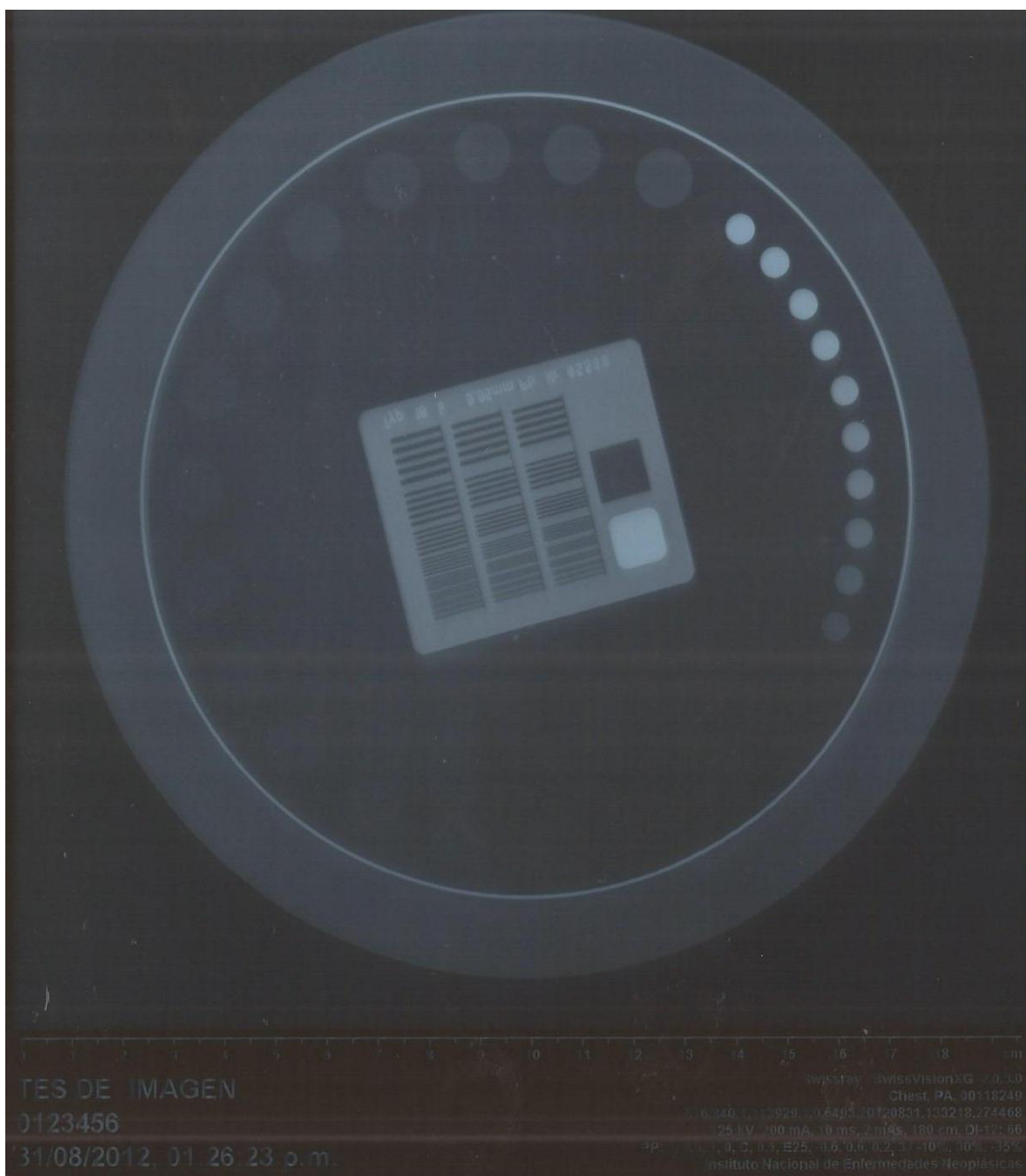
Referencia:

Leeds Test Objects, TOR CDR (Manual) (2010).

## 5.7 Prueba de imagen (películas)

### 5.7.1. Técnica radiográfica de referencia (T0):

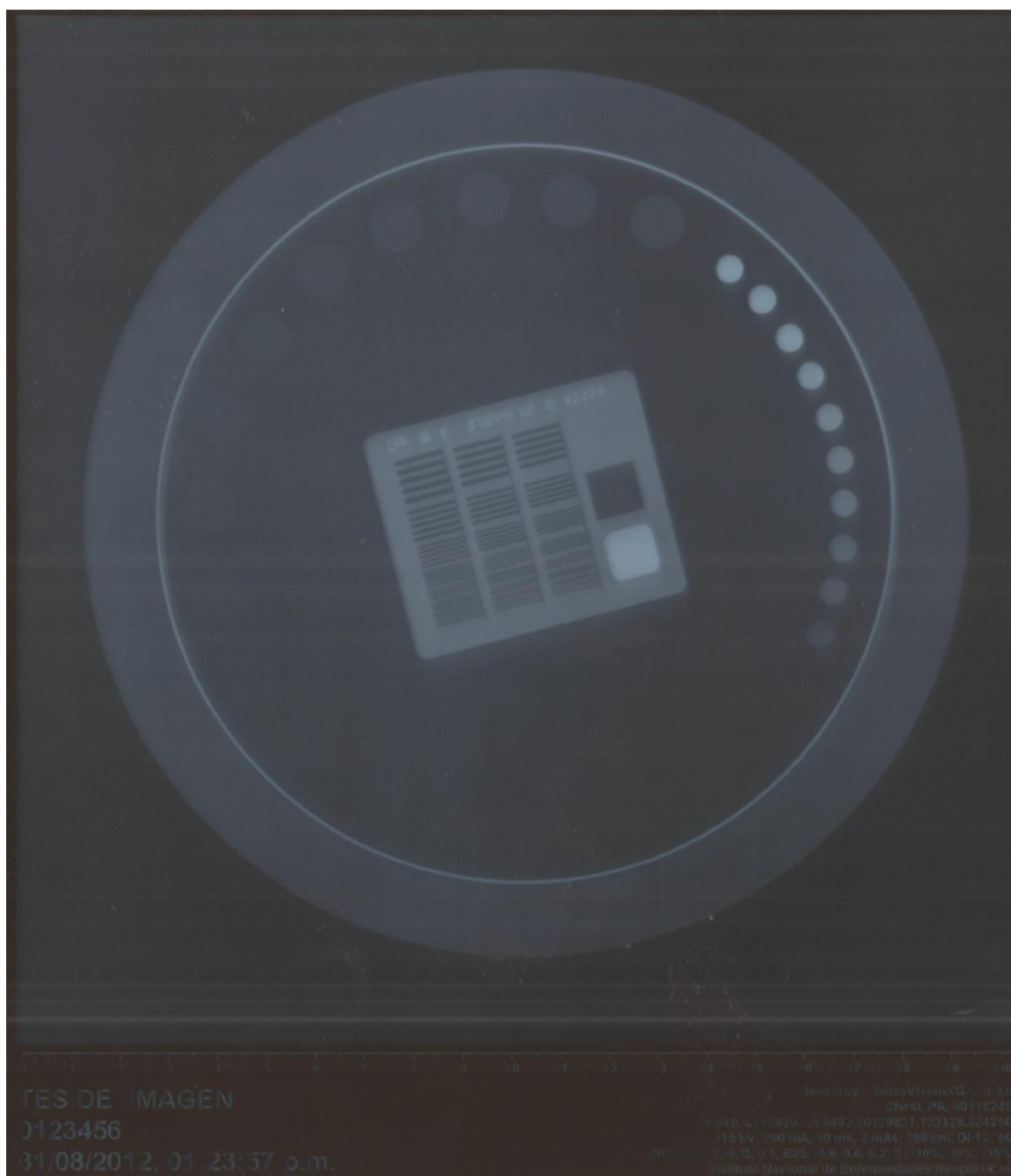
125 kV, 200 mA, 10 ms, 2 mAs, 100 cm.



**Figura 34:** Técnica radiográfica T0; 125 kV, 200 mA, 10 ms, 2 mAs, 100 cm, del Departamento de Radiodiagnóstico del Instituto Nacional de Enfermedades Neoplásicas de Lima - Perú.

**5.7.2. Técnica radiográfica experimental (T2):**

115 kV, 200 mA, 10 ms, 2 mAs, 100 cm.



**Figura 35: Técnica radiográfica T2; 115 kV, 200 mA, 10 ms, 2 mAs, 100 cm, del Departamento de Radiodiagnóstico del Instituto Nacional de Enfermedades Neoplásicas de Lima - Perú.**

## 5.8. *Discusiones*

1. Mediante el método semiempírico basado en la teoría desarrollada por Birch y Marshall (1979), se reprodujo los espectros de rayos X, los cuales son comparados con los espectros obtenidos con el programa de simulación XCOMP5R (el cual está basado en la técnica de Montecarlo) (Berger, et al. 2005).
2. De la Figura 13 se observa en la gráfica que encontramos varios mínimos en la fluencia de fotones para varias técnicas, lo cual nos indica que podemos obtener técnicas que hacen disminuir la dosis absorbida, debido a que la dosis absorbida está en proporción a la fluencia de fotones. En la Figura 13 los mínimos son para filtraciones de Tantalio, seguido de cobre y finalmente de aluminio (López et al, 2002; Poludniowski, 2007; Poludniowski et al. 2009).
3. De la Tabla 3, los espectros de las técnicas: de referencia T0 y experimental T2 (la cual sugerimos para filtración de cobre) tienen una diferencia de energía medias del fotón de 1.8 keV, la cual no influye apreciablemente en la calidad de la imagen (ver Tabla 8 y ver Figuras 34 y 35). Con esto nos aseguramos que están pasando aproximadamente la misma cantidad de fotones suficientes para reproducir la misma calidad de imagen o incluso mejorarla.
4. De las Figuras 14, 15 y 16; para los filtros de aluminio, cobre y tantalio respectivamente, se observa que con el incremento de la filtración se incrementa la energía media, por lo tanto se incrementa la calidad de la imagen (hasta el punto que se mantenga el orden de magnitud de la cantidad de fotones que llegan al receptor).
5. De las Figuras 17, 18 y 19; para los filtros de aluminio, cobre y tantalio respectivamente, se observa que con el incremento de la filtración disminuye la fluencia de fotones, por lo tanto disminuye la dosis absorbida en la superficie de la piel del paciente.



6. De las discusiones 4 y 5 podemos indicar que la energía tiene relación con la calidad del haz, entonces tiene relación con la penetración del haz y si mejoramos y/o mantenemos esa energía, nos aseguramos que están pasando la misma cantidad de fotones como para producir la misma imagen anterior o mejorada en todo caso y por lo tanto la dosis absorbida se ve reducida.
  
7. De la Tabla 7: Para efecto de graficar los espectros de rayos X se ha considerado desde el valor de 0.5 keV hasta 125.0 keV en el eje de las abscisas y como puede observarse el kerma en aire (eje de las ordenadas) tiene valor significativo (International Atomic Energy Agency (IAEA), 2008; Centro Español de Metrología., 2008; Hughes & Hase, 2010) a partir de (aproximadamente) 5.0 keV en adelante, Entonces:
  - Al comparar los espectros (kerma en aire en función de la energía) de 5.0 keV a 125.0 keV, se encuentra una reducción máxima de 42.50 % del kerma en aire considerando las técnicas propuestas de T2 a T7 (ver Figuras 20 a la 26).
  - Al comparar los espectros (kerma en aire en función de la energía) de 5.0 keV a 50.0 keV, se encuentra una reducción de 56.69 % del kerma en aire considerando las técnicas propuestas de T2 a T7 (ver Figuras 27 a la 33).
  
8. De la Tabla 8: No se observa pérdida apreciable en la calidad de la imagen por los siguientes indicadores (Leeds Test Objects Limited, 2010); Alto Contraste, Bajo Contraste y en la Resolución espacial, y por el contrario se observa una mejora en la calidad de imagen.

## CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

### *Conclusiones*

1. La metodología desarrollada muestra que en la técnica de alto kilovoltaje (mayores a 100 kV) los filtros de aluminio ya no tienen una eficacia en la atenuación selectiva del haz (atenuar los haces de baja energía), y en su lugar, es más adecuado usar otros materiales de filtros, como el cobre, el cual reduce la dosis absorbida en la superficie de entrada del paciente hasta un 56.69 %.
2. Las evaluaciones demuestran la mayor eficacia del filtro de tantalio en la reducción de la dosis absorbida en la superficie de entrada del paciente hasta un 70.11 %. Esto es debido a que el tantalio presenta una fuerte dependencia energética de su coeficiente de atenuación, en el rango de energía de rayos x diagnóstico.
3. Se concluye que es esencial el conocimiento exacto de la energía efectiva del haz de rayos X (el cual puede aproximarse a la energía media), ya que define el nivel de contraste de la imagen radiográfica. Para este trabajo la energía media calculada para la técnica radiológica usada rutinariamente, fue de 62.3 keV de tal manera que las técnicas propuestas son seleccionadas en base al criterio de +2 keV para asegurar el mismo nivel de contraste de la imagen y con ello reproducir la misma calidad de la imagen o mejorada.
4. Se puede afirmar que la utilización de los métodos matemáticos de iteración usados son una herramienta para verificar la calidad del haz de rayos X

diagnósticos, la cual es utilizada mediante la reconstrucción del espectro de rayos X de la técnica radiológica considerada.

5. Se concluye que con la metodología aplicada basada en la evaluación de los espectros de rayos X es posible reducir la dosis absorbida que reciben los pacientes en los exámenes de diagnósticos con rayos X hasta un 56.69 % (con el uso de filtros de cobre) y hasta un 70.11 % (con el uso de filtros de tantalio) favoreciendo de esta manera a garantizar la calidad y seguridad de los procedimientos de radiodiagnósticos con el uso de los rayos X.
6. Se concluye que el método aplicado representa un método complementario para realizar el control de calidad de equipos de rayos X de diagnóstico, el cual muestra ventajas como: proceso de cálculo sencillo y ahorro de tiempo en la caracterización del espectro de rayos X de uso clínico.

## ***Recomendaciones***

- 1 Emplear la metodología aplicada (combinación de parámetros: kV, mAs, filtración) para reproducir las calidades de haces de rayos x empleados en los servicios de radiología diagnóstica.
- 2 Para calcular la dosis en un espectro de rayos X es preferible no trabajar con distribuciones normalizadas. Ya que éstas no permiten apreciar diferencias gráficas sustanciales.
- 3 Emplear la metodología aplicada como un tópico de entrenamiento para los físicos médicos debido a que con ello se contribuiría a una protección radiológica efectiva del paciente (Hughes & Hase, 2010; International Atomic Energy Agency (IAEA), 2011; British Standard (BSI), 2006).
- 4 Buscar la factibilidad de implementar los filtros de Tantalio, ya que estos filtros reducen en forma más efectiva, la dosis absorbida innecesaria en el paciente en comparación a la reducción producida por los filtros de cobre y aluminio.
- 5 Acondicionar el algoritmo de cálculo (de reproducción de los espectros de rayos X) para que provea valores de energía media, dosis absorbida y kerma en aire.
- 6 Para futuros trabajos se sugiere optimizar las imágenes de diagnóstico mediante la metodología aplicada, empleando diferentes materiales de filtros.
- 7 Para futuros trabajos, al definir las técnicas radiológicas, reducir la ventana de trabajo comprendido entre  $\pm 5$  kV respecto de la técnica de referencia, para obtener resultados más óptimos.

## **REFERENCIAS**

Benavente, T. (1992). Determinación del Espectro Continuo de Rayos X por Método de Absorción y Transformada de Laplace, Tesis de Licenciatura, UNMSM, Lima.

Berger, M. J., Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., Chang, J., Coursey, J. S., Sukumar, R. & Zucker, D. S. (2005). XCOM: Photon Cross Section Database version 1.3 , NIST, Gaithersburg, MD, Online available: [http:// physics.nist.gov/xcom](http://physics.nist.gov/xcom), May 10, 2007 .

Birch, R. & Marshall, M. (1979). Computation of bremsstrahlung x-ray spectra and comparison with spectra measured with a ge(li) detector., Phys. Med. Biol., 1979, Vol 24, No. 3, 505-517. Printed in Great Britain.

British Standard (BSI), (2006). Medical diagnostic X-ray equipment — Radiation conditions for use in the determination of characteristics., British Standard. BS EN 61267:2006. United Kingdom.

Brosed, A. (2011). Fundamentos de Física Médica, Volumen 1: Medida de la radiación, Sociedad Española de Física Médica, Madrid.

Centro Español de Metrología., (2008). Evaluación de datos de medición, Guía para la expresión de la incertidumbre de medida”. JCGM 100:2008., Edición digital 1 en español (traducción 1ª Ed. Septiembre 2008).

Córte Brochi, M. A., (1990). Métodos de Simulacao Computacional para Reducao de Dose, em Radiodiagnóstico, Dissertacao 004, Ribeirao Preto.

Dyson, N. A. (1975). Characteristic X-rays --- A Still Developing Subject, Phys. Med. Biol., Vol. 20, No. 1, 1-29.

Gonçalves, A., Domingos de Almeida Rollo, J. M., Gonçalves, M., Haiter Neto, F. & Bóscolo, F. N., (2004). Effects of Aluminum-Copper Alloy Filtration on Photon Spectra, Air Kerma Rate and Image Contrast. Braz Dent J. 15(3): 214-219. ISSN 0103-6440.

Hughes, I. G. & Hase, T. P. A., (2010). Measurements and their Uncertainties, A practical guide to modern error analysis. Oxford University Press Inc., New York.

International Organization for Standardization (ISO), (1995). X and Gamma Reference Radiations for Calibrating Dosimeters and Doserate Meters and for Determining their Response as a Function of Photon Energy, Revision of ISO 4037/PART 1, setiembre 1995.

International Atomic Energy Agency (IAEA), (2007). Dosimetry in Diagnostic Radiology: An International Code of Practice, Technical Reports Series N° 457, International Atomic Energy Agency, Vienna.

International Atomic Energy Agency (IAEA), (2008). Measurement uncertainty: A practical guide for secondary standards dosimetry laboratories, IAEA-TECDOC-1585., Printed by the IAEA in Austria, Mayo 2008.

International Atomic Energy Agency (IAEA), (2011). Auditorias Clínicas completas de prácticas de radiología diagnóstica: un instrumento para mejorar la calidad., Colección de Salud Humana del OIEA N° 4. Editorial: OIEA. Viena-Austria.

International Atomic Energy Agency (IAEA), (2014). Diagnostic Radiology Physics: A Handbook for Teachers and Students, Printed by the IAEA in Austria Vienna, September.

International Commission on Radiological Protection (ICRP), (2007). The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 103. Ann. ICRP 37 (2-4).

Johns, H. E. & Cunningham, J. R. (1983). The Physics of Radiology, Fourth Edition, Charles C. Thomas Illinois, USA.

Khan, F. M. (1994). The Physics of Radiation Therapy, Second Edition, Maryland, USA.

Leeds Test Objects Limited, (2010)., Leeds Test Objects, TOR CDR (Manual).United Kindong.

López, A., Salvador, F., Salgado, M., Medal, D. & Jiménez, P., (2002). Reducción de dosis en radiología intervencionista: efecto de la filtración de Tántalo. SEPR. España.

Márquez, F., Patiño, G. & Pillco, N. (2009). Fundamentos Físicos del Radiodiagnóstico, Deposito Legal N° 2009 – 01661, Lima-Perú.

Mugarra, C. F. & Chavarría, M. (2004) La Radiología Digital: Adquisición de imágenes., I+S, Informática y Salud. N° 45. Marzo. Monográfico Radiología Digital.

Poludniowski, G., (2007). Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part II. X-ray production and filtration in x-ray targets, Medical Physics, Vol. 34(6), 2175-2186. United Kingdom

Poludniowski, G., Landry, G., De Blois, F., Evans, P. M. & Verhaegen, F., (2009). SpekCalc: a program to calculate photon spectra from tungsten anode x-ray tubes. IOP Publishing physics in medicine and biology. Phys. Med. Biol. 54.

Querol Vives, A. (2010). Técnicas de Reconstrucción del Espectro Primario de Rayos x mediante el código de Monte Carlo MCNP5. Universidad Politécnica de Valencia, Diciembre.

Ruiz Manzano, P. (2012). Fundamentos de Física Médica, Volumen 2: Radiodiagnóstico: bases físicas, equipos y control de calidad, Sociedad Española de Física Médica, Madrid.

Santa Cruz, J. & Márquez, F. (2010). Reducción de la dosis en exámenes diagnósticos mediante el conocimiento de los factores que modifican el espectro de rayos x., V Congreso Latinoamericano de Física Médica: proyecto código: RXE34; Cusco - Perú. Mayo, 2010.

## ANEXO 1

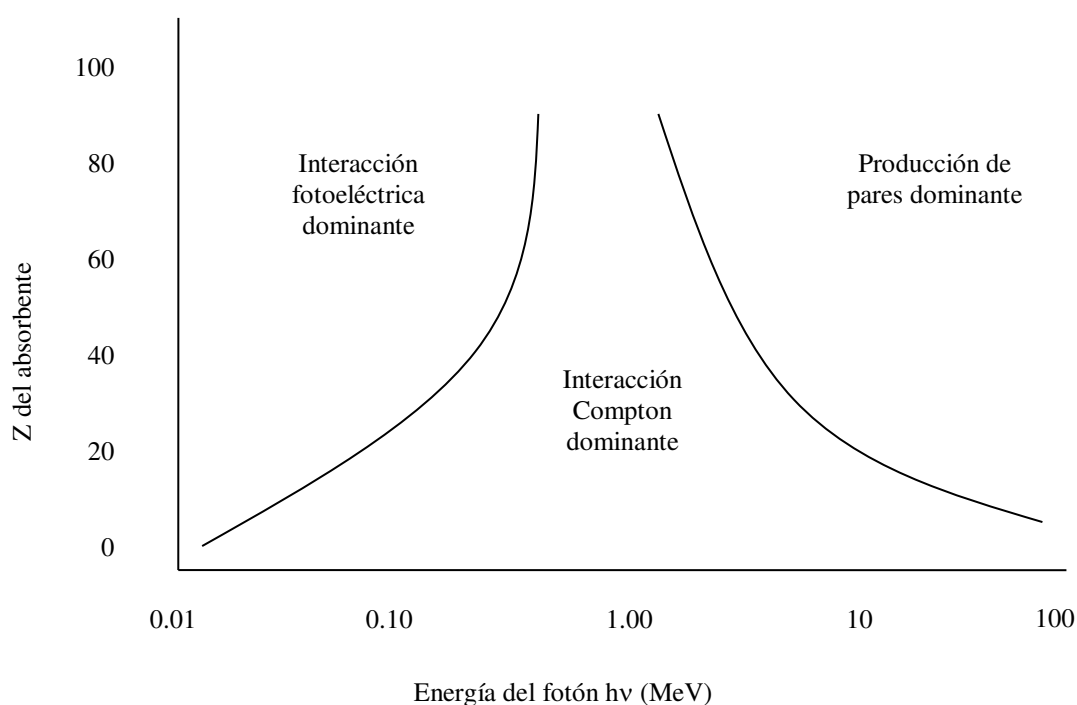
### Interacción radiación - materia, coeficientes de interacción

#### 1.1. Interacción de la radiación con la materia

Existen cinco tipos de interacciones con la materia producidas por los fotones de rayos x o rayos  $\gamma$ : (i) interacción Compton, (ii) interacción fotoeléctrica, (iii) dispersión Rayleigh o coherente (elástica), (iv) producción de pares e (v) interacción fotonuclear.

Las tres primeras son las más importantes para radiodiagnóstico (energías hasta 150 keV), como resultado de la transferencia de energía a los electrones, la cual se entrega a la materia en muchas interacciones. La dispersión Rayleigh es elástica; el fotón es prácticamente desviado a través de un pequeño ángulo sin pérdida de energía y la interacción fotonuclear es tomada solo para fotones de alta energía.

La figura 1.1 muestra las tres primeras interacciones y sus respectivos rangos de dominio.



**Figura 1.1:** Curvas que relacionan los tres tipos más importantes de la interacción radiación materia

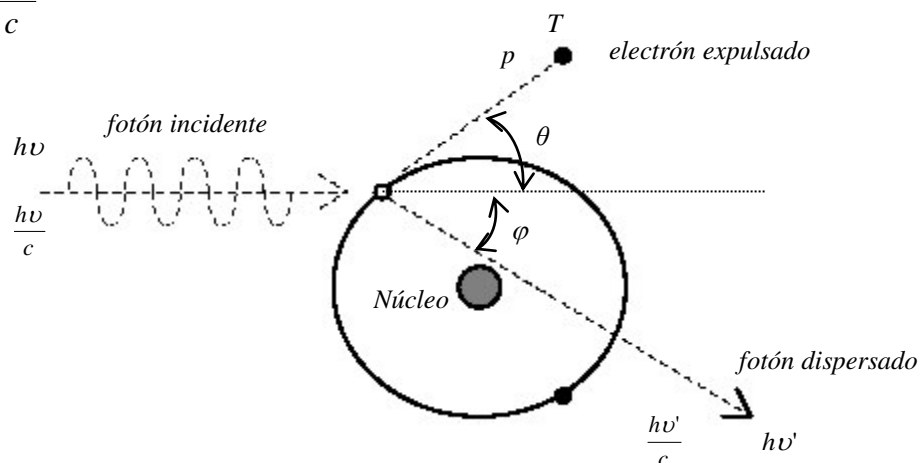
En la producción de pares, un fotón incidente es aniquilado por la acción del campo de fuerzas coulombianas del núcleo de los átomos del material, o en una escala más



pequeña, los electrones dan origen a un par electrón-positrón. Como la energía mínima que tales partículas pueden tener es de 0,511 MeV, una energía mínima requerida por los fotones para que ocurra la producción de pares es igual al doble de ese valor, esto permite excluir este proceso de este trabajo.

### 1.2. Interacción Compton

La figura 1.2 muestra esquemáticamente un fotón de energía  $h\nu$  colisionando con un electrón estacionario. El fotón incidente presenta un momento  $h\nu/c$ , después de la colisión el electrón parte con un ángulo  $\theta$ , con energía cinética  $T$  y momento  $p$ ; el fotón es dispersado un ángulo  $\varphi$  disminuyendo la energía del cuanto a  $h\nu'$  y momento  $\frac{h\nu'}{c}$



**Figura 1.2: Cinemática del efecto Compton**

La solución a la colisión cinética está basada en la conservación de la energía y del momento en las direcciones paralelas y perpendiculares respectivamente, encontrándose las siguientes relaciones:

$$T = h\nu - h\nu' \quad (\text{A.1})$$

$$h\nu = h\nu' \cos \varphi + pc \cos \theta \quad (\text{A.2})$$

$$h\nu' \sin \varphi = pc \sin \theta \quad (\text{A.3})$$

Introduciendo las relaciones relativistas para la masa  $\left( m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right)$  y energía cinética  $(T = mc^2 - m_0c^2)$ , las ecuaciones anteriores se escriben:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos \varphi)} \quad (\text{A.4})$$

$$T = h\nu - h\nu' \quad (\text{A.5})$$

$$\cot \theta = \left( 1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} \right) \tan \left( \frac{\varphi}{2} \right), \quad (\text{A.6})$$

donde  $m_0 c^2$  es la energía del electrón en reposo y es expresado en MeV.

Es importante recordar que las expresiones antes mencionadas no determinan la probabilidad acerca de si un fotón o un electrón existan por dispersión Compton en alguna dirección particular. Es por tal motivo que Thomson proporcionó la primera descripción teórica del proceso, en que un fotón de rayo  $\gamma$  puede ser dispersado por un electrón, deduciendo que la diferencial de la sección transversal por electrón para un fotón dispersado un ángulo  $\varphi$  por unidad de ángulo sólido puede ser expresado como:

$$\frac{d_e \sigma_0}{d\Omega_\varphi} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \varphi). \quad (\text{A.7})$$

En unidades típicas de  $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$  por electrón. Aquí  $r_0 = 2.818 \times 10^{-13}$  cm es el radio clásico del electrón.

Al integrar la relación (A.7) para toda dirección de dispersión y asumiendo simetría cilíndrica, se obtiene la dispersión total por Thomson de la sección transversal por electrón,  ${}_e \sigma_0$ .

$${}_e \sigma_0 = \int_{\varphi=0}^{\pi} d_e \sigma_0 = \pi r_0^2 \int_{\varphi=0}^{\pi} (1 + \cos^2 \varphi) \sin \varphi d\varphi = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 / \text{electrón}. \quad (\text{A.8})$$

Esta sección transversal es numéricamente igual a la probabilidad de que ocurra un evento de dispersión Compton, cuando un fotón pasa a través de una capa que contiene un electrón por  $\text{cm}^2$ .

Posteriormente Klein-Nishina (K-N) aplicaron la teoría relativista de Dirac del electrón a la interacción Compton hasta mejorar las secciones transversales. El tratamiento de (K-N) remarca que la diferencia de la sección transversal de fotones dispersados un ángulo  $\varphi$  por unidad de ángulo sólido y por electrón, correspondiente a la relación (A.7) de la teoría de Thomson se puede escribir de la siguiente manera:

$$\frac{d_e \sigma_0}{d\Omega_\varphi} = \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left( \frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \text{sen}^2 \varphi \right). \quad (\text{A.9})$$

En la que  $h\nu'$  está dado por la relación (A.4). Para bajas energías previamente puntualizadas ( $h\nu \approx h\nu'$ ) la relación (A.9) se convierte en la relación (A.7) de la teoría de Thomson.

La sección transversal total de (K-N) por electrón,  ${}_e \sigma$ , puede darse al integrar la relación (A.9) para todo fotón dispersado un ángulo  $\varphi$

$${}_e \sigma = 2\pi \int_{\varphi=0}^{\pi} \frac{d_e \sigma}{d\Omega_\varphi} \text{sen} \varphi d\varphi \quad (\text{A.10})$$

$${}_e \sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\}, \quad (\text{A.11})$$

donde  $\alpha = h\nu/m_0c^2$ .

Es importante recordar que  ${}_e \sigma$  es independiente del número atómico  $Z$ , así pues

$${}_e \sigma \propto Z^0, \quad (\text{A.12})$$

donde se asume que la energía de ligadura del electrón es cero. Así la sección transversal de (K-N) por átomo de cualquier  $Z$  es dado por

$${}_a \sigma = Z \cdot {}_e \sigma. \quad (\text{A.13})$$

La correspondiente sección transversal de (K-N) por unidad de masa,  $\sigma/\rho$ , es también llamado *coeficiente de atenuación másico de compton*, el cual es obtenida de

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{N_A Z}{A} \cdot {}_e \sigma, \quad (\text{A.14})$$

donde  $N_A$  es el número de Avogadro ( $6.0022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ),  $Z$  número de electrones por átomo de un elemento o por molécula de un compuesto,  $A$  número de gramos por mol de material,  $\rho$  densidad en  $\text{g/cm}^3$  y  $N_A Z/A$  número de electrones por gramo de material.

Modificando la diferencial de la sección transversal de (K-N) en la ecuación (A.9) se obtiene la diferencial de la energía transferida a la sección transversal de (K-N),  $d_e \sigma_{tr} / d\Omega_\varphi$

$$\frac{d_e \sigma_{tr}}{d\Omega_\varphi} = \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left( \frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \text{sen}^2 \varphi \right) \left( \frac{h\nu - h\nu'}{h\nu} \right), \quad (\text{A.15})$$

en unidades  $\text{cm}^2 \text{g}^{-1} \text{e}^{-1}$

Integrando la relación (A.15) para todos los fotones dispersados un ángulo  $\varphi$  de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  se obtiene la energía transferida de la sección transversal de (K-N)

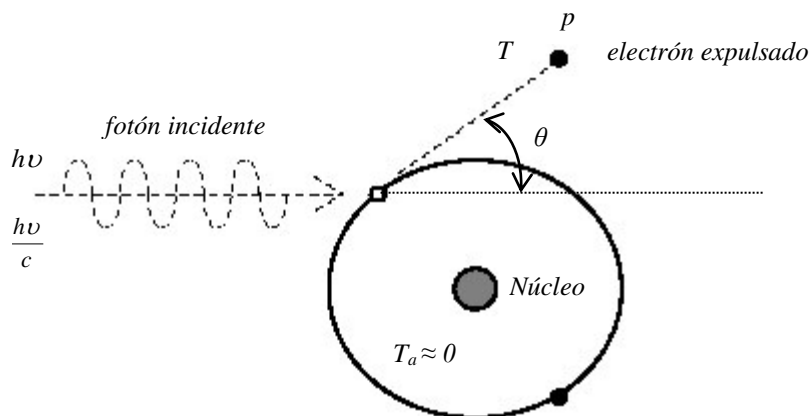
$${}_e \sigma_{tr} = 2\pi r_0^2 \left[ \frac{2(1+\alpha)^2}{\alpha^2(1+2\alpha)} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} - \frac{(1+\alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} - \frac{4\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} - \left( \frac{1+\alpha}{\alpha^3} - \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha^3} \right) \ln(1+2\alpha) \right] \quad (\text{A.16})$$

### 1.3. Interacción fotoeléctrica

Fue visto en el caso de la interacción Compton que un electrón no puede entregar toda su energía en colisiones con electrones libres, sin embargo puede hacerse en un encuentro con un electrón ligado, como aquellos en el casco interior (órbita) de un átomo, esto es llamado interacción fotoeléctrica y está ilustrado esquemáticamente en la figura 1.3, donde se muestra un fotón incidente de energía cuántica  $h\nu$  interactuando con un electrón orbital ligado por una energía potencial  $E_b$ .

La deducción teórica de la sección transversal de la sección eficaz para la interacción fotoeléctrica es más difícil que para la interacción Compton, porque las complicaciones se originan de la ligadura del electrón, no hay ninguna expresión simple para la sección eficaz diferencial fotoeléctrica que corresponda a la fórmula

de (K-N). Sin embargo, soluciones satisfactorias han sido reportadas por diferentes autores para fotones de varias energías como las discutidas por Evans y más recientes por Hubble.



**Figura 1.3: Cinemática del efecto fotoeléctrico**

La sección transversal de interacción por átomo por la interacción fotoeléctrica, integrando sobre todos los ángulos de emisión del fotoelectrón, puede ser escrita como:

$${}_a\tau \approx K \frac{Z^n}{(h\nu)^m}, \quad (\text{A.17})$$

en unidades  $\text{cm}^2/\text{átomo}$ ,

donde  $K$  es una constante,  $n \approx 4$  en  $h\nu = 0.1 \text{ MeV}$  creciendo gradualmente a alrededor de 4.6 en 3 MeV,  $n \approx 3$  en  $h\nu = 0.1 \text{ MeV}$  disminuyendo gradualmente a alrededor de 1.0 en 5 MeV.

En la región de energía  $h\nu \approx 0.1 \text{ MeV}$  y por debajo de ella, donde la interacción fotoeléctrica llega a ser de mayor importancia es conveniente recordar que:

$${}_a\tau \propto \frac{Z^4}{(h\nu)^3}, \quad (\text{A.18})$$

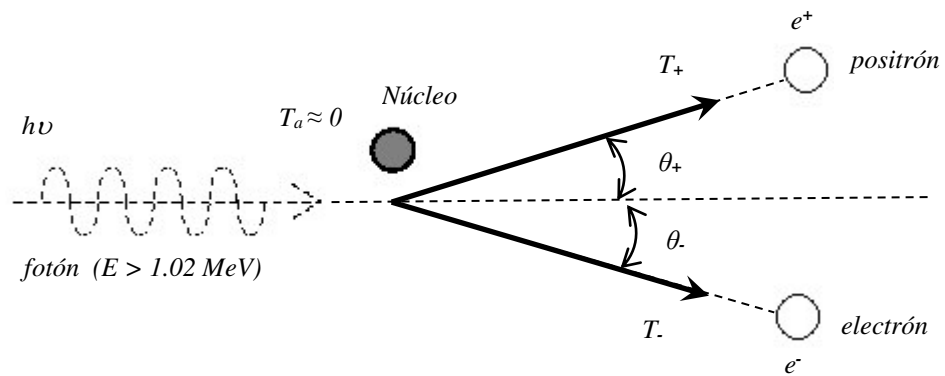
en unidades  $\text{cm}^2/\text{átomo}$  y consecuentemente el coeficiente másico de atenuación fotoeléctrica es:

$$\frac{\tau}{\rho} \propto \left(\frac{Z}{h\nu}\right)^3, \quad (\text{A.19})$$

en unidades  $\text{cm}^2/\text{g}$ .

#### 1.4. Producción de pares

El efecto de creación de pares tiene lugar con fotones de alta energía, y representa un proceso de materialización de energía en el sentido de la mecánica relativista. El fenómeno que tiene lugar es que el fotón, en el campo del núcleo desaparece y en su lugar se crea una pareja positrón – electrón según la figura 1.4



**Figura 1.4: Producción de pares**

El principio de la conservación de la energía se expresa aquí de la forma

$$h\nu = 2m_0c^2 + T_+ + T_- , \quad (\text{A.20})$$

donde  $T_+$  y  $T_-$  representan respectivamente las energías cinéticas del positrón y del electrón, además la energía cinética media y el ángulo medio de partida de estos están expresados respectivamente por

$$\bar{T} = \frac{h\nu - 1.022 \text{ MeV}}{2} \quad (\text{A.21})$$

$$\bar{\theta} = \frac{m_0c^2}{\bar{T}} \quad (\text{A.22})$$

La creación de pares según la relación (A.20) es imposible para  $h\nu < 2m_0c^2 = 1.02$  MeV, valor que supone el umbral energético del proceso y de la teoría de Bethe y Heitler. La diferencial de la sección transversal atómica,  $d({}_a k)$ , para la creación de un positrón de energía cinética  $T_+$  con su correspondiente electrón, está dado por

$$d({}_a k) = \frac{\sigma_0 Z^2 P}{h\nu - 2m_0c^2} dT_+ , \quad (\text{A.23})$$

en unidades  $\text{cm}^2/\text{átomo}$ ,

donde  $\sigma_0 = \frac{r_0^2}{137} = 5.80 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 / \text{electrón}$  y  $P$  está en función de  $h\nu$  y  $Z$ .

La sección transversal total para la creación de pares, puede darse integrando la relación (A.23) para todos los valores de  $T_+$

$${}_a k = \int_{T_+} d({}_a k) = \sigma_0 Z^2 \bar{P} . \quad (\text{A.24})$$

Evidentemente  ${}_a k$  es proporcional al cuadrado del número atómico; por lo tanto el coeficiente másico de atenuación para la creación de pares por núcleo está dado por

$$\frac{k}{\rho} = {}_a k \frac{N_A}{A} . \quad (\text{A.25})$$

Los positrones resultantes de la creación de pares, al igual que los procedentes de la desintegración beta positiva, se aniquilan al combinarse con electrones en el medio de interacción. Por esta razón, en la interacción de radiación gamma de alta energía ( $E > 1.02$  MeV), el fenómeno va acompañado de radiación de aniquilación.

## ANEXO 2

### Magnitudes y unidades en física de radiaciones

En la historia de la medida de la radiación no siempre se ha distinguido con claridad entre magnitudes y unidades, como se tiene un buen ejemplo en el Roentgen, que fue definido antes de comprender con claridad la magnitud que cuantificaba, la exposición. Por lo tanto es importante recordar algunos conceptos relacionados con el presente epígrafe.

Se define una **magnitud**, como el atributo de un fenómeno o de un cuerpo, que puede distinguirse cualitativamente y determinarse cuantitativamente. Por ejemplo, son magnitudes físicas la longitud, el tiempo, el volumen y la dosis absorbida de una radiación. El valor de una magnitud, se expresa como el producto de un número por la unidad de medida.

La **unidad**, es el valor de la magnitud para el que se ha escogido convencionalmente el valor numérico igual a 1. El sistema de unidades que más se utiliza es el Sistema Internacional de Unidades (SI) que se funda en 7 unidades base, convencionalmente independientes: el metro (m), el kilogramo (kg), el segundo (s), el kelvin (K), el amperio (A), la candela y la mol.

Es conveniente también recordar la existencia de una Comisión Internacional para las Unidades y las Medidas de las Radiaciones (ICRU), que es la encargada de definir las magnitudes en la materia, así como sus correspondientes unidades de medida.

Las magnitudes a utilizar en la física de las radiaciones pueden agruparse en cinco categorías:

- ◆ Las que definen el campo de radiación en ciertos puntos de interés, o **radiométricas**.
- ◆ Aquellas asociadas con la interacción con la materia, conocidas como **coeficientes de interacción**.
- ◆ Magnitudes que en general son producto de las anteriores, o **Dosimétricas**.
- ◆ Las magnitudes y unidades específicas de protección radiológica.



- ◆ Las magnitudes asociadas al campo de radiación producido por las sustancias radiactivas, agrupadas en la radiactividad.

### 2.1. Magnitudes radiométricas

Entre ellas cabe citar las siguientes:

- (a) La **Fluencia de partículas**,  $\Phi$ , en un punto, definida a partir de

$$\Phi = \frac{\Delta N}{\Delta a}, \quad (\text{A.26})$$

siendo  $\Delta N$  el número de partículas que, en un período de tiempo y en cualquier dirección, atraviesan una superficie esférica centrada en dicho punto, cuya sección máxima es  $\Delta a$ . La unidad usada es el  $\text{m}^{-2}$ .

- (b) La **Tasa de fluencia de partículas**, (o simplemente flujo)  $\phi$ , en un punto, definida según

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt}. \quad (\text{A.27})$$

La unidad empleada es  $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

- (c) La **Fluencia de energía**,  $\Psi$ , en un punto, definida a partir de

$$\Psi = \frac{\Delta E_F}{\Delta a}, \quad (\text{A.28})$$

siendo  $\Delta E_F$  la energía de las partículas que, en un período de tiempo y en cualquier dirección, atraviesan una superficie esférica centrada en dicho punto, cuya sección máxima es  $\Delta a$ . La unidad empleada es el  $\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$ .

- (d) La **Tasa de fluencia de energía**, (o simplemente flujo de energía)  $\phi_E$  en un punto, definida según

$$\phi_E = \frac{d\Psi}{dt}. \quad (\text{A.29})$$

La unidad usada es el  $\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Si la radiación es monoenergética, con una energía  $E_0$  para cada partícula, se tendrá

$$\Psi = E_0 \frac{\Delta N}{\Delta a} = E_0 \Phi \quad \text{y} \quad \phi_E = E_0 \phi. \quad (\text{A.30})$$

## 2.2. Coeficientes de interacción

Son magnitudes asociadas con la interacción de la radiación con el medio material, sus valores dependen del tipo y de la energía de la radiación, así como, del material con quien interactúa. Los más relevantes son:

- (a) La **Sección eficaz**,  $\sigma$ , de un blanco elemental, para una interacción producida por incidencia de partículas cargadas y no cargadas, es el cociente de P por  $\Phi$ , donde P representa la probabilidad de interacción del blanco cuando está sujeto a una fluencia de partículas  $\Phi$ .

$$\sigma = \frac{P}{\Phi}, \quad (\text{A.31})$$

unidad:  $\text{m}^2$ . Unidad especial: barn (b) =  $10^{-28} \text{ m}^2$ .

- (b) El **Coefficiente másico de atenuación**,  $\mu/\rho$ , de un material para partículas ionizantes no cargadas, también puede ser escrito en términos de componentes referidos al efecto fotoeléctrico, efecto Compton, producción de pares y dispersión coherente, de forma que la sección eficaz macroscópica total será

$$\mu = \mu_{ef} + \mu_c + \mu_{pp} + \mu_{dc}. \quad (\text{A.32})$$

Como es sabido, la sección eficaz macroscópica  $\mu$  se define como la probabilidad de interacción por unidad de recorrido y se le denomina usualmente coeficiente de atenuación lineal, siendo bastante común expresarlo en unidades másicas o coeficiente másico de atenuación, el cual, es el cociente  $dN/N$  por  $\rho dl$ , donde  $dN/N$  es la fracción de las partículas que sufren alguna interacción al atravesar una distancia  $dl$  en un material de densidad  $\rho$ , es decir

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho N} \frac{dN}{dl}, \quad (\text{A.33})$$

unidad:  $\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$ .

Con lo que evidentemente se tendrá

$$\left( \frac{\mu}{\rho} \right) = \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{ef} + \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_c + \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{pp} + \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{dc}. \quad (\text{A.34})$$

- (c) El **Coefficiente másico de transferencia de energía**,  $\mu_{tr}/\rho$ , de un material para partículas ionizantes no cargadas, es el cociente de  $dE_{tr}/E.N$  por  $\rho dl$ , donde  $E$  es la energía de cada partícula,  $N$  es el número de partículas y  $dE_{tr}/E.N$  es la fracción de la energía de las partículas incidentes que se transfiere como energía cinética a las partículas cargadas producidas cuando la radiación atraviesa una distancia  $dl$  en un material de densidad  $\rho$ ,

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right) = \frac{1}{\rho EN} \frac{dE_{tr}}{dl}, \quad (\text{A.35})$$

unidad:  $\text{m}^2.\text{kg}^{-1}$ .

El Coeficiente másico de transferencia de energía también puede ser escrito en términos de componentes referidos al efecto fotoeléctrico, efecto Compton, y producción de pares, según:

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right) = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{ef} + \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_c + \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{pp}. \quad (\text{A.36})$$

- (d) El **Coefficiente másico de absorción de energía**,  $\mu_{en}/\rho$ , de un material para partículas ionizantes no cargadas, es el producto del coeficiente másico de transferencia de energía,  $\mu_{tr}/\rho$  y de  $(1-g)$ , donde  $g$  es la fracción de la energía de las partículas cargadas secundarias que se disipa en el material por efecto de la radiación de frenado,

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right) = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)(1-g), \quad (\text{A.37})$$

unidad:  $\text{m}^2.\text{kg}^{-1}$ .

- (e) El **Poder de frenado másico total**,  $S/\rho$ , de un material para partículas cargadas es el cociente de  $dE$  por  $\rho dl$ , donde  $dE$  es la energía disipada por una partícula cargada al atravesar una distancia  $dl$  en el material de densidad  $\rho$ ,

$$\left(\frac{S}{\rho}\right) = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dl}, \quad (\text{A.38})$$

unidad:  $\text{J}.\text{m}^2.\text{kg}^{-1}$ .

(f) La **Transferencia lineal de energía (LET)** o poder de frenado lineal por colisión restringido,  $L\Delta$ , de un material para partículas cargadas, es el cociente de  $dE$  por  $dl$ , donde  $dE$  es la energía disipada por una partícula cargada al atravesar una longitud  $dl$  a causa de aquellas colisiones con electrones en las que la pérdida de energía es menor que,  $L\Delta$  :

$$L\Delta = \frac{dE}{dl}, \quad (\text{A.39})$$

unidad:  $\text{J}\cdot\text{m}^{-1}$ .

### 2.3. Magnitudes dosimétricas

Las magnitudes dosimétricas fundamentales se calculan como producto de las anteriores, y como se suelen medir se definen como sigue:

(a) La **Energía media disipada en un gas por un par de iones formado**,  $W$ , es el cociente  $E$  por  $N$ , donde  $N$  es el número medio de pares de iones que se forman cuando la energía cinética inicial  $E$  de una partícula cargada se ha disipado por completo en el seno del gas:

$$\langle w \rangle = \frac{E}{N}, \quad (\text{A.40})$$

unidad: J

El valor de  $w$  (entendida como valor medio a lo largo de toda la trayectoria) para electrones varía poco de un gas a otro. En aire más recientemente la ICRU ha propuesto el valor de  $w = 33,85 \text{ eV/p.i.}$  (p.i.=par iónico), en condiciones normales con una densidad de aire de  $0,001293 \text{ g/cm}^3$ , se obtienen algunas equivalencias:

$$1 \text{ roentgenio (R)} = 2,580 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg} = 7,020 \cdot 10^4 \text{ MeV/cm}^3 = 5,430 \cdot 10^7 \text{ MeV/g}$$

(b) La **Dosis absorbida**  $D$ , es el cociente de  $d\varepsilon$  por  $dm$ , donde  $d\varepsilon$  es la energía media impartida por la radiación ionizante a un material de masa  $dm$ .

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad (\text{A.41})$$

ó

$$D = E_{en} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \Phi = \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \Psi, \quad (\text{A.42})$$

donde,  $E_{en}$  es la energía media absorbida por un material que posee un coeficiente másico de absorción ( $\mu_{en} / \rho$ ), expuesto a una fluencia  $\Phi$  ó  $\Psi$ .

Unidad de dosis absorbida:  $J.kg^{-1}$ , llamada Gray (Gy).

Unidad de dosis absorbida antigua:  $rad = 10^{-2}$  Gy.

- (c) La **tasa de dosis absorbida** es el cociente  $dD$  por  $dt$ , donde  $dD$  es el incremento de la dosis absorbida en el intervalo de tiempo  $dt$ .

$$D = \frac{dD}{dt}, \quad (A.43)$$

unidad:  $J.kg^{-1}.s^{-1}$ .

- (d) El **kerma**,  $K$  (del inglés, kinetic energy released per mass), es el cociente de  $dE_{tr}$  por  $dm$ , donde  $dE_{tr}$  es la suma de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas ionizantes cargadas liberadas por partículas ionizantes no cargadas en un material de masa  $dm$ ,

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (A.44)$$

ó

$$K = E_{tr} \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \Phi = \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \Psi, \quad (A.45)$$

donde,  $E_{tr}$  es la energía transferida a un material que posee un coeficiente másico de transferencia de energía ( $\mu_{tr} / \rho$ ), expuesto a una fluencia  $\Phi$  ó  $\Psi$ .

Unidad del kerma:  $J.kg^{-1}$ , llamada Gray (Gy). Unidad antigua:  $rad = 10^{-2}$  Gy.

- (e) La **exposición**,  $X$ , es el cociente de  $dQ$  por  $dm$ , donde  $dQ$  es el valor absoluto de la carga total de los iones de un mismo signo producidos en el aire, cuando todos los electrones liberados por los fotones en una masa  $dm$  de aire, han sido detenidos por completo en el seno del aire:

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (A.46)$$

ó

$$X = \frac{e}{\langle w \rangle} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air} \Psi, \quad (A.47)$$

donde,  $(\mu_{\text{en}} / \rho)$ , es el coeficiente másico de absorción de energía,  $e$  la carga elemental y  $\langle w \rangle$  es la pérdida media de energía en aire por par iónico formado.

Unidad de la exposición:  $\text{C.kg}^{-1}$ . Unidad antigua: Roentgen,  $\text{R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C.kg}^{-1}$ .

La exposición es la más antigua de las magnitudes dosimétricas y su empleo actualmente, está disminuyendo a favor del kerma en aire en el seno de aire. Los motivos son varios, como por ejemplo que solo se define para fotones, para aire, y además, su unidad en el SI, el  $\text{C.kg}^{-1} = 8760 \text{ R}$ , es incómoda de manejar. Por otra parte, la utilización del kerma tiene la ventaja de que, además de ser válido tanto para neutrones como para fotones, su valor numérico expresado en Gy es muy parecido a los mismos valores de la dosis absorbida en aire, en agua o tejido biológico (cuando se mide en equilibrio electrónico).

- (e) La **Tasa de exposición**,  $\dot{X}$ , en un punto, definida como el incremento de la exposición en el intervalo de tiempo  $dt$ , según:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt}, \quad (\text{A.48})$$

unidad en el SI:  $\text{C.kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ .

## ANEXO 3

## Datos experimentales de las distribuciones espectrales

Tabla A.1: Técnica tradicional para tórax

(2 mAs, 0.75 cm de SSD, ángulo del ánodo 12°) (F = filtro)

F. adicional	0.0	60 $\mu$ mTa	0.25mmCu	3.0 mmAl	3.0 mmAl	0.2 mmCu	3.0 mmAl	2.5 mmAl
F. adicional fija	0.1 mmCu	0.1 mmCu	0.0	0.1 mmCu	0.1 mmCu	0.0	0.1 mmCu	0.1 mmCu
F. inherente	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl	2.8 mmAl
Kilovoltaje	125 kV	115 kV	115 kV	115 kV	117 kV	115 kV	119 kV	117 kV
Energía (keV)	Kerma en aire ( $\mu$ Gy)							
5.5	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
6.5	1.24E-32	8.79E-45	4.80E-38	0.00E+00	0.00E+00	3.11E-36	0.00E+00	0.00E+00
7.5	6.41E-21	2.85E-29	1.53E-24	1.42E-42	1.40E-42	2.51E-23	1.39E-42	5.75E-39
8.5	3.32E-13	2.98E-19	8.93E-16	3.24E-28	3.23E-28	6.42E-15	3.23E-28	1.03E-25
9.5	4.76E-17	1.39E-21	1.27E-31	7.42E-28	7.42E-28	9.14E-27	7.42E-28	4.69E-26
10.5	3.26E-13	1.08E-16	1.91E-24	3.21E-21	3.18E-21	1.08E-20	3.14E-21	6.92E-20
11.5	1.87E-09	3.21E-12	2.57E-18	1.43E-15	1.42E-15	2.33E-15	1.42E-15	1.49E-14
12.5	4.88E-08	3.31E-17	3.91E-15	8.48E-13	8.40E-13	9.21E-13	8.33E-13	5.26E-12
13.5	2.82E-06	8.62E-14	4.76E-12	4.67E-10	4.63E-10	4.06E-10	4.59E-10	1.99E-09
14.5	5.96E-05	3.39E-11	1.04E-09	5.27E-08	5.22E-08	4.07E-08	5.18E-08	1.70E-07
15.5	6.15E-04	3.44E-09	6.63E-08	1.93E-06	1.92E-06	1.41E-06	1.90E-06	5.04E-06
16.5	3.76E-03	1.29E-07	1.72E-06	3.15E-05	3.12E-05	2.26E-05	3.10E-05	6.98E-05
17.5	1.57E-02	2.32E-06	2.26E-05	2.82E-04	2.80E-04	2.03E-04	2.78E-04	5.50E-04
18.5	4.88E-02	2.38E-05	1.79E-04	1.61E-03	1.60E-03	1.18E-03	1.59E-03	2.84E-03
19.5	1.22E-01	1.58E-04	9.61E-04	6.54E-03	6.49E-03	4.88E-03	6.45E-03	1.06E-02
20.5	2.55E-01	7.47E-04	3.79E-03	2.04E-02	2.02E-02	1.56E-02	2.01E-02	3.10E-02
21.5	5.04E-01	2.92E-03	1.27E-02	5.55E-02	5.53E-02	4.36E-02	5.50E-02	8.02E-02
22.5	8.25E-01	8.49E-03	3.21E-02	1.19E-01	1.18E-01	9.55E-02	1.18E-01	1.64E-01
23.5	1.24E+00	2.08E-02	6.99E-02	2.22E-01	2.21E-01	1.83E-01	2.21E-01	2.96E-01
24.5	1.73E+00	4.41E-02	1.34E-01	3.73E-01	3.73E-01	3.15E-01	3.72E-01	4.82E-01
25.5	2.29E+00	8.34E-02	2.31E-01	5.75E-01	5.75E-01	4.96E-01	5.75E-01	7.24E-01
26.5	2.88E+00	1.43E-01	3.65E-01	8.24E-01	8.25E-01	7.26E-01	8.26E-01	1.02E+00
27.5	3.48E+00	2.27E-01	5.38E-01	1.11E+00	1.12E+00	9.98E-01	1.12E+00	1.35E+00
28.5	4.06E+00	3.35E-01	7.46E-01	1.43E+00	1.44E+00	1.30E+00	1.44E+00	1.70E+00
29.5	4.62E+00	4.69E-01	9.84E-01	1.76E+00	1.77E+00	1.63E+00	1.78E+00	2.07E+00
30.5	5.13E+00	6.24E-01	1.24E+00	2.10E+00	2.11E+00	1.97E+00	2.13E+00	2.44E+00
31.5	5.57E+00	7.98E-01	1.52E+00	2.42E+00	2.45E+00	2.31E+00	2.47E+00	2.79E+00
32.5	5.96E+00	9.86E-01	1.80E+00	2.74E+00	2.76E+00	2.64E+00	2.79E+00	3.12E+00
33.5	6.29E+00	1.18E+00	2.07E+00	3.02E+00	3.06E+00	2.95E+00	3.09E+00	3.42E+00
34.5	6.55E+00	1.38E+00	2.34E+00	3.28E+00	3.32E+00	3.23E+00	3.36E+00	3.69E+00
35.5	6.75E+00	1.58E+00	2.59E+00	3.51E+00	3.55E+00	3.49E+00	3.60E+00	3.92E+00

36.5	6.90E+00	1.77E+00	2.82E+00	3.70E+00	3.76E+00	3.71E+00	3.81E+00	4.12E+00
37.5	7.00E+00	1.95E+00	3.02E+00	3.87E+00	3.92E+00	3.91E+00	3.98E+00	4.28E+00
38.5	7.06E+00	2.13E+00	3.21E+00	4.00E+00	4.06E+00	4.07E+00	4.13E+00	4.41E+00
39.5	7.08E+00	2.29E+00	3.37E+00	4.10E+00	4.17E+00	4.20E+00	4.24E+00	4.51E+00
40.5	7.07E+00	2.43E+00	3.51E+00	4.18E+00	4.26E+00	4.31E+00	4.33E+00	4.58E+00
41.5	7.03E+00	2.56E+00	3.62E+00	4.24E+00	4.31E+00	4.39E+00	4.39E+00	4.63E+00
42.5	6.97E+00	2.68E+00	3.72E+00	4.27E+00	4.35E+00	4.45E+00	4.43E+00	4.65E+00
43.5	6.89E+00	2.78E+00	3.79E+00	4.29E+00	4.37E+00	4.49E+00	4.46E+00	4.66E+00
44.5	6.80E+00	2.86E+00	3.85E+00	4.29E+00	4.38E+00	4.51E+00	4.46E+00	4.65E+00
45.5	6.69E+00	2.94E+00	3.89E+00	4.28E+00	4.37E+00	4.51E+00	4.45E+00	4.63E+00
46.5	6.58E+00	3.00E+00	3.91E+00	4.25E+00	4.34E+00	4.50E+00	4.43E+00	4.59E+00
47.5	6.46E+00	3.05E+00	3.93E+00	4.22E+00	4.31E+00	4.48E+00	4.40E+00	4.55E+00
48.5	6.33E+00	3.09E+00	3.93E+00	4.18E+00	4.27E+00	4.45E+00	4.36E+00	4.50E+00
49.5	6.21E+00	3.12E+00	3.92E+00	4.13E+00	4.22E+00	4.42E+00	4.32E+00	4.44E+00
50.5	6.08E+00	3.14E+00	3.91E+00	4.08E+00	4.17E+00	4.37E+00	4.27E+00	4.38E+00
51.5	5.95E+00	3.15E+00	3.89E+00	4.02E+00	4.12E+00	4.32E+00	4.21E+00	4.32E+00
52.5	5.82E+00	3.16E+00	3.86E+00	3.96E+00	4.06E+00	4.27E+00	4.15E+00	4.25E+00
53.5	5.70E+00	3.16E+00	3.83E+00	3.90E+00	4.00E+00	4.21E+00	4.09E+00	4.18E+00
54.5	5.57E+00	3.16E+00	3.79E+00	3.84E+00	3.93E+00	4.15E+00	4.03E+00	4.11E+00
55.5	5.45E+00	3.15E+00	3.75E+00	3.78E+00	3.87E+00	4.09E+00	3.96E+00	4.04E+00
56.5	5.33E+00	3.13E+00	3.71E+00	3.71E+00	3.81E+00	4.03E+00	3.90E+00	3.96E+00
57.5	1.66E+01	8.82E+00	1.04E+01	1.03E+01	1.09E+01	1.12E+01	1.14E+01	1.13E+01
58.5	5.11E+00	3.10E+00	3.62E+00	3.58E+00	3.68E+00	3.90E+00	3.77E+00	3.82E+00
59.5	2.45E+01	1.32E+01	1.53E+01	1.51E+01	1.59E+01	1.64E+01	1.68E+01	1.66E+01
60.5	4.89E+00	3.05E+00	3.52E+00	3.46E+00	3.55E+00	3.77E+00	3.64E+00	3.69E+00
61.5	4.79E+00	3.03E+00	3.47E+00	3.40E+00	3.49E+00	3.71E+00	3.58E+00	3.62E+00
62.5	4.70E+00	3.00E+00	3.42E+00	3.34E+00	3.43E+00	3.65E+00	3.52E+00	3.55E+00
63.5	4.60E+00	2.97E+00	3.38E+00	3.28E+00	3.37E+00	3.58E+00	3.46E+00	3.49E+00
64.5	4.51E+00	2.95E+00	3.33E+00	3.22E+00	3.31E+00	3.52E+00	3.40E+00	3.43E+00
65.5	4.43E+00	2.92E+00	3.28E+00	3.16E+00	3.25E+00	3.47E+00	3.35E+00	3.37E+00
66.5	4.34E+00	2.89E+00	3.23E+00	3.11E+00	3.20E+00	3.41E+00	3.29E+00	3.31E+00
67.5	1.03E+01	2.61E+00	7.01E+00	6.73E+00	7.07E+00	7.38E+00	7.42E+00	7.30E+00
68.5	4.19E+00	1.21E+00	3.14E+00	3.00E+00	3.09E+00	3.29E+00	3.19E+00	3.19E+00
69.5	5.69E+00	1.64E+00	4.10E+00	3.91E+00	4.07E+00	4.30E+00	4.23E+00	4.20E+00
70.5	3.08E+00	1.00E+00	2.44E+00	2.32E+00	2.37E+00	2.55E+00	2.42E+00	2.45E+00
71.5	3.06E+00	1.03E+00	2.43E+00	2.31E+00	2.36E+00	2.54E+00	2.41E+00	2.43E+00
72.5	3.05E+00	1.06E+00	2.41E+00	2.29E+00	2.34E+00	2.52E+00	2.40E+00	2.42E+00
73.5	3.03E+00	1.08E+00	2.40E+00	2.27E+00	2.33E+00	2.50E+00	2.38E+00	2.40E+00
74.5	3.01E+00	1.10E+00	2.39E+00	2.26E+00	2.32E+00	2.49E+00	2.37E+00	2.39E+00
75.5	3.00E+00	1.13E+00	2.37E+00	2.24E+00	2.30E+00	2.47E+00	2.36E+00	2.37E+00
76.5	2.98E+00	1.15E+00	2.36E+00	2.22E+00	2.28E+00	2.45E+00	2.35E+00	2.35E+00
77.5	2.97E+00	1.16E+00	2.34E+00	2.20E+00	2.27E+00	2.43E+00	2.33E+00	2.33E+00
78.5	2.95E+00	1.18E+00	2.32E+00	2.18E+00	2.25E+00	2.41E+00	2.32E+00	2.31E+00
79.5	2.93E+00	1.20E+00	2.30E+00	2.16E+00	2.23E+00	2.38E+00	2.30E+00	2.29E+00
80.5	2.91E+00	1.21E+00	2.28E+00	2.14E+00	2.21E+00	2.36E+00	2.28E+00	2.27E+00
81.5	2.89E+00	1.22E+00	2.25E+00	2.11E+00	2.18E+00	2.33E+00	2.25E+00	2.24E+00



82.5	2.86E+00	1.22E+00	2.22E+00	2.08E+00	2.15E+00	2.29E+00	2.23E+00	2.21E+00
83.5	2.83E+00	1.23E+00	2.19E+00	2.04E+00	2.12E+00	2.25E+00	2.20E+00	2.18E+00
84.5	2.80E+00	1.23E+00	2.15E+00	2.01E+00	2.09E+00	2.21E+00	2.17E+00	2.14E+00
85.5	2.76E+00	1.23E+00	2.11E+00	1.97E+00	2.05E+00	2.17E+00	2.14E+00	2.11E+00
86.5	2.72E+00	1.22E+00	2.07E+00	1.93E+00	2.02E+00	2.13E+00	2.10E+00	2.07E+00
87.5	2.69E+00	1.21E+00	2.03E+00	1.88E+00	1.98E+00	2.08E+00	2.06E+00	2.03E+00
88.5	2.65E+00	1.21E+00	1.98E+00	1.84E+00	1.93E+00	2.03E+00	2.02E+00	1.98E+00
89.5	2.60E+00	1.19E+00	1.93E+00	1.79E+00	1.89E+00	1.98E+00	1.98E+00	1.94E+00
90.5	2.56E+00	1.18E+00	1.88E+00	1.75E+00	1.85E+00	1.93E+00	1.94E+00	1.89E+00
91.5	2.52E+00	1.16E+00	1.83E+00	1.70E+00	1.80E+00	1.87E+00	1.90E+00	1.84E+00
92.5	2.47E+00	1.14E+00	1.77E+00	1.64E+00	1.75E+00	1.82E+00	1.85E+00	1.79E+00
93.5	2.42E+00	1.12E+00	1.72E+00	1.59E+00	1.70E+00	1.76E+00	1.80E+00	1.74E+00
94.5	2.37E+00	1.09E+00	1.66E+00	1.54E+00	1.65E+00	1.70E+00	1.75E+00	1.69E+00
95.5	2.32E+00	1.06E+00	1.60E+00	1.48E+00	1.59E+00	1.63E+00	1.70E+00	1.63E+00
96.5	2.26E+00	1.03E+00	1.54E+00	1.42E+00	1.54E+00	1.57E+00	1.65E+00	1.57E+00
97.5	2.21E+00	1.00E+00	1.47E+00	1.36E+00	1.48E+00	1.50E+00	1.59E+00	1.52E+00
98.5	2.15E+00	9.64E-01	1.40E+00	1.30E+00	1.42E+00	1.43E+00	1.54E+00	1.45E+00
99.5	2.09E+00	9.26E-01	1.33E+00	1.23E+00	1.36E+00	1.36E+00	1.48E+00	1.39E+00
100.5	2.03E+00	8.86E-01	1.26E+00	1.17E+00	1.30E+00	1.29E+00	1.42E+00	1.33E+00
101.5	1.96E+00	8.43E-01	1.19E+00	1.10E+00	1.23E+00	1.22E+00	1.36E+00	1.26E+00
102.5	1.90E+00	7.98E-01	1.12E+00	1.03E+00	1.17E+00	1.14E+00	1.30E+00	1.19E+00
103.5	1.84E+00	7.50E-01	1.04E+00	9.61E-01	1.10E+00	1.06E+00	1.23E+00	1.13E+00
104.5	1.77E+00	7.00E-01	9.64E-01	8.89E-01	1.03E+00	9.82E-01	1.17E+00	1.05E+00
105.5	1.70E+00	6.47E-01	8.85E-01	8.16E-01	9.60E-01	9.01E-01	1.10E+00	9.82E-01
106.5	1.63E+00	5.92E-01	8.04E-01	7.41E-01	8.88E-01	8.18E-01	1.03E+00	9.09E-01
107.5	1.56E+00	5.35E-01	7.21E-01	6.64E-01	8.15E-01	7.34E-01	9.60E-01	8.33E-01
108.5	1.48E+00	4.76E-01	6.36E-01	5.86E-01	7.40E-01	6.47E-01	8.88E-01	7.57E-01
109.5	1.41E+00	4.15E-01	5.50E-01	5.07E-01	6.63E-01	5.60E-01	8.14E-01	6.78E-01
110.5	1.33E+00	3.51E-01	4.62E-01	4.26E-01	5.85E-01	4.70E-01	7.39E-01	5.99E-01
111.5	1.25E+00	2.85E-01	3.73E-01	3.43E-01	5.06E-01	3.79E-01	6.63E-01	5.17E-01
112.5	1.17E+00	2.17E-01	2.82E-01	2.60E-01	4.25E-01	2.87E-01	5.85E-01	4.35E-01
113.5	1.09E+00	1.47E-01	1.90E-01	1.74E-01	3.43E-01	1.93E-01	5.06E-01	3.51E-01
114.5	1.01E+00	7.43E-02	9.55E-02	8.79E-02	2.59E-01	9.70E-02	4.25E-01	2.65E-01
115.5	9.26E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.74E-01	0.00E+00	3.43E-01	1.78E-01
116.5	8.40E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	8.78E-02	0.00E+00	2.59E-01	8.97E-02
117.5	7.53E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.74E-01	0.00E+00
118.5	6.64E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	8.77E-02	0.00E+00
119.5	5.74E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
120.5	4.82E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
121.5	3.89E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
122.5	2.94E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
123.5	1.97E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
124.5	9.94E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
125.5	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
<b>Kerma en aire (μGy)</b>	<b>4.014E+02</b>	<b>1.596E+02</b>	<b>2.308E+02</b>	<b>2.414E+02</b>	<b>2.512E+02</b>	<b>2.578E+02</b>	<b>2.612E+02</b>	<b>2.646E+02</b>

## ANEXO 4

## Tabla de coeficientes

**Tabla A.2: Coeficientes másico de atenuación para el cobre y aluminio, y coeficiente másico de absorción de energía para el aire.**

# Línea	Energía (keV)	Cobre $\mu_{en}/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g)	Aluminio $\mu_{en}/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g)	Aire $\mu_{en}/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g)
1	9,0	277,000	35,700	6,10607100
2	10,0	216,000	26,200	4,60640000
3	11,0	170,000	19,800	3,52267900
4	12,0	136,000	15,300	2,72921900
5	13,0	109,000	12,100	2,14095800
6	14,0	89,400	9,740	1,69957900
7	15,0	74,100	7,960	1,36459900
8	16,0	62,100	6,580	1,10758000
9	17,0	52,700	5,510	0,90831090
10	18,0	45,100	4,670	0,75227050
11	19,0	38,900	3,990	0,62891640
12	20,0	33,800	3,440	0,53051480
13	21,0	29,600	2,990	0,45133690
14	22,0	26,000	2,620	0,38710110
15	23,0	23,000	2,310	0,33457670
16	24,0	20,400	2,050	0,29130590
17	25,0	18,200	1,840	0,25540360
18	26,0	16,300	1,650	0,22541180
19	27,0	14,700	1,490	0,20019490
20	28,0	13,200	1,350	0,17886150
21	29,0	12,000	1,230	0,16070720
22	30,0	10,900	1,130	0,14517130
23	31,0	9,950	1,040	0,13180540
24	32,0	9,100	0,958	0,12024750
25	33,0	8,350	0,887	0,11020470
26	34,0	7,670	0,825	0,10143800
27	35,0	7,070	0,770	0,09375134
28	36,0	6,530	0,720	0,08698381
29	37,0	6,050	0,676	0,08100143
30	38,0	5,610	0,636	0,07569315
31	39,0	5,220	0,601	0,07096595
32	40,0	4,860	0,568	0,06674185
33	41,0	4,540	0,539	0,06295491
34	42,0	4,240	0,513	0,05954923
35	43,0	3,970	0,489	0,05647786
36	44,0	3,720	0,467	0,05370013
37	45,0	3,500	0,447	0,05118154
38	46,0	3,290	0,428	0,04889220
39	47,0	3,100	0,411	0,04680652
40	48,0	2,920	0,396	0,04490239
41	49,0	2,760	0,381	0,04316063

42	50,0	2,610	0,368	0,04156445
43	51,0	2,470	0,356	0,04009913
44	52,0	2,350	0,345	0,03875230
45	53,0	2,230	0,334	0,03751259
46	54,0	2,120	0,324	0,03637014
47	55,0	2,010	0,315	0,03531632
48	56,0	1,920	0,307	0,03434371
49	57,0	1,830	0,299	0,03344537
50	58,0	1,740	0,291	0,03261526
51	59,0	1,670	0,284	0,03184836
52	60,0	1,590	0,278	0,03113972
53	61,0	1,520	0,272	0,03048531
54	62,0	1,460	0,266	0,02988142
55	63,0	1,400	0,261	0,02932445
56	64,0	1,340	0,255	0,02881153
57	65,0	1,290	0,251	0,02833995
58	66,0	1,240	0,246	0,02790726
59	67,0	1,190	0,242	0,02751120
60	68,0	1,150	0,238	0,02714980
61	69,0	1,100	0,234	0,02682111
62	70,0	1,060	0,230	0,02652360
63	71,0	1,030	0,227	0,02625573
64	72,0	0,991	0,223	0,02601580
65	73,0	0,957	0,220	0,02580264
66	74,0	0,925	0,217	0,02561486
67	75,0	0,894	0,214	0,02545110
68	76,0	0,865	0,212	0,02531043
69	77,0	0,838	0,209	0,02519144
70	78,0	0,812	0,206	0,02509308
71	79,0	0,787	0,204	0,02501390
72	80,0	0,763	0,202	0,02495300
73	81,0	0,740	0,200	0,02484559
74	82,0	0,719	0,197	0,02474131
75	83,0	0,698	0,195	0,02464016
76	84,0	0,679	0,194	0,02454215
77	85,0	0,660	0,192	0,02444727
78	86,0	0,642	0,190	0,02435552
79	87,0	0,625	0,188	0,02426691
80	88,0	0,609	0,186	0,02418142
81	89,0	0,593	0,185	0,02409907
82	90,0	0,578	0,183	0,02401986
83	91,0	0,564	0,182	0,02394377
84	92,0	0,550	0,180	0,02387082
85	93,0	0,537	0,179	0,02380101
86	94,0	0,524	0,178	0,02373432
87	95,0	0,512	0,176	0,02367077
88	96,0	0,501	0,175	0,02361035
89	97,0	0,490	0,174	0,02355306
90	98,0	0,479	0,173	0,02349891
91	99,0	0,468	0,172	0,02344789
92	100,0	0,458	0,170	0,02340000
93	101,0	0,449	0,169	0,02335524

94	102,0	0,440	0,168	0,02331362
95	103,0	0,431	0,167	0,02327513
96	104,0	0,422	0,166	0,02323978
97	105,0	0,414	0,165	0,02320755
98	106,0	0,406	0,164	0,02317846
99	107,0	0,398	0,163	0,02315250
100	108,0	0,391	0,163	0,02312968
101	109,0	0,384	0,162	0,02310999
102	110,0	0,377	0,161	0,02309343
103	111,0	0,370	0,160	0,02308000
104	112,0	0,364	0,159	0,02306971
105	113,0	0,358	0,158	0,02306255
106	114,0	0,352	0,158	0,02305852
107	115,0	0,346	0,157	0,02305762
108	116,0	0,340	0,156	0,02305986
109	117,0	0,335	0,155	0,02306523
110	118,0	0,330	0,155	0,02307374
111	119,0	0,324	0,154	0,02308537
112	120,0	0,319	0,153	0,02310014
113	121,0	0,315	0,153	0,02311804
114	122,0	0,310	0,152	0,02313908
115	123,0	0,306	0,151	0,02316325
116	124,0	0,301	0,151	0,02319055
117	125,0	0,297	0,150	0,02322098
118	126,0	0,293	0,150	0,02325455
119	127,0	0,289	0,149	0,02329125
120	128,0	0,285	0,148	0,02333108
121	129,0	0,281	0,148	0,02337404
122	130,0	0,277	0,147	0,02342014
123	131,0	0,274	0,147	0,02346937
124	132,0	0,270	0,146	0,02352174
125	133,0	0,267	0,146	0,02357723
126	134,0	0,264	0,145	0,02363586
127	135,0	0,261	0,145	0,02369762
128	136,0	0,258	0,144	0,02376252
129	137,0	0,255	0,144	0,02383055
130	138,0	0,252	0,143	0,02390171
131	139,0	0,249	0,143	0,02397600
132	140,0	0,246	0,142	0,02405343
133	141,0	0,243	0,142	0,02413399
134	142,0	0,241	0,141	0,02421768
135	143,0	0,238	0,141	0,02430450
136	144,0	0,236	0,140	0,02439446
137	145,0	0,233	0,140	0,02448755
138	146,0	0,231	0,140	0,02458377
139	147,0	0,228	0,139	0,02468313
140	148,0	0,226	0,139	0,02478562
141	149,0	0,224	0,138	0,02489124
142	150,0	0,222	0,138	0,02500000

---

## ANEXO 5

## Datos iniciales obtenidos en la simulación para la energía media

Tabla A.3:

<b>ENERGIA MEDIA (keV)</b>							
Filtración inherente ( 2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12° )							
Filtración adicional extra (mmAl)							
<b>kV</b>	<b>0.0</b>	<b>0.5</b>	<b>1.0</b>	<b>1.5</b>	<b>2.0</b>	<b>2.5</b>	<b>3.0</b>
115	55.0	55.8	56.6	57.3	57.9	58.5	59.1
117	55.5	56.4	57.1	57.8	58.4	59.0	59.6
119	56.0	56.9	57.6	58.3	59.0	59.6	60.1
121	56.6	57.4	58.1	58.8	59.5	60.1	60.6
123	57.1	57.9	58.7	59.3	60.0	60.6	61.1
125	57.6	58.4	59.2	59.9	60.5	61.1	61.7
127	58.1	58.9	59.7	60.4	61.0	61.6	62.2
129	58.6	59.4	60.2	60.9	61.5	62.1	62.7
131	59.1	59.9	60.7	61.3	62.0	62.6	63.2
133	59.6	60.4	61.1	61.8	62.5	63.1	63.6
135	60.0	60.9	61.6	62.3	63.0	63.6	64.1

Tabla A.4:

<b>ENERGIA MEDIA (keV)</b>							
Filtración inherente ( 2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12° )							
Filtración adicional extra (mmCu)							
<b>kV</b>	<b>0.00</b>	<b>0.05</b>	<b>0.10</b>	<b>0.15</b>	<b>0.20</b>	<b>0.25</b>	<b>0.30</b>
115	55.0	57.7	59.8	61.4	62.8	64.1	65.2
117	55.5	58.2	60.3	62.0	63.4	64.6	65.7
119	56.0	58.7	60.8	62.5	63.9	65.2	66.3
121	56.6	59.3	61.3	63.0	64.5	65.7	66.8
123	57.1	59.8	61.8	63.5	65.0	66.2	67.4
125	57.6	60.3	62.3	64.1	65.5	66.8	67.9
127	58.1	60.8	62.9	64.6	66.0	67.3	68.5
129	58.6	61.3	63.4	65.1	66.5	67.8	69.0
131	59.1	61.8	63.9	65.6	67.0	68.3	69.5
133	59.6	62.3	64.3	66.1	67.6	68.9	70.0
135	60.0	62.7	64.8	66.6	68.1	69.4	70.6

**Tabla A.5:**

kV	<b>ENERGIA MEDIA (keV)</b>						
	Filtración inherente ( 2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12° )						
	<b>Filtración adicional extra (µmTa)</b>						
	<b>0.00</b>	<b>10.00</b>	<b>20.00</b>	<b>30.00</b>	<b>40.00</b>	<b>50.00</b>	<b>60.00</b>
115	55.0	56.5	57.7	58.6	59.4	60.1	60.6
117	55.5	57.0	58.2	59.2	59.9	60.6	61.2
119	56.0	57.6	58.7	59.7	60.5	61.1	61.7
121	56.6	58.1	59.3	60.2	61.0	61.7	62.3
123	57.1	58.6	59.8	60.7	61.5	62.2	62.8
125	57.6	59.1	60.3	61.3	62.1	62.8	63.4
127	58.1	59.6	60.8	61.8	62.6	63.3	63.9
129	58.6	60.1	61.3	62.3	63.1	63.8	64.5
131	59.1	60.6	61.8	62.8	63.7	64.4	65.0
133	59.6	61.1	62.3	63.3	64.2	64.9	65.6
135	60.0	61.6	62.8	63.8	64.7	65.5	66.1

**Tabla A.6:**

kV	<b>ENERGIA MEDIA (keV)</b>						
	Filtración inherente ( 2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12° )						
	<b>Filtración adicional extra (mmAl)</b>						
	<b>0.0</b>	<b>0.5</b>	<b>1.0</b>	<b>1.5</b>	<b>2.0</b>	<b>2.5</b>	<b>3.0</b>
115	59.8	60.2	60.7	61.1	61.6	62.0	62.3
117	60.3	60.8	61.2	61.7	62.1	62.5	62.9
119	60.8	61.3	61.8	62.2	62.6	63.0	63.4
121	61.3	61.8	62.3	62.7	63.2	63.6	64.0
123	61.8	62.3	62.8	63.3	63.7	64.1	64.5
125	<b>62.3</b>	62.8	63.3	63.8	64.2	64.6	65.0
127	62.9	63.4	63.8	64.3	64.7	65.1	65.5
129	63.4	63.9	64.3	64.8	65.2	65.6	66.0
131	63.9	64.4	64.8	65.3	65.7	66.1	66.5
133	64.3	64.8	65.3	65.8	66.2	66.6	67.1
135	64.8	65.3	65.8	66.3	66.7	67.1	67.6

Tabla A.7:

kV	ENERGIA MEDIA (keV)						
	Filtración inherente ( 2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12° )						
	Filtración adicional extra (mmCu)						
	0.00	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30
115	59.8	61.4	62.8	64.1	65.2	66.1	67.0
117	60.3	62.0	63.4	64.6	65.7	66.7	67.6
119	60.8	62.5	63.9	65.2	66.3	67.3	68.2
121	61.3	63.0	64.5	65.7	66.8	67.8	68.8
123	61.8	63.5	65.0	66.2	67.4	68.4	69.3
125	<b>62.3</b>	64.1	65.5	66.8	67.9	68.9	69.9
127	62.9	64.6	66.0	67.3	68.5	69.5	70.5
129	63.4	65.1	66.5	67.8	69.0	70.0	71.0
131	63.9	65.6	67.0	68.3	69.5	70.6	71.6
133	64.3	66.1	67.6	68.9	70.0	71.1	72.1
135	64.8	66.6	68.1	69.4	70.6	71.6	72.6

Tabla A.8:

kV	ENERGIA MEDIA (keV)						
	Filtración inherente ( 2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12° )						
	Filtración adicional extra (µmTa)						
	0.00	10.00	20.00	30.00	40.00	50.00	60.00
115	59.8	60.5	61.1	61.7	62.1	62.5	62.9
117	60.3	61.0	61.7	62.2	62.7	63.1	63.4
119	60.8	61.6	62.2	62.8	63.2	63.7	64.0
121	61.3	62.1	62.8	63.3	63.8	64.2	64.6
123	61.8	62.6	63.3	63.9	64.4	64.8	65.2
125	<b>62.3</b>	63.1	63.8	64.4	64.9	65.4	65.8
127	62.9	63.7	64.3	64.9	65.5	65.9	66.4
129	63.4	64.2	64.9	65.5	66.0	66.5	66.9
131	63.9	64.7	65.4	66.0	66.6	67.1	67.5
133	64.3	65.2	65.9	66.5	67.1	67.6	68.1
135	64.8	65.7	66.4	67.1	67.7	68.2	68.7

## ANEXO 6

## Datos iniciales obtenidos en la simulación para la fluencia de fotones

Tabla A.9:

<b>FLUENCIA DE FOTONES (fotones/mm<sup>2</sup>)</b>							
Filtración inherente ( 2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12° )							
<b>Filtración adicional extra (mmAl)</b>							
<b>kV</b>	<b>0.0</b>	<b>0.5</b>	<b>1.0</b>	<b>1.5</b>	<b>2.0</b>	<b>2.5</b>	<b>3.0</b>
115	3.108E+06	2.908E+06	2.730E+06	2.570E+06	2.425E+06	2.293E+06	2.171E+06
117	3.210E+06	3.005E+06	2.823E+06	2.660E+06	2.513E+06	2.376E+06	2.252E+06
119	3.310E+06	3.103E+06	2.918E+06	2.750E+06	2.600E+06	2.461E+06	2.333E+06
121	3.413E+06	3.203E+06	3.013E+06	2.843E+06	2.688E+06	2.545E+06	2.415E+06
123	3.515E+06	3.300E+06	3.108E+06	2.933E+06	2.775E+06	2.630E+06	2.497E+06
125	3.618E+06	3.400E+06	3.203E+06	3.025E+06	2.865E+06	2.715E+06	2.580E+06
127	3.723E+06	3.498E+06	3.298E+06	3.118E+06	2.953E+06	2.803E+06	2.663E+06
129	3.825E+06	3.598E+06	3.395E+06	3.210E+06	3.043E+06	2.888E+06	2.745E+06
131	3.928E+06	3.698E+06	3.490E+06	3.303E+06	3.133E+06	2.975E+06	2.830E+06
133	4.030E+06	3.798E+06	3.588E+06	3.398E+06	3.223E+06	3.063E+06	2.913E+06
135	4.135E+06	3.898E+06	3.685E+06	3.490E+06	3.313E+06	3.148E+06	2.998E+06

Tabla A.10:

<b>FLUENCIA DE FOTONES (fotones/mm<sup>2</sup>)</b>							
Filtración inherente ( 2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12° )							
<b>Filtración adicional extra (mmCu)</b>							
<b>kV</b>	<b>0.00</b>	<b>0.05</b>	<b>0.10</b>	<b>0.15</b>	<b>0.20</b>	<b>0.25</b>	<b>0.30</b>
115	3.108E+06	2.643E+06	2.314E+06	2.062E+06	1.861E+06	1.694E+06	1.553E+06
117	3.210E+06	2.738E+06	2.402E+06	2.144E+06	1.938E+06	1.767E+06	1.622E+06
119	3.310E+06	2.833E+06	2.490E+06	2.227E+06	2.016E+06	1.840E+06	1.691E+06
121	3.413E+06	2.928E+06	2.580E+06	2.311E+06	2.094E+06	1.914E+06	1.761E+06
123	3.515E+06	3.023E+06	2.668E+06	2.394E+06	2.173E+06	1.989E+06	1.832E+06
125	3.618E+06	3.118E+06	2.758E+06	2.479E+06	2.253E+06	2.064E+06	1.904E+06
127	3.723E+06	3.215E+06	2.848E+06	2.565E+06	2.333E+06	2.140E+06	1.976E+06
129	3.825E+06	3.310E+06	2.940E+06	2.650E+06	2.414E+06	2.217E+06	2.048E+06
131	3.928E+06	3.408E+06	3.030E+06	2.735E+06	2.495E+06	2.294E+06	2.121E+06
133	4.030E+06	3.505E+06	3.123E+06	2.823E+06	2.578E+06	2.371E+06	2.195E+06
135	4.135E+06	3.603E+06	3.213E+06	2.908E+06	2.658E+06	2.449E+06	2.269E+06



**Tabla A.11:**

<b>FLUENCIA DE FOTONES (fotones/mm<sup>2</sup>)</b>							
Filtración inherente ( 2.8 mmAl; ángulo del ánodo =12° )							
Filtración adicional extra ( $\mu\text{mTa}$ )							
<b>kV</b>	<b>0.00</b>	<b>10.00</b>	<b>20.00</b>	<b>30.00</b>	<b>40.00</b>	<b>50.00</b>	<b>60.00</b>
115	3.108E+06	2.660E+06	2.312E+06	2.031E+06	1.798E+06	1.601E+06	1.434E+06
117	3.210E+06	2.753E+06	2.396E+06	2.107E+06	1.867E+06	1.665E+06	1.492E+06
119	3.310E+06	2.845E+06	2.480E+06	2.183E+06	1.937E+06	1.729E+06	1.551E+06
121	3.413E+06	2.938E+06	2.565E+06	2.261E+06	2.008E+06	1.794E+06	1.611E+06
123	3.515E+06	3.030E+06	2.650E+06	2.339E+06	2.080E+06	1.860E+06	1.671E+06
125	3.618E+06	3.125E+06	2.735E+06	2.417E+06	2.152E+06	1.926E+06	1.733E+06
127	3.723E+06	3.218E+06	2.820E+06	2.496E+06	2.224E+06	1.993E+06	1.794E+06
129	3.825E+06	3.313E+06	2.908E+06	2.575E+06	2.297E+06	2.061E+06	1.857E+06
131	3.928E+06	3.408E+06	2.995E+06	2.655E+06	2.371E+06	2.129E+06	1.920E+06
133	4.030E+06	3.503E+06	3.083E+06	2.735E+06	2.445E+06	2.197E+06	1.983E+06
135	4.135E+06	3.598E+06	3.170E+06	2.818E+06	2.520E+06	2.266E+06	2.047E+06

**Tabla A.12:**

<b>FLUENCIA DE FOTONES (fotones/mm<sup>2</sup>)</b>							
Filtración inherente ( 2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12° )							
Filtración adicional extra (mmAl)							
<b>kV</b>	<b>0.0</b>	<b>0.5</b>	<b>1.0</b>	<b>1.5</b>	<b>2.0</b>	<b>2.5</b>	<b>3.0</b>
115	2.314E+06	2.199E+06	2.092E+06	1.992E+06	1.899E+06	1.811E+06	1.729E+06
117	2.402E+06	2.283E+06	2.173E+06	2.071E+06	1.975E+06	1.885E+06	1.800E+06
119	2.490E+06	2.369E+06	2.255E+06	2.150E+06	2.051E+06	1.959E+06	1.872E+06
121	2.580E+06	2.454E+06	2.338E+06	2.230E+06	2.128E+06	2.033E+06	1.944E+06
123	2.668E+06	2.540E+06	2.421E+06	2.310E+06	2.206E+06	2.108E+06	2.016E+06
125	<b>2.758E+06</b>	2.628E+06	2.505E+06	2.391E+06	2.284E+06	2.183E+06	2.089E+06
127	2.848E+06	2.715E+06	2.590E+06	2.472E+06	2.363E+06	2.259E+06	2.162E+06
129	2.940E+06	2.803E+06	2.675E+06	2.555E+06	2.442E+06	2.336E+06	2.236E+06
131	3.030E+06	2.890E+06	2.760E+06	2.635E+06	2.520E+06	2.413E+06	2.311E+06
133	3.123E+06	2.978E+06	2.845E+06	2.718E+06	2.600E+06	2.490E+06	2.385E+06
135	3.213E+06	3.068E+06	2.930E+06	2.803E+06	2.680E+06	2.568E+06	2.460E+06

Tabla A.13:

<b>FLUENCIA DE FOTONES (fotones/mm<sup>2</sup>)</b>							
Filtración inherente ( 2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12° )							
<b>Filtración adicional extra (mmCu)</b>							
<b>kV</b>	<b>0.00</b>	<b>0.05</b>	<b>0.10</b>	<b>0.15</b>	<b>0.20</b>	<b>0.25</b>	<b>0.30</b>
115	2.314E+06	2.062E+06	1.861E+06	1.694E+06	1.553E+06	1.431E+06	1.325E+06
117	2.402E+06	2.144E+06	1.938E+06	1.767E+06	1.622E+06	1.496E+06	1.387E+06
119	2.490E+06	2.227E+06	2.016E+06	1.840E+06	1.691E+06	1.562E+06	1.450E+06
121	2.580E+06	2.311E+06	2.094E+06	1.914E+06	1.761E+06	1.629E+06	1.513E+06
123	2.668E+06	2.394E+06	2.173E+06	1.989E+06	1.832E+06	1.696E+06	1.577E+06
125	<b>2.758E+06</b>	2.479E+06	2.253E+06	2.064E+06	1.904E+06	1.764E+06	1.642E+06
127	2.848E+06	2.565E+06	2.333E+06	2.140E+06	1.976E+06	1.833E+06	1.707E+06
129	2.940E+06	2.650E+06	2.414E+06	2.217E+06	2.048E+06	1.902E+06	1.773E+06
131	3.030E+06	2.735E+06	2.495E+06	2.294E+06	2.121E+06	1.971E+06	1.840E+06
133	3.123E+06	2.823E+06	2.578E+06	2.371E+06	2.195E+06	2.042E+06	1.907E+06
135	3.213E+06	2.908E+06	2.658E+06	2.449E+06	2.269E+06	2.112E+06	1.974E+06

Tabla A.14:

<b>FLUENCIA DE FOTONES (fotones/mm<sup>2</sup>)</b>							
Filtración inherente ( 2.8 mmAl + 0.1 mmCu; ángulo del ánodo =12° )							
<b>Filtración adicional extra (μmCu)</b>							
<b>kV</b>	<b>0.00</b>	<b>10.00</b>	<b>20.00</b>	<b>30.00</b>	<b>40.00</b>	<b>50.00</b>	<b>60.00</b>
115	2.314E+06	2.043E+06	1.815E+06	1.620E+06	1.453E+06	1.308E+06	1.181E+06
117	2.402E+06	2.123E+06	1.888E+06	1.687E+06	1.514E+06	1.364E+06	1.232E+06
119	2.490E+06	2.203E+06	1.961E+06	1.754E+06	1.576E+06	1.421E+06	1.285E+06
121	2.580E+06	2.284E+06	2.036E+06	1.822E+06	1.638E+06	1.478E+06	1.338E+06
123	2.668E+06	2.366E+06	2.110E+06	1.891E+06	1.701E+06	1.536E+06	1.391E+06
125	<b>2.758E+06</b>	2.448E+06	2.186E+06	1.960E+06	1.765E+06	1.595E+06	1.446E+06
127	2.848E+06	2.530E+06	2.262E+06	2.030E+06	1.830E+06	1.655E+06	1.501E+06
129	2.940E+06	2.615E+06	2.338E+06	2.101E+06	1.895E+06	1.715E+06	1.556E+06
131	3.030E+06	2.698E+06	2.415E+06	2.172E+06	1.960E+06	1.776E+06	1.613E+06
133	3.123E+06	2.783E+06	2.493E+06	2.243E+06	2.027E+06	1.837E+06	1.670E+06
135	3.213E+06	2.868E+06	2.570E+06	2.315E+06	2.093E+06	1.899E+06	1.727E+06

## ANEXO 7

### Programa de simulación XSPEC

#### 7.1. Uso de XSPEC:

Calcula el espectro del tubo de rayos X a partir de valores de kilovoltaje (kVp), un ángulo theta del ánodo de tungsteno dado como material blanco, filtración adicional ( $F_{adic}$ ) y corriente de tubo por tiempo (mAs). Consta de una rutina principal y una subrutina MUCALC. Para calcular el espectro se usa la teoría de Birch y Marshal.

#### 7.2. Subrutina requerida: (MUCALC)

SUBROUTINE MUCALC(Z,ENER,S,DS,IZ) llamada desde el programa principal, esta subrutina calcula los coeficientes de atenuación a través de una aproximación por ajuste polinomial de Mc Master.

#### 7.3. Descripción de los parámetros:

ATOMW	Peso atómico del material filtro.
TMAX	Energía máxima del electrón incidente.
THETA	Ángulo del ánodo.
DELTE	Intervalo de longitud en la energía del fotón.
DELTT	Intervalo de longitud en la energía del electrón.
SCALE	Factor de escala para coincidir a datos de HPA.
TwCons	Constante de Thomson-Whiddington.
TwTheta	TwCons * TAN(THETA).
E	Energía actual del fotón.
T	Energía actual del electrón.

#### **Para el cálculo de la energía media del espectro de fotones:**

MeanE	Energía media del espectro de fotones.
FUNC	Ajuste polinomial para diferentes energías.

#### **Coefficiente de absorción másico para el tungsteno:**

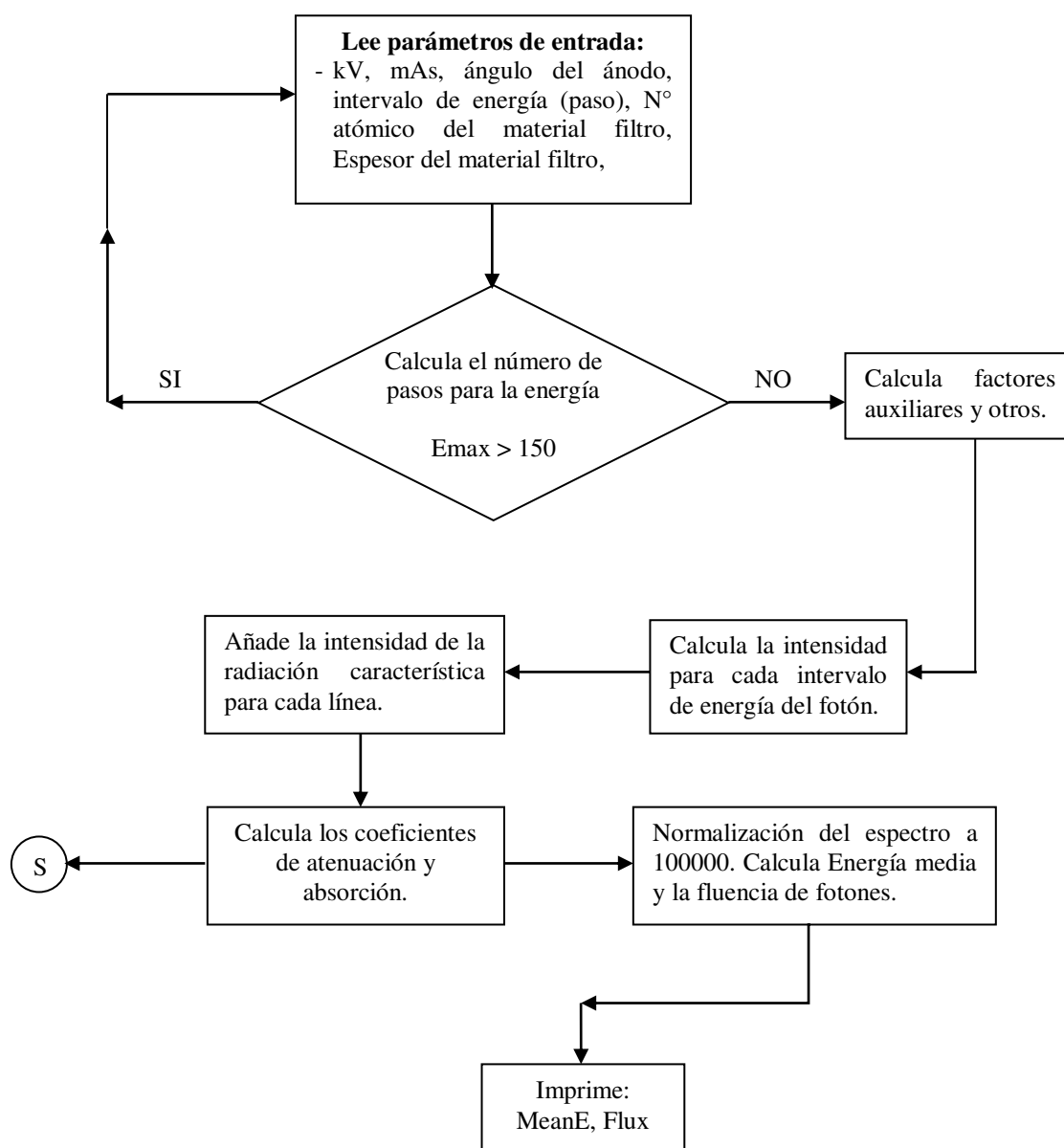
MuRho	Coefficiente de absorción másico.
AreaDens	Densidad de área del material filtro.
FACT	Variable auxiliar.
FLUX	Flujo total de fotones.
ZFILTER(5)	Número atómico de los materiales filtros.
Z	Número atómico del material del ánodo.
EmaxSTEP	Número de paso o intervalo de la energía del fotón.
GROUP	Identificador para los grupos de línea.
I	Índice para el intervalo de la energía del fotón.

LINE Índice para la línea de la radiación característica.  
IZ variable de control de mucalc.

#### 7.4. Salida:

El programa principal imprime los valores de los parámetros de entrada. Imprime valores de Energía con su correspondiente intensidad de energía de rayos X cuya suma está normalizada a 100000 unidades. Finalmente se obtiene la energía media (keV) y la fluencia de fotones (fotones/mm<sup>2</sup> a una distancia del foco de 0,75 m).

#### 7.5. Diagrama lógico del programa XSPEC:



**Figura 1.5: Diagrama de flujo del programa XSPEC**

## 7.6. Código del programa de simulación XSPEC:

```

PROGRAM XSPEC
C-----
C
C  CALCULATES THE X-RAY TUBE SPECTRUM FOR A GIVEN KV VALUE, A GIVEN
C  ANODE ANGLE THETA AND TUNGSTEN AS TARGET MATERIAL. AN OPTIONAL
C  FILTRATION CAN BE ADDED.
C  FOR THE SPECTRUM CALCULATION THE THEORY OF BIRCH AND MARSHAL IS
C  USED (PHYS.MED.BIOL. VOL.24, 505 (1979)).
C  THE SUBROUTINE MUCALC IS USED FOR THE ATTENUATION COEFFICIENTS.
C
C  PROGRAMMED BY U. NEITZEL   LAST UPDATE: 1985-01-29
C  MODIFIED FOR PC   1987-9-24
C-----
C
C  REAL AVOG          [AVOGADRO'S CONSTANT]
C  REAL ATOMW        [ATOMIC WEIGHT]
C  REAL TMAX         [MAXIMAL ELECTRON ENERGY]
C  REAL THETA        [ANODE ANGLE]
C  REAL DELTE        [PHOTON ENERGY INTERVAL LENGTH]
C  REAL DELTT        [ELECTRON ENERGY INTERVAL LENGTH]
C  REAL SCALE        [SCALE FACTOR FOR MATCHING TO HPA DATA]
C  REAL TwCons       [THOMSON-WHIDDINGTON CONSTANT]
C  REAL TwTheta      [TwCons * TAN(THETA)]
C  REAL E            [ACTUAL PHOTON ENERGY]
C  REAL T            [ACTUAL ELECTRON ENERGY]
C  MEAN PHOTON ENERGY OF SPECTRUM
C  REAL MeanE
C  REAL FUNC          [POLYNOM FIT FOR DIFF. ENERGY]
C  REAL SUM
C  TUNGSTEN MASS ABSORPTION COEFFICIENT
C  REAL MuRho
C  REAL AreaDens     [AREA DENSITY OF FILTER MATERIAL]
C  REAL FACT         [AUXILIARY VARIABLE]
C  REAL FLUX         [TOTAL PHOTON FLUX]
C
C  ATOMIC NUMBER OF FILTER MATERIALS
C  INTEGER ZFILTER(5)
C  ATOMIC NUMBER OF ANODE MATERIAL
C  INTEGER Z
C  NUMBER OF PHOTON ENERGY INTERVALS
C  INTEGER EmaxSTEP
C  IDENTIFIER FOR LINE GROUPS
C  INTEGER GROUP
C  PHOTON ENERGY INTERVAL INDEX
C  INTEGER I
C  LINE INDEX OF CHAR. RADIATION
C  INTEGER LINE
C  INTEGER IMORE,IFILT,K,MT
C  INTEGER ANSWER
C  INTEGER IZ          [CONTROL VARIABLE OF MUCALC]
C  SPECTRAL INTENSITIES
C  REAL SPEC  (150)
C  NORMALISED INTENSITIES
C  REAL SPNO  (150)
C  PHOTON ENERGIES
C  REAL ENERGY (150)
C  PARAMETERS OF CHARACT. RADIATION

```

```

REAL CHARAD (2,10)
C PARAMETERS OF CHARACT. ABSORPTION
  REAL CHAABS (4)
C TRANSFER VARIABLES OF SUBROUTINE MUCALC
  REAL S(7),DS(5)
C FILTER THICKNESSES
  REAL DFILTER(5)
C OUTPUT FILE NAME
  CHARACTER IFILE*20,ANSWER
C mAs USADO
  REAL MAS
C
C-----
C
C ENERGY AND RELATIVE INTENSITY OF THE CHARACTERISTIC RADIATION
C OF TUNGSTEN (6 L- AND 4 K-LINES).
C
C-----
C
DATA CHARAD/8.33,11.3,8.4,100.,9.64,157.6,9.82,36.8,9.96,19.7,
*          11.43,40.3,57.99,57.6,59.32,100.,67.15,32.1,69.13,
*          8.4/
C-----
C
C ENERGY OF THE ABSORPTION EDGES AND NORMALISATION CONSTANTS.
C
C-----
C
DATA CHAABS/12.098,69.524,7.5E-08,9.05E-07/
C-----
C
C ASSIGN CONSTANTS.
C
C-----
C
SCALE = .72
AVOG = 6.02E+23
Z = 74
ATOMW = 183.85
C
C-----
C
C CLEAR ARRAYS.
C
C-----
C
DO 5 I = 1,150
  ENERGY(I) = 0.
  SPEC(I) = 0.
  SPNO(I) = 0.
5 CONTINUE
C
C-----
C
C READ IN PARAMETERS FROM TERMINAL.
C
C-----
C

```

```

WRITE (*,*) ' Give high tension ( kV ) '
READ (*,*) TMAX
WRITE (*,*) ' DIGITE O mAs '
READ (*,*) MAS
WRITE(*,*) ' Give anode angle ( degree ) '
READ (*,*) THETA
10 WRITE(*,*) ' Give energy interval ( keV ) '
   READ (*,*) DELTE
C
C-----
C
C
C   CALCULATE NUMBER OF ENERGY STEPS.
C   MAX. 1000 ENERGY STEPS ARE ALLOWED.
C
C-----
C
C   EmaxSTEP = INT(TMAX/DELTE)

C   IF (EmaxSTEP .GT. 150) THEN
C       WRITE(*,*) ' Energy step too small / Once more:'
C       GOTO 10
C   ENDIF

C-----
C
C   CONVERT ANGLE TO RADIANS.
C   SET ELECTRON ENERGY STEP TO 1 KEV.
C
C-----
C
C   THETA = 3.14159 * THETA/180.
C   DELTT = 1.

C-----
C
C   COMPUTE SOME AUXILIARY FACTORS. INITIALIZE FLUX.
C
C-----

TwCons = (0.0029 * TMAX + 0.41) * 1.E+06
TwTheta = TwCons * TAN(THETA)
FLUX    = 0.
IZ      = 0

C-----
C
C   NOW CALCULATE INTENSITY FOR EACH PHOTON ENERGY INTERVAL.
C
C-----

DO 100 I = 1,EmaxSTEP

   ENERGY(I) = TMAX - (FLOAT(EmaxSTEP-I)+0.5) * DELTE
   E           = ENERGY(I)

   IF (E .LT. 1.) E = 1.
   CALL MUCALC (Z,E,S,DS,IZ)

   MuRho  = S(5)
   SPEC(I) = 0.

```

```

C-----
C
C TAKE ELECTRON ENERGIES FROM MAXIMUM (= TUBE VOLTAGE) DOWN TO
C ACTUAL PHOTON ENERGY AND CALCULATE THEIR CONTRIBUTION TO THE
C X-RADIATION.
C-----
C
C T = TMAX

DO 35 IWH=1,1000
IF (T .GE. E) THEN

    FUNC = (0.503 + (-0.946 + (0.155 + (1.163
*      - 0.682*(E/T))*(E/T))*(E/T))*(E/T)) * 1.E-14
    FACT = (TMAX*TMAX - T*T)/TwTheta
    SUM = (1+ (T/511.)) * FUNC * (1/TwCons) *
*      EXP(-MuRho*FACT)
    SPEC(I) = SPEC(I) + SUM * DELTT
    T = T - DELTT
ENDIF
35 CONTINUE

C-----
C
C NOW ADD INTENSITY FROM CHARACTERISTIC RADIATION.
C FOR EACH LINE FIRST CHECK IF IT FALLS INTO THE ENERGY INTERVAL
C UNDER CALCULATION.
C-----
C
C DO 40 LINE = 1,10

IF ((E-DELTE/2.) .LE. CHARAD(1,LINE) .AND.
*   (E+DELTE/2.) .GT. CHARAD(1,LINE)) THEN

C-----
C
C LINES #1 THRU #6 ARE L-RADIATION; LINES #7 THRU #10 K-RADIATION.
C-----
C
C IF (LINE .LE. 6) THEN
C   GROUP = 1
C ELSE
C   GROUP = 2
C END IF

C-----
C
C CHECK IF CHARACTERISTIC RADIATION CAN BE EXCITED, I.E. IF MAXIMAL
C ELECTRON ENERGY EXCEEDS RESPECTIVE (K-,L-) ABSORPTION EDGE. IF
C POSITIVE ADD UP CONTRIBUTIONS FROM DIFFERENT ELECTRON ENERGIES AND
C CORRECT FOR ABSORPTION IN THE TARGET.
C-----
C
C IF (TMAX .GE. CHAABS(GROUP)) THEN
C   T = TMAX

```



```

      DO 37 ILE=1,1000
      IF (T .GE. CHAABS(GROUP)) THEN
        FACT = (TMAX*TMAX - T*T)/TwTheta
        SUM  = CHAABS(GROUP+2) * CHARAD(2,LINE) *
*          (TMAX/CHAABS(GROUP)-1)**1.63 *
*          EXP(-MuRho * FACT)/(TMAX-CHAABS(GROUP))
        SPEC(I) = SPEC(I) + SUM * 1.E-14 * DELTT/DELTE
        T      = T - DELTT
      ENDIF
37  CONTINUE
      ENDIF
      ENDIF
40  CONTINUE

C-----
C
C  TO GET THE SPECTRAL DENSITY OF PHOTONS IN THE CORRECT DIMENSION
C
C  MULTIPLICATION BY SOME CONSTANT FACTORS AND DIVISION BY THE ENERGY
C
C  IS NECESSARY. MULTIPLICACAO PELO mAs.
C
C-----
C
SPEC(I) = MAS*SPEC(I)*(2 * AVOG * Z**2)/(ATOMW * E * SCALE)

100  CONTINUE

      DO 101 I = (EmaxSTEP + IFIX(DELTE)),150

          ENERGY(I) = TMAX - (FLOAT(EmaxSTEP-I)+0.5) * DELTE

101  CONTINUE

      IFILT = 0

C-----
C
C  READ IN FILTRATION.
C
C-----

200  IFILT = IFILT + 1

      WRITE(*,*) ' Give atomic number of filter material: '
      READ (*,*) ZFILTER(IFILT)
      WRITE(*,*) ' Thickness (0) or mass/area (1) ? '
      READ (*,*) MT

      CALL MUCALC (ZFILTER(IFILT),1.,S,DS,IZ)

      IF (MT .EQ. 1) THEN
        WRITE(*,*) ' Give mass per area of filter (g/cm^2):
        READ (*,*) AreaDens
        DFILTER(IFILT) = AreaDens / S(6)
      ELSE
        WRITE(*,*) ' Give filter thickness (cm):
        READ (*,*) DFILTER(IFILT)
        AreaDens = DFILTER(IFILT) * S(6)
      END IF

```

```

C-----
C
C   CALCULATE ATTENUATION BY OPTIONAL FILTRATION.
C   INTEGRATE THE SPECTRUM TO GET THE TOTAL PHOTON FLUX.
C
C-----
C
FLUX = 0.

DO 147 I = 1,EmaxSTEP

    E = ENERGY(I)
    IF (E .LT. 1.) E = 1.

    CALL MUCALC (ZFILTER(IFILT),E,S,DS,IZ)

    SPEC(I) = SPEC(I) * EXP(-S(5) * AreaDens)
    FLUX = FLUX + SPEC(I) * DELTE

147 CONTINUE

    IF (IFILT .GE. 5) GOTO 300

    WRITE(*,*) ' Do you want additional filtration? (Y/N)
    READ (*,77) ANSWER
77  FORMAT (A1)

    IF (ANSWER .EQ. 'Y') GOTO 200

C-----
C
C   NOW THE COMPLETE SPECTRUM IS CALCULATED. NORMALIZE THE AREA OF
C   THE SPECTRUM TO 10^5. CALCULATE THE MEAN PHOTON ENERGY.
C
C-----

300    CONTINUE

    MeanE = 0.

    DO 305 I = 1,EmaxSTEP
        SPNO(I) = SPEC(I) * 1.E5 * DELTE / FLUX
        MeanE = MeanE + SPNO(I) * ENERGY(I)
305 CONTINUE

    MeanE = MeanE * 1.E-5

C-----
C
C   WRITE OUT TABLE OF SPECTRUM.
C
C-----
C
WRITE (*,219) NINT(TMAX),NINT(THETA*180./3.14159)
WRITE (*,220) (I,ZFILTER(I),DFILTER(I),I=1,IFILT)
WRITE (*,221) (ENERGY(I)+DELTE/2.,I=1,10)
DO 310 I = 1,EmaxSTEP-1,10
    WRITE (*,222) NINT(ENERGY(I)-DELTE/2.),
*               (NINT(SPNO(K)),K=I,I+9)

```

```

310 CONTINUE

      WRITE (*,223) FLUX,MeanE
219  FORMAT(1H1,4X,'Spectrum for ',I3,' kV; ',I3,' degree W target.')
220  FORMAT (4X,' Filter #',I1,': Z = ',I3,'; D = ',F7.3,' cm')
221  FORMAT (//,1X,' keV ',10F6.1,/)
222  FORMAT (' ',I3,'-',3X,10I6)
223  FORMAT (//,5X,'Photon flux at 0.75 m: ',E14.4,
*      ' Photons /mm^2',
*      /,5X,'Mean photon energy: ',F7.1,' keV')

C-----
C
C  WRITE DATA ON DISK
C
C-----
C
      WRITE(*,998)
998  FORMAT(//,1X,'***** WARNING: ENERGY OFFSET = 0.5 keV *****')
      WRITE(*,999)
999  FORMAT(///,1X,'OUTPUT FILE NAME')
      READ(*,'(A)') IFILE

      OPEN (12,FILE=IFILE,STATUS='NEW')
      do 1020 I=1,150
          WRITE(12,*) ENERGY(I),SPNO(I)
1020  continue

      WRITE (12,219) NINT(TMAX),NINT(THETA*180./3.14159)
      WRITE (12,220) (I,ZFILTER(I),DFILTER(I),I=1,IFILT)
      WRITE (12,221) (ENERGY(I)+DELTE/2.,I=1,10)
      DO 311 I = 1,EmaxSTEP-1,10
          WRITE (12,222) NINT(ENERGY(I)-DELTE/2.),
*                      (NINT(SPNO(K)),K=I,I+9)
311  CONTINUE

      WRITE (12,223) FLUX,MeanE
      CLOSE(12)
      STOP
      END

```