

De acuerdo con la LEY FEDERAL DEL DERECHO DE AUTOR
Ley publicada en el Diario Oficial de la Federación el 24 de diciembre de 1996,
México.

Capítulo II De la Limitación a los Derechos Patrimoniales

Artículo 148.-

Las obras literarias y artísticas ya divulgadas podrán utilizarse, siempre que no se afecte la explotación normal de la obra, sin autorización del titular del derecho patrimonial y sin remuneración, citando invariablemente la fuente y sin alterar la obra, sólo en los siguientes casos:

I. Cita de textos, siempre que la cantidad tomada no pueda considerarse como una reproducción simulada y sustancial del contenido de la obra;

II. Reproducción de artículos, fotografías, ilustraciones y comentarios referentes a acontecimientos de actualidad, publicados por la prensa o difundidos por la radio o la televisión, o cualquier otro medio de difusión, si esto no hubiere sido expresamente prohibido por el titular del derecho;

III. Reproducción de partes de la obra, para la crítica e investigación científica, literaria o artística;

IV. *Reproducción por una sola vez, y en un sólo ejemplar, de una obra literaria o artística, para uso personal y privado de quien la hace y sin fines de lucro. Las personas morales no podrán valerse de lo dispuesto en esta fracción salvo que se trate de una institución educativa, de investigación, o que no esté dedicada a actividades mercantiles;*

V. *Reproducción de una sola copia, por parte de un archivo o biblioteca, por razones de seguridad y preservación, y que se encuentre agotada, descatalogada y en peligro de desaparecer.*

Si usted es el autor de la obra y no desea que sea visualizada a través de este medio, favor de notificarlo por escrito a:

Universidad Autónoma de Nayarit. Dirección de Desarrollo Bibliotecario. Edificio de la Biblioteca Magna. Ciudad de la Cultura Amado Nervo s/n. Col. Los Fresnos. CP. 63190. Tepic, Nayarit.

O bien vía correo electrónico a: ddb@uan.edu.mx

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NAYARIT
POSGRADO EN CIENCIAS BIOLÓGICAS
OPCIÓN EN CIENCIAS AMBIENTALES



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NAYARIT



SISTEMA DE BIBLIOTECAS

ESPECTROS Y DOSIS DE NEUTRONES
CONTAMINANTES PRODUCIDOS EN UN
ACELERADOR LINEAL VARIAN IX

TESIS PARA OBTENER GRADO DE DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA

M. en C. Jorge Luis Benites Rengifo

Director de tesis

Dr. Héctor René Vega-Carrillo

Co-director de tesis

Dr. Jesús Bernardino Velázquez Fernández

Tepic, Nayarit. Junio 2013

Tepic, Nayarit, 30 de abril 2013

Dr. J. Diego García Paredes
Coordinador del Posgrado CBAP
Universidad Autónoma de Nayarit
PRESENTE

Los que suscribimos, integrantes del comité tutorial del **M. en C. Jorge Luis Benites Rengifo**, declaramos que hemos revisado la tesis titulada **"Espectros y dosis de neutrones contaminantes producidos en un acelerador lineal Varian IX"** y determinamos que la tesis puede ser presentada por el Candidato a Doctor en Ciencias Biológico Agropecuarias, con opción terminal en Ciencias Ambientales.

ATENTAMENTE

EL COMITÉ TUTORIAL



Dr. Héctor René Vega Carrillo
Director de Tesis



Dr. Jesús Bernardino Velázquez Fernández
Co-Director de Tesis

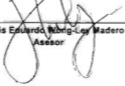


Dra. Sara Ruth Messina Fernández
Asesora



Dra. Abril Bernardette Martínez Rizo
Asesora

Dr. Luis Eduardo Nong-Ley Madero
Asesor





UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NAYARIT
ÁREA DE CIENCIAS BIOLÓGICO AGROPECUARIAS Y PESQUERA
POSGRADO EN CIENCIAS BIOLÓGICO AGROPECUARIAS

CBAP/132/13

Xalisco, Nayarit; 29 de mayo de 2013

Ing. Alfredo González Jáuregui
Director de Administración Escolar
P r e s e n t e .

Con base al oficio de fecha 30 de abril de 2013, enviado por los **CC. Dr. Héctor René Vega Carrillo, Dr. Jesús Bernardino Velázquez Fernández, Dra. Sara Ruth Messina Fernández, Dra. Abril Bernardette Martínez Rizo y Dr. Luis Eduardo Wong-Ley Madero**, donde se nos indica que el trabajo de tesis cumple con lo establecido en forma y contenido, y debido a que ha cumplido con los demás requisitos que pide el Posgrado en Ciencias Biológico Agropecuarias de la Universidad Autónoma de Nayarit, se autoriza al **C. Jorge Luis Benites Rengifo**, continúe con los trámites necesarios para la presentación del examen de grado de Doctorado.

Sin más por el momento, reciba un cordial saludo.

A t e n t a m e n t e
"Por lo Nuestro a lo Universal"



Dr. J. Diego García Paredes
Coordinador del Posgrado

C.c.p.-Expediente.

JDGP/ref.

DEDICATORIA

A Dios, por todas las cosas maravillosas que me regaló en la vida.

A mi esposa Silvia, por su constante apoyo, comprensión, paciencia, amor incondicional, y compañía eterna; quien además se ha convertido en la guía de mi vida profesional.

A mi querido hijo Jorge Luis, quien es el motor y la razón de seguir existiendo.

Con cariño a mis padres Álvaro y Concesa, por darme la vida. Gracias al apoyo de mi madre pude estudiar la profesión de físico.

A mis hermanos Javier, Elena, Álvaro, Arnaldo, Andrés, Jesús y Ronald.

A mis cuñados José Luis Uribe, Virginia Pastor y Mercedes Uribe.

A todos los compañeros del Centro Estatal de Cancerología de los Servicios de Salud de Nayarit, en especial a la Dra. Amelia Rodríguez Trejo, Dr. Agustín de Jesús Carrillo Cortez y Jorge Hernández Espinoza; quienes me brindaron los permisos de trabajar y estudiar el doctorado en ciencias, al mismo tiempo.

Jorge Luis Benites Rengifo
Tepic, Nayarit, México
Junio 2013

AGRADECIMIENTOS

Al concluir un trabajo de esta índole es grato y justo reconocer la labor de todas las personas que de una u otra forma contribuyeron a la realización exitosa del mismo.

Deseo expresar mi agradecimiento especial a la Unidad Académica de Estudios Nucleares de la Universidad Autónoma de Zacatecas, por brindarme el acceso a sus laboratorios y poder usar el Sistema Espectrométrico de Esferas Bonner.

También deseo expresar mi agradecimiento al CONACyT, por la beca de estudios que me otorgó para realizar el doctorado en ciencias. De igual forma agradezco al Sindicato de Trabajadores de los Servicios de Salud de Nayarit, por la beca de excelencia que me otorgó. Deseo expresar agradecimientos especiales al Dr. Héctor René Vega Carrillo, director de esta tesis, quien fue el pilar principal de esta investigación. Su experiencia, paciencia, entusiasmo y dinamismo fueron puntos principales durante el desarrollo y culminación de esta tesis. Me proporcionó enseñanzas magistrales en física de neutrones y métodos Monte Carlo. Además quiero expresar que investigadores de su talla, en el área de física de neutrones, es único en México.

Agradezco al Dr. Jesús Bernardino Velázquez Fernández, codirector de esta tesis, por el apoyo brindado en el desarrollo y dirección de la misma. Su confianza e interés en el desarrollo del tema de neutrones contaminantes en radioterapia fueron importantes en el inicio y culminación de esta tesis.

Agradecimientos especiales a quienes fungieron como miembros de mi Comité Tutorial, ellos son los Dr. Héctor René Vega Carrillo, Dr. Jesús Bernardino Velázquez Fernández, Dra. Sara Ruth Messina Fernández, Dra. Abril Bernardette Martínez Rizo, Dr. Luis Eduardo Wong Ley Madero y Dr. Juan Diego García Paredes.

A mis colegas y compañeros de trabajo del Departamento de Radioterapia del Centro Estatal de Cancerología de Nayarit: Erandeni y Benjamín, por su apoyo y amistad que han sido un importante estímulo en mi formación profesional.

DERECHOS DE AUTOR

Todos los derechos reservados a la Universidad Autónoma de Nayarit y a la Unidad Académica de Estudios Nucleares de la Universidad Autónoma de Zacatecas.

Prohibida su reproducción parcial o total sin el consentimiento del autor

JORGE LUIS BENITES RENGIFO

Tepic, Nayarit. México

MMXIII

CONTENIDO

Lista de abreviaturas, acrónimos, símbolos y términos	x
RESUMEN	xiii
ABSTRACT	xiv
1. INTRODUCCIÓN	1
2. MARCO REFERENCIAL	5
2.1.- Principios de operación de los LINAC	5
2.2.- Sala de tratamiento para teleterapia	8
2.3.- Producción de neutrones en torno a un LINAC	9
2.4.- Producción de neutrones	13
2.5.- Espectro de neutrones primarios	16
2.6.- Transporte de neutrones en la sala de tratamiento	18
2.7.- Sistema Espectrométrico de Esferas Bonner (SEEB)	21
2.8.- Matriz de respuesta	24
2.9.- Dosimetría termoluminiscente	26
2.10.- Reconstrucción (<i>Unfolding</i>)	30
2.11.- Método Monte Carlo	32
2.12. Magnitudes y unidades dosimétricas	35
2.13. Centro Estatal de Cancerología de Nayarit	40
2.14. Problema científico de la tesis	40
2.15. Justificación	41
2.16. Preguntas científicas	42
2.17. Hipótesis	43
2.18. Objetivo general	44
2.19. Objetivos particulares	44
3.- MATERIALES Y MÉTODOS	45
3.1.- Cálculos Monte Carlo	45
3.2.- Medición del espectro de foneutrones	52

3.3.- Estimación de la emisividad de neutrones	58
3.4.- Medición del espectro de los electroneutrones	58
3.5.- Análisis Estadístico.....	60
4.- RESULTADOS Y DISCUSIÓN.....	64
4.1.- Cálculos Monte Carlo	64
4.2.- Espectro de fotoneutrones	88
4.3.- Emisividad de neutrones.....	93
4.4.- Espectro de electroneutrones	93
4.5.- Análisis Estadístico.....	95
5.- CONCLUSIONES.....	97
Trabajo a futuro	98
REFERENCIAS	99
CURRICULUM VITAE	115

ÍNDICE DE FIGURAS

Fig. 1.- LINAC de 15 MV	5
Fig. 2.- Deflexión de electrones y producción de fotones	6
Fig. 3.- Blanco de Cu/W	7
Fig. 4.- Colimador de multihojas	7
Fig. 5.- LINAC en modo de electrones	8
Fig. 6.- Sección eficaz (γ , n) de isótopos comunes en el cabezal de un LINAC	10
Fig. 7.- Producción de fotoneutrones	13
Fig. 8.- Producción de electroneutrones	13
Fig. 9.- Espectros primarios de neutrones en un blanco de tungsteno	18
Fig. 10.- Vista lateral de un LINAC y la ubicación del IC	19
Fig. 11.- Espectrómetro de Esferas Bonner	23
Fig. 12.- Sección eficaz total ante neutrones sobre isótopos del ^6Li y ^7Li	25
Fig. 13.- Diagrama del proceso de termoluminiscencia	26
Fig. 14.- Búnker del Centro de Cancerología	45
Fig. 15.- Identificación de los detectores puntuales	46
Fig. 16.- Vista frontal del modelo del LINAC	49
Fig. 17.- Modelo del búnker usado en la determinación del <i>cross-talking</i>	52
Fig. 18.- Maniquí de agua sólida	53
Fig. 19.- Arreglo de los soportes de SEEB/TLDs en modo planetario	54
Fig. 20.- Arreglo experimental para medir fotoneutrones en modo planetario	57
Fig. 21.- Arreglo experimental para medir electroneutrones en modo planetario	59
Fig. 22.- Espectros de fotoneutrones calculados en la dirección del eje X y Y	64
Fig. 23.- Espectros de fotoneutrones en el laberinto del búnker	66
Fig. 24.- Espectros de neutrones en la puerta del búnker	66
Fig. 25.- Espectros de neutrones en el búnker	67
Fig. 26.- Comparación de los espectros de fotones	70
Fig. 27.- Espectros de fotones en el filtro de aplanado y en el IC	71
Fig. 28.- Espectros de fotoneutrones en la sala	72
Fig. 29.- Fluencias de fotones en función de la distancia en ambos ejes	73
Fig. 30.- Espectro de los fotoneutrones primarios	74
Fig. 31.- Espectro primario de neutrones y la función de Tosi	75
Fig. 32.- Fluencia de neutrones en X e Y en función de la distancia respecto al IC	76
Fig. 33.- Espectros de neutrones, cada 45° , en torno al IC	77
Fig. 34.- Fluencia de neutrones en el plano X-Y	77
Fig. 35.- <i>Cross talking</i> a 1 m del IC con las esferas a 45°	78
Fig. 36.- Distribución de los neutrones en la sala en el plano del IC	79
Fig. 37.- Espectro de neutrones en el IC y en dos puntos fuera del maniquí	80
Fig. 38.- Maniquí modelado para calcular espectros de neutrones en el eje Z	81
Fig. 39.- Espectros en el eje Z dentro del maniquí	82
Fig. 40.- Espectros de neutrones en el plano X-Z	83
Fig. 41.- Espectros de neutrones en el eje Y	84
Fig. 42.- Magnitudes dosimétricas en el eje Z	85
Fig. 43.- Magnitudes dosimétricas en el eje X	85
Fig. 44.- Magnitudes dosimétricas en el eje Y	86
Fig. 45.- Coeficientes de fluencia a dosis absorbida dentro del maniquí	87
Fig. 46.- Señal neta de los neutrones en los TLDs del SEEB	88
Fig. 47.- Espectro de fotoneutrones medidos a 1 m del IC del LINAC de 15 MV	89
Fig. 48.- Espectros calculado y medido, de los fotoneutrones	91
Fig. 49.- Espectro de electroneutrones medido a 1 m del IC del LINAC	93

INDICE DE TABLAS

Tabla 1.- Energía umbral para la reacción (γ, n) en isótopos del cabezal	11
Tabla 2.- Energía umbral para reacción (γ, n) en isótopos del cuerpo humano	12
Tabla 3.- Características de materiales termoluminiscentes	27
Tabla 4.- Factor de ponderación W_R para diversos tipos de radiación y energías	37
Tabla 5.- Coordenadas del IC y los detectores puntuales	47
Tabla 6.- Composición elemental del concreto del búnker	47
Tabla 7.- Fluencia de neutrones en función de la distancia respecto al IC	68
Tabla 8.- $H^*(10)$ en función de la distancia respecto al IC	69
Tabla 9.- Energía promedio y $H^*(10)$	92

Lista de abreviaturas, acrónimos, símbolos y términos

- a:** Factor de transmisión de los neutrones que se escapan del cabezal
 α : Coeficiente de la función de los neutrones de evaporación
 β : Coeficiente de la función de los neutrones de reacción directa
ALARA: Acrónimo de la expresión "As Low As Reasonably Achievable" (tan baja como razonablemente pueda alcanzarse)
Bremsstrahlung: Radiación electromagnética producido por el frenado de partículas eléctricamente cargadas
c: Velocidad de la luz
Clinac 2100: Acelerador lineal clínico modelo 2100
Clinac 2300: Acelerador lineal clínico modelo 2300
 dn/dE_n : Cantidad de neutrones con energía en el intervalo E_n y $E_n + dE_n$
D: Dosis absorbida
 D_T : Dosis absorbida en tejido u órgano
 $D_{T, R}$: Dosis absorbida promediada sobre un tejido u órgano T debido a la radiación R.
EEB: Espectrómetro de esferas Bonner
e/p/n: Electrón, protón, neutrón
eV: Electrón voltio
 $\langle E \rangle$: Energía más probable de los neutrones
 ϵ : Energía impartida
 ϕ_{dir} : Flujo directo de neutrones
 ϕ_{dis} : Flujo de neutrones dispersados
 ϕ_{in} : Flujo de neutrones por *room return*
f4: *Tally* para estimar el flujo en una celda
f5: *Tally* para estimar el flujo en un detector puntual
 $\Phi(E)$: Espectro por unidad de energía de los neutrones
 $\Phi_L(E)$: Espectro por unidad de letargia de los neutrones
Gy: Unidad internacional de la magnitud dosis absorbida
Gy_e: Unidad de dosis absorbida debida a electrones
Gy_x: Unidad de dosis absorbida debida a rayos X
H_T: Dosis equivalente
H*(10): Dosis equivalente ambiental
IAEA: Agencia Internacional de Energía Atómica
IC: Isocentro
ICRP: Del inglés Comisión Internacional de Protección Radiológica
ICRU: Del inglés Comisión Internacional de mediciones y Unidades de Radiación
KERMA: Del inglés Kinetic Energy Released in MAtter.
keV: Kiloelectrón voltio
"knock-on" o "knock off": Neutrones de reacción directa
LINAC: Acelerador lineal de electrones
L600: Valor promedio de la lectura de los TLD600 debido a fotones y neutrones
L700: Valor promedio de la lectura de los TLD700 debido a neutrones
⁶LiI(Eu): Centellador de yoduro de litio activado con europio.
I1: detector ubicado en el laberinto, coordenada (530, 410, 0)
I2: detector ubicado en el laberinto, coordenada (530, 170, 0)

I3: detector ubicado en el laberinto, coordenada (530, 50, 0)
I4: detector ubicado en el laberinto, coordenada (530, 0, 0)
I5: detector ubicado en el laberinto, coordenada (530, -50, 0)
I6: detector ubicado en el laberinto, coordenada (530, -270, 0)
M: Número de detectores utilizados
MCNP: Es el acrónimo de *Monte Carlo N-Particle Transport Code*
MCNP 5: Código Monte Carlo para energías de neutrones menores o iguales a 20 MeV.
MCNP X: Código Monte Carlo para modelar el transporte de neutrones hasta 150 MeV.
MMC: Métodos Monte Carlo
MLC: Colimador multihojas o colimador de múltiples hojas
NCRP: Del inglés *National Council on Radiation Protection and Measurements*
NSDUAZ: Código de reconstrucción elaborado en la Universidad Autónoma de Zacatecas
MeV: Mega electrón voltio
MV: Mega voltio
p1: Detector ubicado en la puerta, coordenada (530, -300, 0)
PG: Público en general
POE: Personal ocupacionalmente expuesto
q: Carga eléctrica del electrón
Q: Emisividad de neutrones
Q(L): Factor de calidad del tipo de radiación que considera la eficacia biológica
ΔQ: Calor
 $1/r^2$: Ley del cuadrado inverso de la distancia
R-X: Rayos X producidos por *Bremsstrahlung*
RDG: Resonancia dipolar gigante
Room return: grupo de neutrones que interactúa con los muros de un recinto y regresan, con menor energía produciendo un campo de neutrones constante
σ: Sección eficaz microscópica
S: Representa el área total de la superficie interna de paredes, techo y piso del búnker
SEEB: Sistema espectrométrico de esferas Bonner
Sn: Respuesta neta de neutrones
 S_n : Energía de amarre de los neutrones en los núcleos
Sv: Sievert, unidad internacional de la magnitud dosis equivalente
sx1: Detector ubicado en la sala, coordenada (50, 0, 0)
sx2: Detector ubicado en la sala, coordenada (100, 0, 0)
sx3: Detector ubicado en la sala, coordenada (150, 0, 0)
sx4: Detector ubicado en la sala, coordenada (200, 0, 0)
sx5: Detector ubicado en la sala, coordenada (300, 0, 0)
sy1: Detector ubicado en la sala, coordenada (0,50, 0)
sy2: Detector ubicado en la sala, coordenada (0, 100, 0)
sy3: Detector ubicado en la sala, coordenada (0, 150, 0)
sy4: Detector ubicado en la sala, coordenada (0, 200, 0)
sy5: Detector ubicado en la sala, coordenada (0, 300, 0)
sl: Detector ubicado entre la sala y el laberinto, en la coordenada (340, 290, 0)
T: Temperatura nuclear
TFM: Tubo fotomultiplicador
TL: Termoluminiscencia
TLD: Dosímetro termoluminiscente

TLD600: Dosímetro termoluminiscente de LiF, compuesto de un 95.6 % de ^6Li
TLD700: Dosímetro termoluminiscente de LiF, compuesto de un 99.9 % de ^7Li
UM: Unidades monitor
VARIAN iX: Marca de un acelerador lineal de electrones, modelo iX
 W_R : Factor de ponderación del tipo de radiación

RESUMEN

Mediante métodos Monte Carlo y procedimientos experimentales se han determinado los espectros de fotoneutrones y electroneutrones generados en una sala de radioterapia al trabajar con un acelerador lineal VARIAN iX de 15 MV. Los cálculos Monte Carlo se realizaron con el código MCNP5, con éste se diseñó un modelo tridimensional de la sala de radioterapia que incluyó un modelo simple del cabezal del acelerador y un maniquí de agua sólida. Se usó la función de Tosi como término fuente para estimar el espectro de los fotoneutrones en varios puntos dentro de la sala de tratamiento. Con el fin de evaluar la función de Tosi se diseñó un modelo heterogéneo y realista del cabezal y mediante el código MCNP5 en modo e/p/n se modeló un haz de electrones que colisionó con un blanco de tungsteno. Se calcularon los espectros de fotones producidos por *Bremsstrahlung* y de neutrones. Los cálculos Monte Carlo también se usaron para establecer las condiciones de simetría del campo de neutrones dentro de la sala y estimar el *cross talking* de las esferas. Se estimó el Kerma y la dosis absorbida en varios puntos dentro de un maniquí de agua sólida de $30 \times 100 \times 30 \text{ cm}^3$. Una vez determinadas las condiciones de simetría y *cross talking* de las esferas Bonner, se usó por primera vez, el sistema espectrométrico de esferas Bonner en un arreglo experimental que solo requiere de un disparo del acelerador, a este modo de usar el espectrómetro le hemos denominado método Planetario. Con éste se midió el espectro de los fotoneutrones a 1 m del isocentro, ubicado a 5 cm de profundidad dentro del maniquí de agua sólida, y se aplicó una dosis de 6 Gy_x con rayos X de 15 MV. Este mismo procedimiento se usó para medir el espectro de los electroneutrones cuando un haz de electrones de 18 MV depositaba una dosis absorbida de 6 Gy_e en el isocentro. Los espectros de neutrones se midieron con un espectrómetro de esferas Bonner con pares de dosímetros termoluminiscentes como detector de neutrones. Se encontró que los espectros tienen dos picos, uno en la zona de alta energía que corresponde a los neutrones de *knock on* y evaporación; y el otro pico, en la zona de neutrones térmicos. Ambos picos están conectados por un conjunto de neutrones epitérmicos. Los neutrones epitérmicos y los térmicos son neutrones *room return* ya que su intensidad permanece constante sin importar la distancia respecto al isocentro, mientras que los neutrones rápidos disminuyen conforme la distancia aumenta. En el caso de los electroneutrones, se encontró que en su mayoría son térmicos y su espectro también muestra un pico debido a los neutrones de evaporación. De los cálculos del Kerma y dosis absorbida por neutrones en el maniquí de agua sólida, se encontró que en la mayoría de resultados no existe equilibrio electrónico. Sin embargo, los valores de dosis y Kerma mantienen las mismas tendencias en su distribución espacial. Los valores máximos se obtuvieron en el isocentro y conforme la distancia se incrementa respecto a este punto, sus valores disminuyen. La fluencia de fotoneutrones a 1 m del isocentro es $5.203E(6) \text{ cm}^{-2} \text{ Gy}_x^{-1}$, el valor promedio de la energía de fotoneutrones es de 0.3043 MeV, la dosis equivalente ambiental es de $724 \mu\text{Sv Gy}_x^{-1}$ y la emisividad de fotoneutrones del acelerador es $6.7E(11) \text{ n Gy}_x^{-1}$. En el caso de los electroneutrones se encontró que a 1 m del isocentro el flujo total de electroneutrones es $1.376E(5) \text{ cm}^{-2} \text{ Gy}_e^{-1}$, la energía promedio es de 171 keV y la dosis equivalente ambiental es de $1.13 \mu\text{Sv Gy}_e^{-1}$. Se concluye que se desarrolló un procedimiento experimental, mediante esferas Bonner, para medir el espectro de neutrones en torno al LINAC de uso médico que solo requiere de un sólo disparo del acelerador.

Palabras clave: Fotoneutrones, electroneutrones, LINAC, Monte Carlo, Espectrómetro de esferas Bonner.

ABSTRACT

Using Monte Carlo methods and experimental procedures, electroneutrons and photoneutrons spectra were determined in a radiotherapy room with a 15 MV VARIAN iX linear accelerator. Monte Carlo calculations were carried out using the MCNP5 code where a three dimensional model of the radiotherapy room was designed; a simple model of the accelerator head and a solid water phantom were included. The Tosi function was used to define the source term and the photoneutron spectra were estimated in several points in the treatment room. In order to evaluate the Tosi function, a realistic heterogeneous LINAC head model was designed to estimate, within the MCNP5 in e/p/n mode, the Bremsstrahlung photons and the photoneutrons generated by the collision of an electron beam collides into a tungsten target. Monte Carlo calculations were used to evaluate the kerma and the absorbed dose in several locations inside a $30 \times 100 \times 30 \text{ cm}^3$ solid water phantom. Once symmetry conditions and cross talking of Bonner spheres were established, the Bonner sphere spectrometer was used in an experimental setup requiring a single LINAC shoot; We named this way of using the spectrometer as "planetary method". This procedure was used to measure the neutron spectrum at 1 m from the isocenter located 5-cm-depth into a solid water phantom, when a dose of 6 Gy, of 15 MV x-ray. This same procedure was used to measure the neutron spectrum when the dose was delivered by 18 MV electrons. The Neutron spectra were measured with a Bonner spheres spectrometer with pairs of thermoluminescent dosimeters as thermal neutron detector. It was found that the neutron spectra have two peaks, one in the high energy region are due to evaporation and knock on reactions and the corresponding to high energy neutrons, due to evaporation and knock on reactions; the second peak was in the thermal region. Both peaks are connected by epithermal neutrons. Thermal and epithermal neutrons are due to the room return, whose intensity remains constant regardless of the distance from the isocenter, fast neutrons decrease as the distance increases. Electroneutron spectrum has a small peak due to evaporation neutrons and a large component due to thermal neutrons. From the calculations of Kerma and absorbed dose of neutrons in the solid water phantom was found that there is no electronic equilibrium. However, trend of Kerma and dose values remained the same: the maximum dose values were obtained in the isocenter and, as the distance from this point increases, which both dosimetric (Kerma and absorbed dose) quantities decrease. The fluence of photoneutrons at 1 m distance is $5.203\text{E}(6) \text{ cm}^{-2}\text{Gy}_e^{-1}$, the neutron energy mean value is 0.3043 MeV for photoneutrons and the ambient dose equivalent is $724 \mu\text{Sv Gy}_e^{-1}$. The photoneutron emissivity is $6.7\text{E}(11) \text{ Gy}_e^{-1}$. In the case of electroneutrons, the total electroneutron flux, at 1 m away from the isocenter, is $1.376\text{E}(5) \text{ cm}^{-2} \text{ Gy}_e^{-1}$, the average energy is 171 keV and the equivalent ambient dose is $1.13 \mu\text{Sv Gy}_e^{-1}$. It is concluded that an experimental procedure was developed by Bonner spheres to measure the neutron spectrum around medical LINAC requires only one shot of the accelerator.

Keywords: Photoneutrons, electroneutrons, LINAC, Monte Carlo, Bonner sphere spectrometer.

1. INTRODUCCIÓN

La teleterapia o radioterapia externa es un modo de tratamiento oncológico que utiliza radiaciones ionizantes que se generan en aceleradores lineales de electrones (LINACs). Los fotones (rayos X) se generan cuando los LINACs operan en modo *Bremsstrahlung*. Éstos se usan para administrar dosis absorbida en el volumen del tumor maligno sin afectar el resto del tejido y los órganos adyacentes [Amgarou *et al.*, 2011; Lenox, 2001].

En radioterapia, es importante determinar las características de los haces de fotones y electrones tales como la energía y la fluencia con precisión, ya que la calidad terapéutica de la radiación depende de estos parámetros. Entre los métodos que se usan para determinar la energía de los electrones o de los rayos X podemos mencionar el análisis de la transmisión de fotones, espectroscopia directa, espectroscopia Compton, reconstrucción espectral de las mediciones de dosis a profundidad y simulación Monte Carlo de los cabezales de los LINACs [Ali *et al.*, 2012]. Esta última se aplicó en el desarrollo de tesis.

Cuando los LINACs operan con voltajes superiores a los 8 MV, generan neutrones de manera indeseada [Awotwi-Pratt y Spyrou, 2007] mediante reacciones nucleares del tipo $(e, e'n)$ o fotonucleares (γ, n) [Vega-Carrillo y Pérez-Landeros, 2012]. La generación de fotoneutrones se produce cuando los fotones interactúan con los materiales de alto número atómico que componen el cabezal del LINAC, como el tungsteno o el plomo [Meshahi *et al.*, 2010].

La generación de fotoneutrones está regida por la Resonancia dipolar gigante (RDG) que se presenta en la sección eficaz de diversos materiales [NCRP, 1984]. El umbral para la producción de fotoneutrones en materiales como el plomo o el tungsteno ocurre entre los 7 y los 8 MeV. Sin embargo, otros autores reportan la producción de fotoneutrones con fotones de 6 MeV [Barquero *et al.*, 2002]. Con fotones de energía mayor a los 10 MeV la cantidad de fotoneutrones se vuelve importante.

Debido a su alta efectividad biológica, la contaminación por neutrones en una sala de radioterapia podría provocar la aparición de nuevos tumores en el paciente [Takam *et al.*, 2011; Takam *et al.*, 2012]. Este problema también ocurre en las nuevas tecnologías oncológicas como la Hadronterapia [Kaderka *et al.*, 2012]. La importancia de estudiar la inducción de tumores cancerosos también ha sido analizado en tomografía asistida por computadora con rayos X [Li *et al.*, 2011]. Estos neutrones contaminantes también producen la activación de materiales dentro de la sala [Konefal *et al.*, 2012]. Algunos de los radioisótopos inducidos decaen emitiendo fotones que pueden alcanzar el cuerpo del paciente, así como al personal que labora en torno al LINAC. Bajo estas circunstancias, la presencia de neutrones dentro de una sala de radioterapia con un LINAC se convierte en un tema de protección radiológica.

La medición del espectro de fotoneutrones es una tarea imprescindible, ya que durante la operación del LINAC dentro de la sala se produce un campo intenso, pulsado y mixto de radiación que inhabilita cualquier instrumento que utilice un detector de neutrones activo debido al apilamiento de pulsos y a la inducción de largos tiempos muertos en el detector [Guzmán-García *et al.*, 2012; Kase *et al.*, 1998; Valero-Luna *et al.*, 2012]. El dispositivo que se usa con mayor frecuencia para determinar el espectro de neutrones es el espectrómetro de Esferas Bonner (EEB). Éste consiste en un conjunto de esferas de polietileno de diferentes diámetros en cuyo centro se coloca un detector de neutrones térmicos. Las esferas de mayor diámetro presentan mejor eficiencia de detección para neutrones de mayor energía [Bramblett *et al.*, 1960].

El EEB usa un centellador cilíndrico de ${}^6\text{Li}(\text{Eu})$ de $0.4 \text{ } \varnothing \times 0.4 \text{ cm}^2$. La presencia del ${}^6\text{Li}$ hace que el centellador tenga una alta eficiencia para detectar neutrones térmicos y sus dimensiones hacen que su eficiencia para detectar rayos γ sea pequeña. No obstante, éste es un detector activo que no puede ser usado dentro de las salas de radioterapia con LINAC. Para resolver este problema, el detector activo ha sido sustituido con detectores pasivos como el ${}^{197}\text{Au}$ [Thomas *et al.*, 2007], Dy [Bedogni *et al.*, 2010], trazas neutrónicas [Králik *et al.*, 2008] o pares de dosímetros termoluminiscentes, TLD600 y TLD700 [Vega-Carrillo *et al.*, 1999; Vega-Carrillo, 2001; Vega-Carrillo, 2002].

En la última década, se ha incrementado el interés por caracterizar los campos de neutrones dentro y fuera del búnker de un LINAC. Para aceleradores de 15 MV se han medido la dosis, la energía promedio y la emisividad de neutrones. Los espectros se midieron en diversos puntos dentro de la sala a 1 m de distancia del isocentro. La dosis varía de 1.843 a 0.169 mSv Gy⁻¹ dependiendo del área de irradiación y la emisividad de neutrones fue de 0.2E(12) n Gy⁻¹ [Lin *et al.*, 2001]. En otro estudio, se usaron detectores de burbujas para medir la dosis equivalente por neutrones en un LINAC de 15 MV. Se encontró que a 1 m del isocentro de un maniquí de agua, la dosis equivalente era de 1.57 ± 0.10 mSv Gy⁻¹ [Awotwi-Pratt y Spyrou, 2007]. En estos trabajos se observó que, a pesar de ser LINACs que operan al mismo potencial, los valores de las dosis son diferentes, lo que implica que hay diferencias en los espectros de neutrones, que dependen del diseño del cabezal del Linac.

Chu *et al.*, (2011) determinaron los espectros de fotoneutrones en varios puntos dentro de una sala de radioterapia. Los espectros tenían dos picos, uno en la zona de alta energía entre 0.1 y 1 MeV, con un máximo en aproximadamente 0.2 MeV, y otro de menor amplitud en la zona de los neutrones térmicos. La amplitud de los neutrones térmicos, en todos los espectros, se encontró aproximadamente constante sin importar la distancia respecto al isocentro, mientras que los neutrones rápidos disminuían conforme la distancia, respecto al isocentro, aumentaba. En otros estudios se ha medido el espectro de los neutrones y a partir de esta información se han determinado los valores de la dosis. Para medir el espectro se ha usado un EEB con pares de TLDs. Barquero *et al.* [2002] y Howell *et al.* [2009] reportaron que a 1 m del isocentro, las fluencias de neutrones medidas fueron de 69.7E(3), 13.5E(3) y 29.5E(5) n/cm²-UM, mientras que los valores de la dosis equivalente ambiental fueron de 1.1E(-6), 2.5E(-6) y 4.8E(-6) Sv/UM y las emisividades fueron 1.02E(11), 0.246E(12) y 0.43E(12) n/Gy para LINACs de 15 MV VARIAN 21EX, ELEKTA y SIEMENS, respectivamente. En estos estudios, se ha señalado que es importante medir los espectros y a partir de esta información determinar la magnitudes integrales como el flujo, la energía promedio y el equivalente de dosis ambiental.

El Centro Estatal de Cancerología de los Servicios de Salud de Nayarit, en Tepic, tiene un acelerador lineal VARIAN iX en funcionamiento. Este LINAC es usado para el tratamiento de enfermedades cancerígenas mediante haces de fotones de 6 y 15 MV o haces de electrones de 6, 9, 12, 15 y 18 MeV. Con el fin de evaluar los niveles de dosis por neutrones que reciben los pacientes durante los tratamientos de radioterapia y revisar los programas de protección radiológica del personal ocupacionalmente expuesto que labora en torno al acelerador lineal, es necesario determinar y caracterizar los espectros de fotoneutrones y electroneutrones.

2. MARCO REFERENCIAL

2.1.- Principios de operación de los LINAC

Los LINACs (Fig. 1) producen rayos X de megavoltaje y son ampliamente utilizados en el tratamiento de tumores cancerígenos en el mundo [IAEA, 2010].



Fig. 1.- LINAC de 15 MV

Para producir rayos X, un haz de electrones es acelerado mediante una diferencia de potencial de varios MV y luego se le hace colisionar contra un blanco de tungsteno. La energía del haz de electrones se convierte en rayos X (o fotones) de frenado o *Bremsstrahlung* en la misma dirección del haz de electrones. Para homogeneizar el haz de rayos X se hace pasar a través de un filtro aplanador que a su vez es colimador. El haz de fotones puede personalizarse según el volumen del tumor.

Para acelerar los electrones se usa una guía de onda donde pulsos de electrones son acelerados mediante radiofrecuencias en una guía de onda. El magnetrón genera los pulsos de radiofrecuencia necesarios para acelerar a los electrones que se producen en el cañón de electrones, además cambia la polaridad entre cada etapa de aceleración, lo que produce un haz monoenergético de electrones. El vacío en la guía de onda se mantiene por medio de dos bombas iónicas. Para compensar las posibles desalineaciones del haz de electrones en la estructura aceleradora, se usan un juego de bobinas correctoras en el sistema de generación y control del haz de electrones.

En la etapa de aceleración, los electrones ganan energía cinética. Al llegar a la última etapa de aceleración, alcanzan su máxima energía, a velocidades próximas de la velocidad de la luz y son conducidos por un sistema de deflexión magnético que desvía el haz 90° (Fig. 2).

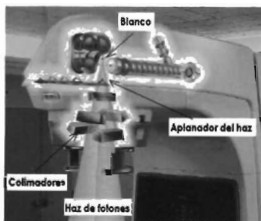


Fig. 2.- Deflexión de electrones y producción de fotones
Tomada de IAEA, 2010

Cuando el tratamiento se realiza con fotones, el haz de electrones se hace incidir sobre un blanco hecho de cobre/tungsteno (Fig. 3). Algunos LINACs se diseñan para producir haces de fotones de diferentes energía por lo que cuentan con un sistema de blancos.



Fig. 3.- Blanco de Cu/W

Los LINACs más modernos incluyen dispositivos de colimación llamados colimador multihojas (Fig. 4), que conforma el haz para adoptar el perfil del tumor [Mao *et al.*, 1997].



Fig. 4.- Colimador de multihojas
Tomada de Mao et al., 1997

Cuando el tratamiento se realiza con haces de electrones, se remueve el sistema de blancos, y el haz de electrones incide sobre la lámina dispersora (Fig. 5), que normalmente es de cobre o de oro. Se usa esta lámina dispersora para homogeneizar el haz de electrones, con el fin de ampliar la distribución espacial. Esto se hace para modificar los tamaños de campo de acuerdo a la superficie del tumor.

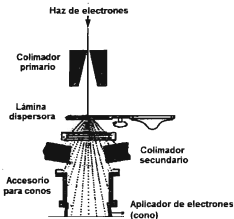


Fig. 5.- LINAC en modo de electrones
Tomado de Khan F. M., 2003

En ambos modos de operación, los LINACs tienen dos cámaras de ionización que monitorean en forma independiente la dosis que se administra al paciente. Durante el tratamiento, el haz es dirigido hacia el isocentro que se localiza mediante sistemas ópticos láser ubicados en las paredes del búnker.

Los tamaños y formas del campo de radiación que se pueden configurar en el LINAC, están en función del sistema de colimación, que puede variar desde $0 \times 0 \text{ cm}^2$ (totalmente cerrado), $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$, etc. y hasta $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Todo el equipo está controlado por el "sistema de control de operaciones" y existen múltiples enclavamientos para garantizar la seguridad ante incidentes operacionales y averías.

2.2.- Sala de tratamiento para teleterapia

La sala de tratamiento para teleterapia o búnker es el recinto que alberga al LINAC para uso médico. Está conformada por un habitáculo central al que se llega a través de un pasillo angulado llamado laberinto, bastante ancho para permitir el paso de las camillas y evitar que la puerta quede expuesta al haz de radiación [IAEA, 2006; NCRP, 2005].

El objetivo principal del búnker, es atenuar la radiación producida por la dispersión que sufre el haz primario. También atenúa la radiación de fuga generada por el cabezal del LINAC y la contaminación por fotoneutrones generados en el recinto. De este modo, se evita que el personal ocupacionalmente expuesto que transita en el área controlada reciba niveles considerables de radiación, que al cabo de los años acumularía más dosis que la recibida por los propios pacientes [IAEA, 2006; NCRP, 1984; NCRP, 1976].

El diseño del blindaje debe basarse en la aplicación de los conceptos básicos de la protección radiológica, los cuales son: distancia, blindaje y tiempo de exposición. Para ello se sigue el criterio ALARA, que es el acrónimo de la expresión "*As Low As Reasonably Achievable*" (tan bajo como razonablemente pueda alcanzarse). Se recomienda que el diseño, uso de fuentes radiactivas, equipos generadores de radiaciones ionizantes y prácticas médicas, deben ser tales que se la radiación se reduzca al valor más bajo posible [Rivera *et al.*, 2008; NCRP, 2005].

En los años 20, el diseño de las salas de radioterapia se basaba en una serie de ecuaciones empíricas desarrolladas por Mutscheller [1925]. Posteriormente, fueron redefinidas por la *National Council on Radiation Protection and Measurements* [NCRP, 1976; NCRP, 1977; NCRP, 2005]. En base a mediciones, cálculos y ajuste a ecuaciones empíricas, se estimaron los niveles de dosis y se determinaron los espesores de las barreras primaria y secundaria del búnker. Actualmente, el diseño de la sala de teleterapia se basa en las recomendaciones del reporte 151 de la NCRP [NCRP, 2005].

2.3.- Producción de neutrones en torno a un LINAC

Los aceleradores lineales usados en teleterapia producen rayos X de alta energía. Cuando operan con voltajes superiores a 6 MV generan neutrones mediante reacciones fotonucleares que exponen al paciente a una dosis absorbida no despreciable [Burgois *et al.*, 1997; D'Errico *et al.*, 2001; McGinley, 1998; Nath *et al.*, 1984].

Algunos autores señalan que la energía umbral para la generación de fotoneutrones es de 8 MV ya que consideran que a energías menores la cantidad de neutrones es despreciable o bien se encuentra por debajo de la sensibilidad de los instrumentos utilizados para su detección. [Awotwi-Pratt y Spyrou, 2007; Ma *et al.*, 2008]. Otros autores incluso asumen que la energía umbral es 10 MV [Alfuraih *et al.*, 2008].

Los neutrones se producen cuando los fotones interactúan con los materiales de alto número atómico que componen el cabezal en una reacción (γ, n). El mecanismo de producción de neutrones está regido por el fenómeno de Resonancia dipolar gigante, RDG [NCRP, 1984] que exhiben las secciones eficaces de diferentes núcleos (Fig. 6).

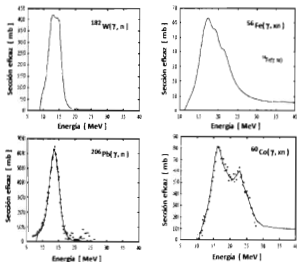


Fig. 6.- Sección eficaz (γ, n) de isótopos comunes en el cabezal de un LINAC
Tomado de IAEA, 2000

Se puede observar que todas estas secciones eficaces tienen un valor umbral, luego alcanzan un máximo, en una zona de energía relativamente angosta, para luego reducir su

valor; esto es una característica de la RDG. La reacción ocurre cuando la energía de los fotones es muy próxima a la energía de ligadura de los nucleones, que varía de 5 a 15 MeV. En esta situación, el fotón es absorbido por el núcleo atómico y su energía permite arrancar un nucleón. Cuando el núcleo queda en estado excitado, se libera esta energía mediante la emisión de neutrones.

Se ha establecido como hecho que la producción de fotoneutrones ocurre para fotones cuya energía es mayor a 10 MV. Sin embargo, ha sido demostrada la presencia de fotoneutrones en LINACs de energía menor a 10 MV [Barquero *et al.*, 2002]. Esto se debe a que la RDG de muchos materiales en el cabezal posee una energía umbral menor a 10 MeV (Fig. 6) [IAEA, 2000]. Entre los isótopos más comunes que se encuentran en el cabezal de un LINAC están los del Pb, W, Al, Cu, Fe y C cuya energía umbral varía desde 4.95 a 18.72 MeV (Tabla 1) [IAEA, 2000].

Tabla 1.- Energía umbral para la reacción (γ , n) en isótopos del cabezal

Isótopo	Abundancia Isotópica [%]	Energía umbral [MeV]
²⁰⁶ Pb	24.1	8.09
²⁰⁷ Pb	22.1	6.74
²⁰⁸ Pb	52.4	7.37
¹⁸⁰ W	0.12	8.41
¹⁸² W	26.3	8.07
¹⁸³ W	14.28	6.19
¹⁸⁴ W	30.7	7.41
¹⁸⁶ W	28.6	7.19
²⁷ Al	100	13.06
⁶³ Cu	69.17	10.85
⁶⁵ Cu	30.83	9.91
⁵⁴ Fe	5.8	13.40
⁵⁶ Fe	91.7	11.20
⁵⁷ Fe	2.1	7.65
¹² C	98.89	18.72
¹³ C	1.11	4.95

Datos tomados de IAEA, 2000

La mayoría de los estudios sobre la presencia de los fotoneutrones en LINAC se han centrado en equipos que operan a 18 y 25 MV. Incluso en el entorno médico, existe la idea que en aceleradores de menos de 18 MV la presencia de fotoneutrones no es importante o simplemente no ocurre. Sin embargo, esto no es así, los neutrones se pueden producir en el cabezal del LINAC, en los materiales de la sala de tratamiento y en el cuerpo del paciente [Vega-Carrillo *et al.*, 2010a].

Se pueden producir fotoneutrones por colisión de fotones del LINAC con los isótopos de H, C, N y O del cuerpo humano (Tabla 2) [IAEA, 2000]. Con energía de 15 MV se producen fotoneutrones con mayor probabilidad en el S, N y Ca del sistema óseo. En el tejido suave y pulmones, se producen fotoneutrones en el Cl, Na y N [Alghamdi *et al.*, 2007].

Los neutrones también se pueden producir durante la interacción de los electrones con la materia, en una reacción ($e, e'n$). En general, la producción neutrónica por reacciones nucleares inducidas por electrones tiene una sección eficaz que es 1/137 veces la correspondiente a reacciones fotonucleares. Por ello, la producción de neutrones a través de reacciones ($e, e'n$) se ha considerado despreciable en comparación con la generación de neutrones mediante reacciones (γ, n), y todos los esfuerzos se han enfocado a caracterizar los fotoneutrones [NCRP, 1984].

Tabla 2.- Energía umbral para reacción (γ, n) en isótopos del cuerpo humano

Isótopo	Abundancia Isotópica [%]	Energía umbral [MeV]
^2H	0.01	2.22
^{12}C	98.89	18.72
^{13}C	1.11	4.95
^{14}N	99.63	10.55
^{15}N	0.37	10.83
^{16}O	99.76	15.66
^{17}O	0.04	4.14
^{18}O	0.20	8.04

Datos tomados de IAEA, 2000

2.4.- Producción de neutrones

Los fotoneutrones se producen en el LINAC de manera inherente, cuando trabaja en modalidad de rayos X. El fotón *Bremsstrahlung* interactúa con núcleos de los átomos que componen el blindaje del cabezal del LINAC, ${}_Z X^A$, que son materiales de alto número atómico. En dicha interacción, el fotón es absorbido y se forma el núcleo compuesto ${}_Z X^{A*}$ que al desexcitarse emite un fotoneutrón mediante la reacción ${}_Z X^A(\gamma, n){}_Z X^{A-1}$ (Fig. 7).



Fig. 7.- Producción de fotoneutrones

Cuando el LINAC trabaja en modalidad de electrones, también se generan neutrones, que son llamados electroneutrones (Fig. 8).

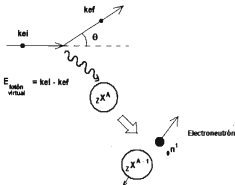


Fig. 8.- Producción de electroneutrones

Los electrones se producen mediante reacciones (e, n), que a diferencia de las reacciones (γ , n) en lugar de un fotón real se produce un fotón virtual que interactúa directamente con los núcleos de los átomos que componen el material de blindaje del cabezal del LINAC. A la producción de neutrones mediante electrones también se le denomina dispersión cuasi elástica de los electrones o electrodesintegración.

Debido a la diferencia en la magnitud de la sección eficaz para la producción de electrones en comparación con la producción de fotoneutrones, los estudios realizados se han concentrado en los fotoneutrones [McGinley *et al.*, 1976]. Los fotones producidos pueden dispersarse en la sala e interactuar con los materiales dentro del búnker. Debido a estas interacciones, los fotoneutrones pierden energía y se convierten así, en neutrones térmicos. Estos neutrones térmicos pueden producir rayos gamma de captura neutrónica con energías hasta de 8 MeV, dependiendo del material donde se produzca la captura [Chilton *et al.*, 1984; Konefal *et al.*, 2012].

Kase *et al.* [1998] estudiaron los neutrones producidos por fotones de 10, 15, 18 y 20 MV generados en un VARIAN Clinac 2100/2300C usando el código EGS4 acoplado al código MORSE. En dicho estudio usaron dos modelos del cabezal, uno con 85 piezas y el otro un cabezal simple y reportaron las fluencias con diferencias en un factor de 2. La emisividad de neutrones fue de $3.8E(12) \text{ n Gy}^{-1}$ y $1.2E(12) \text{ n Gy}^{-1}$ en el caso del LINAC de 18 MV. La energía promedio de los espectros dentro la sala varió de 0.04 a 0.49 MeV. Chibani y Ma [2003] estudiaron la dosis debida a fotones inducidos por partículas nucleares en LINACs VARIAN y SIEMENS. Ellos reportaron que la razón de la dosis equivalente debida a neutrones, fotones y partículas alfa fue 0.66 cSv/Gy_x para el SIEMENS de 18 MV usando un campo de irradiación de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, mientras que para el VARIAN de 15 y 18 MV las razones fueron 1.52 y 2.86 cSv/Gy_x , respectivamente, usando el mismo campo de irradiación.

Ognaro *et al.* [2000] usaron el código MCNP-GN para simular la producción de neutrones debido a fotones de 18 MV generados por un LINAC SL201-Elekta equipado con el colimador multihojas y los generados por un LINAC MEVATRON SIEMENS de 15 MV.

En su estudio, encontraron que la dosis equivalente debida a los neutrones era de 1 y 4.8 mSv/Gy_x a 100 cm del isocentro para un campo de tratamiento de 10 x 10 cm². Ipe *et al.* [2000] midieron las dosis equivalentes por neutrones en torno a un LINAC VARIAN CLINAC 2300/D de 15 MV usando un campo de tratamiento de 20 x 20 cm². Usaron dosímetros de burbujas, detectores de activación (laminillas de oro) y detectores de trazas para medir las dosis en el isocentro y reportaron que la dosis equivalente es de 0.025, 0.03 y 0.085 mSv/UM, respectivamente. Paredes *et al.* [1999] usaron detectores de trazas del tipo CR-39 para medir la dosis de los neutrones producidos en un LINAC VARIAN 2100C de 18 MV, usando un campo de 20 x 20 cm². Encontraron que a 100 cm de isocentro el promedio de la dosis era de 1.15 mSv/Gy_x.

Kry *et al.* [2008] investigaron la influencia del filtro de aplanado en la dosis por neutrones en un VARIAN 21EX CLINAC de 18 MV y encontraron que los valores de las dosis equivalente ambiental fueron de 2.31E(-5) Sv/UM sin el filtro y de 1.65E(-5) Sv/UM sin el filtro de aplanado. Uno de los riesgos radiológicos asociados a la contaminación por neutrones de las salas de radioterapia con LINAC es la activación del Ar y el N del aire lo que produce ⁴¹Ar y ¹³N cuyas vidas medias son de 2 y 10 minutos respectivamente [Chao *et al.*, 2007; Vega-Carrillo *et al.*, 2007a; Vega-Carrillo *et al.*, 2007b].

Cuando los rayos X de alta energía interactúan con núcleos, ocurre la RDG y se producen neutrones mediante dos mecanismos:

1. El primero, es la reacción directa que ocurre cuando un fotón choca directamente con el neutrón dentro del núcleo, el fotón le cede toda su energía y el neutrón es expulsado fuera del núcleo. A los neutrones generados por este mecanismo se les llama neutrones de reacción directa o neutrones "knock-on" o "knock off".
2. El segundo mecanismo se da cuando el fotón cede su energía al núcleo atómico y ésta se distribuye entre todos los nucleones. Cuando parte de esta energía alcanza a un neutrón que se encuentra cerca de la superficie del núcleo y supera su energía de ligadura, entonces el neutrón es expulsado fuera del núcleo. A los neutrones que se

producen mediante este mecanismo se les denomina neutrones de **evaporación**. Esta última reacción ocurre con mayor frecuencia que la primera [NCRP, 1984].

La eficiencia radiobiológica de los neutrones es alta, por lo tanto, la contaminación por neutrones en las salas de radioterapia representan un riesgo para el paciente y para el personal ocupacionalmente expuesto del hospital que labora en el entorno del acelerador lineal, por lo que existe la probabilidad que algunos neutrones puedan salir de la sala de tratamiento o activen materiales y accesorios dentro del búnker. Debido a esto, se han hecho varios esfuerzos para evaluar el riesgo por los fotoneutrones en las salas de teleterapia con LINAC [Ateia *et al.*, 2008; Alghamdi *et al.*, 2007; Chao *et al.*, 2007; Barquero *et al.*, 2002; D'Errico *et al.*, 2001].

2.5.- Espectro de neutrones primarios

La distribución de energía de los neutrones, o espectro, en los LINACs está caracterizada por dos componentes: Uno cuyo máximo está alrededor de 1 MeV, que son neutrones producidos en la "evaporación del núcleo" del blanco y otro, que se encuentra a energías más altas, compuesto por neutrones extraídos del blanco por reacciones directas. Los neutrones de evaporación son emitidos isotrópicamente, mientras que los *knock-on* son emitidos en dirección del haz de electrones [NCRP, 1984; Ognaro *et al.*, 2000].

Los neutrones de evaporación [McCall *et al.*, 1979, Králik y Turek, 2004] constituyen la mayor componente de los neutrones que se producen en los aceleradores lineales, su distribución se describe mediante la función de evaporación (Ec. 1).

$$\frac{dn}{dE_n} = \frac{E_n}{T^2} \text{Exp}\left[-\frac{E_n}{T}\right] \quad (\text{Ec. 1})$$

En esta ecuación, dn/dE_n es la cantidad de neutrones cuya energía se encuentra en el intervalo E_n y $E_n + dE_n$, E_n es la energía de los neutrones y T es la "temperatura nuclear" en MeV y representa la energía de los nucleones dentro del núcleo. Para los neutrones de

evaporación la energía más probable de los neutrones es $\langle E \rangle = T$, mientras que su energía promedio es $E_p = 2 T$ [Vega-Carrillo *et al.*, 2010a].

Para estimar el espectro primario de los neutrones (Ec. 2) que se producen en un LINAC de uso médico, es necesario incluir los neutrones de evaporación (E_e) y los que se producen por reacción directa (k).

$$\frac{dn}{dE_n} = \left(\frac{dn}{dE_n} \right)_{E_e} + \left(\frac{dn}{dE_n} \right)_k \quad (\text{Ec. 2})$$

El modelo matemático de la distribución energética de fotoneutrones primarios propuesto por Tosi *et al.*, se muestra en la Ec. 3 [Tosi *et al.*, 1991].

$$\frac{dn}{dE_n} = \alpha \frac{E_n}{T^2} \text{Exp} \left[-\frac{E_n}{T} \right] + \beta \int_0^{E_{\max} - S_n} \ln \left[\frac{E_{\max}}{E_n + S_n} \right] \ln \left[\frac{E_{\max}}{E_n + S_n} \right] dE_n \quad (\text{Ec. 3})$$

En esta ecuación, α y β son coeficientes de normalización, cuya suma es la unidad, y representan la cantidad de neutrones emitidos por evaporación y los producidos por reacción directa, respectivamente. E_{\max} es la energía máxima de los neutrones que corresponden a la energía máxima de los fotones y S_n es la energía de ligadura de los neutrones en los núcleos. Para el caso de un blanco de W, los coeficientes son $\alpha = 0.8929$, $\beta = 0.1071$, $T = 0.5$ MeV y $S_n = 7.34$ MeV [Vega-Carrillo *et al.*, 2010a].

Los espectros primarios, por unidad de letargia, de los fotoneutrones que se producen cuando fotones de 8, 10, 15, 18 y 25 MV interactúan con un blanco de tungsteno, están formados por neutrones de evaporación y knock-on. Si la energía es pequeña, los neutrones de evaporación son el componente más importante (Fig. 9).

Para fotones de 8 y 10 MeV, la mayoría de los fotoneutrones son de evaporación. La presencia de fotoneutrones "knock-on" se hace evidente para fotones cuya energía es mayor o igual a 15 MeV.

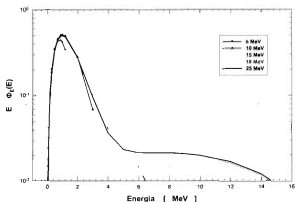


Fig. 9.- Espectros primarios de neutrones en un blanco de tungsteno

2.6.- Transporte de neutrones en la sala de tratamiento

Los neutrones primarios interactúan con los materiales del cabezal y se fugan alcanzando los materiales de la sala de tratamiento o búnker [McCall *et al.*, 1979].

En su interacción, los neutrones colisionan mediante reacciones (n, n') , $(n, 2n)$ y dispersiones inelásticas [NCRP, 1984]. El 15% de la fluencia de los neutrones es absorbida en el cabezal, mientras que aproximadamente el 85% de los neutrones se escapan del cabezal y se transportan dentro del búnker. Así, en el isocentro, IC (Fig. 10), la fluencia de neutrones está dada por la suma de la fluencia de neutrones producidos en el cabezal del LINAC y que alcanzan al IC, la fluencia de los neutrones dispersados por el cabezal y la de los neutrones térmicos y epitérmicos producidos por la moderación de los neutrones que alcanzan las paredes de la sala [Lin, *et al.*, 2001, McGinley, *et al.*, 1998].

En cualquier otro punto dentro de la sala, la fluencia de neutrones es la suma de tres grupos de neutrones: 1) los neutrones que se producen en el blanco y que alcanzan el punto de interés sin interactuar con los núcleos atómicos del cabezal (ϕ_{dir}), 2) los neutrones que se escapan del cabezal y que son dispersados por los muros y materiales dentro del búnker hacia el punto de interés (ϕ_{dis}) y 3) los neutrones que alcanzan los muros del búnker, ceden parte de su energía y son retrodispersados hacia el búnker alcanzando el punto de interés (ϕ_{rr}); a este último grupo de neutrones se les llama *room return* [Hashemi *et al.*, 2007].

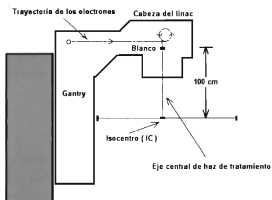


Fig. 10.- Vista lateral de un LINAC y la ubicación del IC

La suma de las tres componentes que dan lugar al flujo total de neutrones en un cierto punto dentro del búnker se muestra en la Ec. 4.

$$\phi(r) = \phi_{dir}(r) + \phi_{dis}(r) + \phi_{rr}(r) \quad (\text{Ec. 4})$$

En esta ecuación, el flujo directo es isotrópico y corresponde a los neutrones que desde el sitio donde se producen alcanzan al punto de interés localizado a una distancia de r metros; este flujo directo es directamente proporcional a la emisividad de neutrones e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia (Ec. 5).

$$\phi_{dr}(r) = a \frac{Q}{4 \pi r^2} \quad (\text{Ec.5})$$

En esta ecuación, Q es la emisividad de neutrones y a es el factor de transmisión de los neutrones que se escapan del cabezal. Si el componente principal del cabezal es tungsteno, este factor vale 0.85, pero si es plomo el factor es 1.00 [Followill *et al.*, 2003].

El flujo debido a las dispersiones (Ec. 6) no es isotrópico y depende de S que representa el área total de la superficie interna de paredes, techo y piso del búnker.

$$\phi_{da}(r, S) = 5.4 a \frac{Q}{S} \quad (\text{Ec. 6})$$

El flujo de neutrones debido al fenómeno del "room-return", depende del área total de la superficie interna de los muros de la sala (Ec. 7) [NCRP, 1984].

$$\phi_n(r, S) = 1.26 \frac{Q}{S} \quad (\text{Ec. 7})$$

En una serie de estudios [Vega-Carrillo *et al.*, 2007a; Vega-Carrillo *et al.*, 2007b] han demostrado que el uso de la Ec. 7 subestima el efecto del "room-return" ya que el factor 1.26 no es representativo del fenómeno.

Debido a que el espectro de fotoneutrones producidos en los LINACs instalados en las salas de teleterapia tienen una alta efectividad biológica, se han realizado diversos estudios para determinar las características dosimétricas del campo de neutrones [Burgois *et al.*, 1997; Lin *et al.*, 2001; McGinley, 1998; Mao *et al.*, 1997] y evaluar la dosis por neutrones en los pacientes bajo tratamiento y en el personal que trabaja en la zona controlada de radioterapia [McGinley, *et al.*, 1976], así como para establecer los riesgos de la inducción de cáncer por los neutrones que alcanzan a un paciente que se somete a un tratamiento de radioterapia [Polaczek-Grelak *et al.*, 2010; Stathakis *et al.*, 2007]. También, los fotoneutrones generados y dispersados en la sala de radioterapia han sido señalados como la causa de fallas en marcapasos de pacientes oncológicos [Borja-Hernández *et al.*, 2012].

Durante la operación del LINAC, los fotoneutrones generados, se suelen caracterizar según su energía. En general, se plantea un esquema de grupos de energía. Los neutrones térmicos ($E \leq 1$ eV), neutrones epitérmicos ($1 \text{ eV} < E < 10 \text{ keV}$) y neutrones rápidos ($E \geq 10 \text{ keV}$). Principalmente los rápidos y los epitérmicos, producen reacciones $(n, \gamma_{\text{promos}})$, lo que expone al paciente a rayos γ . También, los fotoneutrones, principalmente los térmicos, inducen reacciones de activación. Cuando los radioisótopos inducidos decaen mediante la emisión de rayos γ , este campo de radiación se mantiene en la sala de tratamiento después de que el LINAC ha sido detenido, acorde a la vida media de los radioisótopos generados. Estos neutrones y rayos γ representan un riesgo para el paciente y para el personal ocupacionalmente expuesto que labora en torno a la instalación.

2.7.- Sistema Espectrométrico de Esferas Bonner (SEEB)

Por la naturaleza del neutrón, la medición de estas partículas representa un problema con cierto grado de dificultad. La detección se realiza de manera indirecta [Knoll, 2000]. Los procedimientos de medición se ajustan a las situaciones particulares, donde se pretende realizar la espectroscopia del campo neutrónico, entendida ésta, como la determinación cuantitativa y cualitativa del espectro de neutrones [Larcher, 1993]. El primer detector de neutrones térmicos utilizado en el primer sistema desarrollado ha sido un cristal centellador cilíndrico de $0.4 \text{ } \varnothing \times 0.4 \text{ cm}^2$ de Ioduro de litio-6 activado con europio [Bramblett *et al.*, 1960]. El volumen reducido del detector hacía muy baja la sensibilidad del sistema a los neutrones.

Uno de los procedimientos más utilizados para la espectroscopia de neutrones es mediante el empleo de un detector de neutrones térmicos que se inserta en una serie de medios moderadores que tienen geometría cilíndrica o esférica [Birch *et al.*, 1988]. Este último se conoce como el sistema espectrométrico de esferas Bonner (SEEB) o espectrómetro de esferas Bonner (EEB).

El EEB es un espectrómetro que ofrece una respuesta en un amplio intervalo de energía, pero la resolución es pobre [Teachout, 1994; Hsu, 1994]. En su diseño original y comercial, este sistema consta de un detector de neutrones térmicos del tipo cristal centellador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ de $4 \text{ } \varnothing \times 4 \text{ mm}^2$ acoplado ópticamente a un tubo fotomultiplicador. Los pulsos que se producen en este cristal, se amplifican y pasan a un monocanal ajustado para contabilizar los pulsos producidos por la interacción de los neutrones con el centellador. Este sistema fue inicialmente modificado de manera sistemática por Vega-Carrillo [1992] para procesar la información en un sistema multicanal y así obtener el espectro de altura de pulsos y eliminar la contribución gamma. Las ventajas del EEB incluyen: un amplio intervalo de energías, alta eficiencia, una respuesta isotrópica, simplicidad si se toma en cuenta el tiempo consumido, mediciones y su capacidad para proporcionar una medición absoluta del espectro total. El problema de la baja resolución en energía se soluciona mediante un código de reconstrucción [Vega-Carrillo e Iñiguez, 2002].

El conjunto de medios moderadores del EEB consiste de 7 esferas de polietileno de alta densidad (Fig. 11) cuyos diámetros son 0, 2, 3, 5, 8, 10 y 12 pulgadas (se utiliza la unidad en pulgadas porque a nivel mundial es la manera en que se designan) y en el centro de cada una de ellas se inserta el centellador. La esfera de 0" se refiere al detector desnudo, es decir, el centellador sin moderador.

Los neutrones rápidos se frenan dentro del moderador y llegan al detector en estado térmico, mientras que los neutrones inicialmente termalizados son parcialmente capturados dentro del moderador y no alcanzan el detector. Al aumentar el diámetro de la esfera moderadora, se desplaza el pico de sensibilidad del sistema hacia las energías altas y de esta manera es posible efectuar una espectrometría de neutrones [Awschalom et al., 1995]. La respuesta de las esferas Bonner de polietileno dependen críticamente del material moderador y su densidad [Thomas *et al.*, 2002]. A mayor volumen de la esfera, mayor sensibilidad relativa a los fotones. Se utiliza recubrimiento de boro para mejorar la resolución a bajas energías o capas metálicas para la resolución a energías mayores a 10 MeV [Hsu *et al.*, 1994].



Fig. 11.- Espectrómetro de Esferas Bonner

Por su composición, el centellador reacciona preferentemente a los neutrones térmicos y en menor medida a los rayos gamma. La interacción con los neutrones se realiza mediante una reacción nuclear exotérmica, $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$ con un valor $\Delta Q = 4.787$ MeV [Mares y Schraube, 1994]. El centellador solo o dentro de cualquiera de las esferas de polietileno constituye un detector y todos ellos forman el espectrómetro. Conforme se incrementa el radio del medio moderador, la respuesta del detector aumenta a neutrones de mayor energía [Bramblett *et al.*, 1960]. En ocasiones, el EEB utiliza un tubo lleno de ^3He como detector de neutrones térmicos o detectores de activación como el ^{54}Mn [Caizergues y Pollout, 1977]. El sensor de neutrones térmicos, localizados en el centro de las esferas es generalmente un contador proporcional de ^3He , un tubo de BF_3 o un centellador de ^6LiI [Hsu *et al.*, 1994; Pszona, 1998; Toyokawa *et al.*, 1997]. También se utilizan detectores pasivos tales como materiales de activación o dosímetros termoluminiscentes [Hajek *et al.*, 2000].

También se han usado detectores pasivos, para medir campos neutrónicos muy intensos como los que existen en la proximidad de los aceleradores lineales de partículas [NCRP,

1984] y campos neutrónicos de baja intensidad en los que se necesitan tiempos de medida muy grandes (medidas medioambientales). Dentro de esta categoría, podemos citar a los detectores basados en termoluminiscencia.

El sistema espectrométrico multiesferas presenta varias propiedades útiles para las necesidades de la protección radiológica en las instalaciones nucleares (reactores a potencia, reactores experimentales y aceleradores de partículas). Dentro de las ventajas del sistema multiesferas, podemos citar las siguientes:

- Simplicidad del principio de detección.
- Cobertura de un rango energético comprendido entre los térmicos hasta unos cuantos MeV.
- Respuesta isotrópica.
- Alta sensibilidad a los neutrones, suficiente para medir tasas de dosis equivalente, tan pequeñas como las encontradas en el campo de la protección radiológica (hasta $1 \mu\text{Sv/h}$).
- Buena discriminación de los fotones y ruido electrónico, si el tipo del contador utilizado y la electrónica asociada han sido juiciosamente elegidos.

2.8.- Matriz de respuesta

Cada esfera tiene asociado un detector de neutrones térmicos que se coloca en una cavidad del centro de las esferas. Cada combinación esfera-detector tiene una eficiencia según la energía del neutrón incidente. Al conjunto de estas eficiencias se le conoce como matriz de respuesta. Desde la invención del SEEB se han realizado múltiples esfuerzos para calcular, en varias ocasiones, la matriz de respuesta del sistema espectrométrico con el centellador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ [Caizergues y Pollout 1977; Matsumoto, 1996]. El cálculo puede hacerse por métodos diferentes como por ejemplo, mediante la solución de la ecuación de transporte en una sola dimensión con el código AISIN [Engle, 1967; Hertel y Davidson, 1985] o usando métodos MonteCarlo [Mares y Schraube, 1994; Vega-Carrillo *et al.*, 2007c]. Todos los cálculos se han centrado en determinar la respuesta del SEEB con el cristal de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$.

Cuando el SEEB usa un detector activo, tiene fuertes limitaciones para medir el espectro de neutrones detrás de blindajes con espesores gruesos o cuando la intensidad del campo neutrónico es grande y/o pulsada, en cuyo caso se presentan efectos de tiempo muerto y apilamiento de pulsos. En los casos de baja intensidad de los campos neutrónicos se requiere de largos tiempos de medición debido a la baja rapidez de conteo por lo que el sistema queda expuesto a las fluctuaciones de voltaje de alimentación. Con el fin de eliminar estos problemas, el detector activo del espectrómetro se sustituye por un detector pasivo de neutrones térmicos como el ^{197}Au [Bedogni *et al.*, 2008], el Dy [Bedogni *et al.*, 2010] o pares de dosímetros termoluminiscentes, TLD600 y TLD700 [Engelke, 1969; Nash *et al.*, 1984; Ming-Jay *et al.*, 2011; Guimaraes *et al.*, 2012]. El uso de pares de TLDs se basa en el hecho que el TLD600 está compuesto de un 95.6% de ^6Li , mientras que el TLD700 contiene un 99.9% de ^7Li . Ambos dosímetros tienen la misma densidad y número atómico, por lo que tienen la misma respuesta a los rayos gamma, pero la sección eficaz de reacción con neutrones del ^6Li es aproximadamente 4.2 órdenes de magnitud mayor que el ^7Li (Fig. 12) [Plechaty *et al.*, 1975].

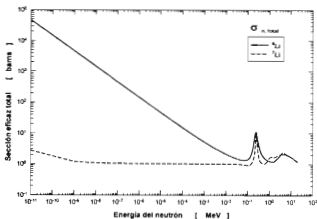


Fig. 12.- Sección eficaz total ante neutrones sobre isótopos del ^6Li y ^7Li

2.9.- Dosimetría termoluminiscente

2.9.1.-Termoluminiscencia

La termoluminiscencia (TL) es un fenómeno que se observa en ciertos materiales, se basa en la propiedad de la luminiscencia de un cristal. Cuando la radiación ionizante impacta en un cristal luminiscente, la energía depositada en los electrones puede desembocar en varios resultados: 1) el electrón podría adquirir suficiente energía para moverse de la banda de valencia hacia la banda de conducción, en cuyo caso se produce ionización, o 2) el electrón sólo adquiere energía para moverse a un estado excitado (banda de excitón) y formar un excitón. Un excitón, consiste de un electrón y un hueco ligado electrostáticamente, que puede migrar a través del cristal. Los electrones, huecos y excitones podrían ser atrapados en las "trampas" que existen en el cristal sólido (Fig. 13), y quedan en un estado metaestable. Permanecen ahí hasta que por calentamiento son "liberados" de las "trampas", regresan a su estado base y emiten fotones luminosos [Bos, 2007].

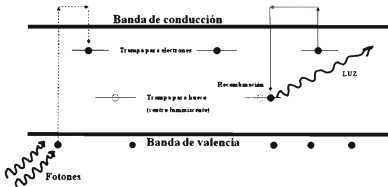


Fig. 13.- Diagrama del proceso de termoluminiscencia

Las trampas se forman de diversas maneras. Mediante la agregación de átomos de otra especie (impurezas) en los intersticios el cristal, mediante dislocaciones, vacantes o imperfecciones del cristal que también actúan como trampas. Los electrones atrapados en

las trampas permanecen en estos lugares por periodos largos de tiempo si el cristal permanece a temperatura ambiente constante y/o a baja temperatura. De esta manera, los cristales "almacenan información" de la cantidad de energía recibida, la cual puede extraerse a voluntad cuando se requiera [Furetta, 2003].

El empleo del TLD como detector de neutrones térmicos en el SEEB, se puede hacer usando la matriz de respuesta del SEEB con TLDs [Vega-Carrillo *et al.*, 1999] o bien convirtiendo la señal termoluminiscente inducida por los neutrones en los TLDs y convirtiéndola al equivalente de la rapidez de conteo en el centellador de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ [Vega-Carrillo *et al.*, 2010b].

2.9.2.- Materiales termoluminiscentes

Los materiales termoluminiscentes más empleados como dosímetros se pueden obtener de manera comercial como polvo, piezas cuadradas ("chips") de $3.2 \times 3.2 \times 0.9 \text{ mm}^3$, discos de 6 ó 12 mm de diámetro y 0.1 ó 0.3 mm de espesor en matriz de teflón, microcubos de 1 mm, cilindros, etc., ya sea sueltos o encapsulados [Tawil, 1996]. Debido a que cada material tiene características distintas (Tabla 3) se usan para la dosimetría de diferentes tipos de radiación ionizante.

Tabla 3.- Características de materiales termoluminiscentes

Propiedad/Material	LiF:Mg,Ti	$\text{CaF}_2\text{:Mn}$	$\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Mn}$	$\text{CaSO}_4\text{:Mn}$
Densidad [g/cm^3]	2.64	3.18	2.3	2.61
N° atómico efectivo	8.2	16.3	7.4	15.3
Emisión TL (nm)	350-600	440-600	530-630	450-600
Intervalo máximo	400	500	605	500
Temp. del pico principal	215	290	180	100
Respuesta relativa al ^{60}Co	1.0	~3	~0.3	~70
Intervalo útil	mR- 10^5R	mR- $3 \times 10^5\text{R}$	mR- 10^6R	μR - 10^6R
Desvanecimiento	<5% en 12 semanas	~10% en el primer mes	~10% en el primer mes	50-60% en las primeras 24 h

Tomado de Tawil, 1996.

Entre las ventajas de estos dosímetros se puede mencionar que tienen un amplio margen de dosis, independencia de la rapidez de dosis, tamaño diminuto, disponibilidad comercial en una amplia variedad de tipos, facilidad de lectura y reutilización, economía y facilidad para automatizar su manejo, así como gran precisión (1 a 2 %). Las desventajas son la falta de uniformidad en la sensibilidad, la inestabilidad en almacenamiento, el desvanecimiento de la señal, su sensibilidad a la luz, las señales espurias por manejo y contaminación, la "memoria" de las dosis altas y la historia térmica, la inestabilidad de lectura y la pérdida de la información al leerlos [Tawil, 1996].

Si la temperatura se incrementa, la probabilidad de escape de los electrones de las trampas se incrementa. Al liberarse de las trampas, los electrones y los huecos se recombinan y crean un fotón de naturaleza electromagnética, es decir, luz [Knoll, 2000]. Conforme la temperatura se incrementa, los electrones adquieren la energía correspondiente a la "profundidad" de la trampa y se liberan. Entonces se empieza a emitir una cantidad de luz que aumenta hasta un valor máximo y después disminuye, por agotamiento de los electrones que ocupaban las trampas de esa profundidad [Chen y McKeever, 1997]. Mediante la amplificación por tubos fotomultiplicadores se puede observar la distribución de la termoluminiscencia. A esta distribución se le conoce como curva de brillo que es integrada para obtener la respuesta termoluminiscente.

2.9.3.- Curva de brillo

La curva de brillo puede presentar uno o más picos, según el número de trampas de diferente profundidad que existan en el cristal. La cantidad total de luz emitida (el área bajo la curva) es proporcional a la dosis recibida por el cristal. Esta condición de proporcionalidad es indispensable para que un material pueda ser útil como dosímetro. Otra condición es que las trampas sean suficientemente estables como para conservar a los electrones por un tiempo razonable a temperatura ambiente. En general, las trampas de mayor temperatura (más profundas) son las más estables. Sin embargo, a temperaturas más altas existe la desventaja que el cristal o la plancheta de calentamiento y las impurezas u

otros materiales, pueden empezar a emitir radiación infrarroja o señales espurias, que interfieren con la lectura [Knoll, 2000].

Para usar el lector, se coloca el cristal en una plancheta que se calienta gradualmente mediante una corriente eléctrica. La rapidez de calentamiento puede ajustarse mediante un sistema de control. Conforme aumenta la temperatura, las trampas se desexcitan y la luz que se emite se recibe en un tubo fotomultiplicador. La señal del fototubo, después de atravesar un filtro que elimina la radiación infrarroja emitida por la plancheta, se amplifica. Cada fotón, o partícula, que incide sobre un material termoluminiscente tiene el potencial de producir un número muy grande de fotones luminosos. Sin embargo, la eficiencia de conversión de energía es muy pequeña (desde 0.0399 a 1.2%), el resto se convierte en calor. Por esto la señal termoluminiscente es amplificada por un tubo fotomultiplicador que, con la electrónica asociada, permite observar la distribución de la termoluminiscencia conforme el dosímetro termoluminiscente es calentado.

2.9.4.-Tubo fotomultiplicador

El tubo fotomultiplicador, TFM, es el dispositivo más empleado para la conversión de luz en señal electrónica. Los TFM se construyen de diversas formas geométricas para reducir el tiempo de tránsito de los electrones y aumentar la ganancia.

El fotocátodo debe ser suficientemente sensible a fotones luminosos y poder arrancar electrones, su espesor debe ser adecuado para absorber la luz, pero no muy grueso para que no absorba los electrones que produce. Generalmente, se hacen de antimonio de cesio Cs_3Sb . Los dinodos son del mismo material del cátodo o de cobre-berilio y el número de ellos llega hasta 12 [Knoll, 2000].

La radiación que llega al fotocátodo provoca la emisión de electrones primarios que son acelerados hasta el primer dinodo. Al incidir en él, cada fotoelectrón origina la emisión de varios electrones adicionales; éstos a su vez son acelerados hasta el dinodo siguiente y así sucesivamente hasta que al final, la corriente producida se recoge en el ánodo, se amplifica

la señal electrónicamente, y se mide. Los tubos fotomultiplicadores contienen 9 ó 10 dinodos, los cuales originan hasta 100,000 electrones por cada fotoelectrón generado en el cátodo. Esta alta amplificación interna significa que potencias radiantes muy bajas pueden ser detectadas sin necesidad de una amplificación externa mayor.

Posterior a la amplificación, la señal se envía a una pantalla digital o a un trazador de gráficas. Se traza la curva termoluminiscente, con la que se puede integrar el área bajo la curva para obtener el valor de la carga eléctrica total. Los valores de la carga eléctrica se relacionan con la dosis a través de un proceso de calibración [Knoll, 2000].

La dosis recibida en el dosímetro se obtiene a partir de la cantidad de luz emitida por el dosímetro. En función de valores conocidos de las dosis dadas al dosímetro, se trazan curvas de calibración. Se observa si existe proporcionalidad y se determina el intervalo de dosis en el que se conserva dicha proporcionalidad (intervalo útil del dosímetro). Durante el uso del dosímetro, se puede determinar la dosis que recibió, usando la curva de calibración. Se ingresa el valor de la lectura obtenida en el eje vertical de la curva de calibración y se determina la dosis recibida en el eje horizontal de dicha curva [Furetta, 2003; Bos, 2007].

2.10.- Reconstrucción (*Unfolding*)

Cualquiera que sea el método para medir los neutrones, la información obtenida no basta para determinar el espectro en energía. Para esto, es necesario utilizar un proceso de reconstrucción que convierta la tasa de conteo de cada detector al número de neutrones por intervalo de energía. Este proceso resuelve la ecuación integral de Fredholm de primer orden (Ec. 8) [Wing, 1991].

$$C_j = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} R_j(E) \Phi_n(E) dE, \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (\text{Ec. 8})$$

Donde C_j es la tasa de conteo del j -ésimo detector usado, expresada en cuentas por unidad de tiempo, $R_j(E)$ es la respuesta del j -ésimo detector a neutrones de energía E en unidades

de cuentas por cada neutrón-cm⁻², $\Phi(E)$ es el espectro en energía de neutrones incidentes en la superficie del detector y M es el número de detectores utilizados. Debido a que el número de detectores es limitado y el número de grupos de energía es muy grande (de 10^8 a 10^9 MeV) resulta imposible tener un conjunto de funciones cuyas características permitan resolver la ec. 8 en forma analítica. Para resolver este problema se transforma la ecuación en su versión discreta (Ec. 9).

$$C_j = \sum R_{j,k} \Phi(k), \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (\text{Ec. 9})$$

Donde $R_{j,k}$ es la matriz de respuesta del j -ésimo detector de neutrones en el k -ésimo intervalo de energía, y M es el número total de grupos de energía. De nueva cuenta, el sistema de ecuaciones resultante no tiene una solución única debido a que es un sistema mal condicionado, pues tenemos pocas ecuaciones y muchas incógnitas ($k > j$) y la matriz $R_{j,k}$ no es cuadrada.

Para resolver la Ec. 9 es necesario utilizar un procedimiento iterativo o bien usar el método Monte Carlo (MMC). Entre las dificultades de utilizar un procedimiento iterativo, está la necesidad de contar con una solución tentativa al problema por lo que se han realizado varios intentos para superar esta dificultad [Lowry y Johnson, 1984]. El uso de MMC no requiere de soluciones tentativas, pero sí de tiempos de cómputo largos [Matzke, 1988]. Esto se debe a que se generan aleatoriamente miles de espectros y se sustituyen en el sistema de ecuaciones (Ec. 9) y luego se obtienen vectores C_j que se comparan con el vector C obtenido experimentalmente. Aquellos vectores C que tengan menor diferencia con el medido se promedian y representan la solución. Otro método de reconstrucción que no requiere de una solución tentativa es el que se basa en el uso de Inteligencia Artificial como las Redes neuronales artificiales o los Algoritmos genéticos. Para evitar la necesidad de una solución tentativa se ha propuesto usar la estructura relativa de las rapidezces de conteo de las esferas Bonner [Vega-Carrillo e Iñiguez, 2002] que ha sido incorporado en el código de reconstrucción NSDUAZ que usa el algoritmo iterativo Spunit para realizar la reconstrucción [Vega-Carrillo, Ortiz-Rodríguez y Martínez-Blanco, 2010a].

2.11.- Método Monte Carlo

El método Monte Carlo es un procedimiento matemático que nos permite simular un sistema, con la ayuda de computadoras. El nombre del MMC proviene de la ciudad Monte Carlo del principado de Mónaco, famosa por sus casinos y juegos de azar. El método de Monte Carlo fue aplicado a una clase de métodos matemáticos utilizado por primera vez por científicos que trabajaban en el proyecto Manhattan, en el desarrollo de armas nucleares en Los Álamos, por la década de 1940, cuyo fin principal era fabricar la bomba atómica. En dicho proyecto, se presentó el problema de determinar la masa crítica y en ausencia de datos confiables y métodos para resolver el problema se utilizó el método Monte Carlo. No obstante, se sabe que este método ya había sido utilizado siglos atrás. Fue hasta 1949 cuando se publicó el primer artículo donde se hizo conocido dicho método [Metropolis y Ulam, 1949]. Desde la invención del MMC ha ido ganando popularidad conforme se incrementó la rapidez de los sistemas de cómputo. De hecho, el MMC se utiliza en la investigación, porque permite simular o reproducir fenómenos físicos, usando procedimientos de muestreo estadístico y procesos de transporte de la radiación en un medio.

El MMC es un proceso estocástico con una secuencia de estados cuya evolución está determinada por acontecimientos al azar. En una computadora, éstos son generados por un algoritmo determinista que genera una secuencia de números pseudo-aleatorios, que imita las propiedades de los verdaderos números al azar. Monte Carlo es la solución, por métodos probabilísticos, de problemas no probabilísticos (por ejemplo, el cálculo del número π) [Dunn y Shultis, 2012].

MMC es un método estadístico donde las características de las partículas se estiman mediante el muestreo de un conjunto muy grande de historias de partículas (entre 5 a 10 millones) cuyas trayectorias son simuladas por computadora. En algunos casos, existen ecuaciones que describen adecuadamente el comportamiento de tales sistemas y se pueden resolver analítica o numéricamente [Andreo, 1991].

La emisión de radiación de los átomos y su interacción con la materia es un ejemplo de un proceso estocástico natural, ya que cada evento es hasta cierto punto impredecible. Se presta muy bien a una simulación estocástica sencilla, pero el comportamiento promedio de tales radiaciones también puede ser descrito por las ecuaciones matemáticas cuya solución numérica se pueden obtener con MMC. De hecho, el mismo código puede ser visto simultáneamente como simulación física o como solución de las ecuaciones mediante un muestreo aleatorio [Rogers, 2006].

En el campo de las radiaciones ionizantes, el MMC hace uso de las distribuciones de probabilidad de las interacciones individuales para simular la trayectoria errática de las partículas. Todos los datos físicos que van a determinar el transporte de las partículas estarán en los algoritmos del código usado. De este modo, mediante secuencias de números aleatorios se puede simular lo que realmente ocurre en la naturaleza: los fotones o los neutrones y las partículas cargadas (electrones y positrones), interactúan con los átomos de la materia a la que atraviesan [Dunn y Shultis, 2012].

Todos los fenómenos de absorción, dispersión y producción de partículas secundarias siguen un proceso aleatorio, es decir, no se puede prever qué tipo de interacción se va a producir en cada momento y lugar, sino que solamente se puede asignar una probabilidad a cada posible suceso. El MMC escoge al azar cada una de las posibles variables, de acuerdo con su función de probabilidad, para reproducir los fenómenos que tienen lugar en el sistema a estudiar, y así, poder cuantificar finalmente el valor medio de aquellas magnitudes que nos interesen y sirvan para dar solución al problema [Andreo, 1991]. Las respuestas de procedimientos son de naturaleza estadística y con sujeción a las leyes del azar. Este aspecto de Monte Carlo es un inconveniente, pero no fatal, ya que se puede determinar la forma precisa de la respuesta y obtener una mayor precisión. A veces, a pesar del carácter aleatorio de la respuesta, es más precisa y puede obtenerse con inversión de tiempo y determinado equipo de cómputo [Agosteo *et al.*, 1995].

La aplicación de métodos deterministas, requieren de geometrías simples para poder aplicar los métodos numéricos de solución. Además, usan aproximaciones de multigrupos de las

secciones eficaces, en lugar de datos continuos en energía. Los MMC permiten el manejo de geometrías más complejas y usan secciones eficaces continuas en energía. Una de las desventajas de los MMC es que sus resultados son aproximados, pues se basan en procedimientos estadísticos y contienen incertidumbres asociadas al promedio estadístico, mientras que las técnicas deterministas ofrecen soluciones exactas [Clark y Hansen, 1964]. Sin embargo, las incertidumbres pueden disminuirse a medida que se aumenta el número de historias utilizadas para llegar a la solución final.

2.11.1. Código Monte Carlo N-Partícula Transport (MCNP)

El uso de MMC está limitado por el tiempo de cómputo requerido para resolver cualquier problema. En ciencias nucleares, estos métodos se utilizan para resolver problemas asociados con el transporte de partículas neutras y cargadas. Para tal fin, se han desarrollado códigos como: el GEANT, FLUKA, EGS, MCNP, MORSE, SRIM entre otros [Li *et al.*, 2000]. En ocasiones, las limitaciones de la simulación de fenómenos físicos de estos códigos obliga a la comunidad científica a desarrollar sus propios códigos, con el fin de resolver algún problema científico en estudio [Duyn y Shultis, 2012].

El MCNP es un código que permite modelar y simular el transporte de neutrones, fotones y electrones mediante el método Monte Carlo. MCNP es la abreviatura de Monte Carlo N-Particle Transport se desarrolló en el Laboratorio Nacional Los Álamos de los Estados Unidos de Norteamérica y ha sido utilizado y probado exitosamente en diversas aplicaciones como la dosimetría [Solberg *et al.*, 2001], determinación de la dosis absorbida en pacientes [Yoriyaz *et al.*, 2001], el cálculo de la respuesta de un espectrómetro y [Hendriks *et al.*, 2002] o el diseño de un puerto de irradiación de un reactor nuclear [Shaaban, 2013]. El MMC también se aplica en finanzas, economía y predicciones ambientales.

El transporte se puede hacer para partículas de un solo tipo, esto es, neutrones, fotones o electrones o bien en forma acoplada neutrón/fotón, o neutrón/fotón/electrón. Para el caso de los neutrones se pueden hacer cálculos con neutrones desde 10^{11} hasta 20 MeV. Los

cálculos se pueden realizar para distribuciones continuas y discretas de energía [Briesmeister, 2000]. Se han desarrollado varias versiones del código, hoy en día la versión más reciente es MCNP 6, que está sólo disponible para un grupo reducido de instituciones en los Estados Unidos de Norteamérica. Este código realiza el transporte de diversas partículas y simula las que se produzcan en forma secundaria. El código que se usó en este estudio fue el MCNP 5 que permite hacer cálculos para neutrones de energía hasta 20 MeV y las secciones eficaces provienen de datos experimentales [Forster *et al.*, 2004].

2.12. Magnitudes y unidades dosimétricas

La dosimetría de neutrones está sometida a una serie de reglas y depende de una serie de magnitudes, definidas por organismos competentes como la ICRU (Comisión Internacional de mediciones y Unidades de Radiación) y la ICRP (Comisión Internacional de Protección Radiológica). Las principales magnitudes dosimétricas utilizadas en este trabajo son:

Dosis absorbida (D). Se define como el cociente entre la energía media impartida de por las radiaciones ionizantes (cedida por los electrones) al medio en un elemento de volumen de masa dm correspondiente a dicho elemento de volumen del medio atravesado (Ec. 10).

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad (\text{Ec. 10})$$

Se expresa en $J\ kg^{-1}$ y su unidad recibe el nombre de gray (Gy).

La energía impartida ε , por la radiación ionizante en un volumen de materia del medio atravesado viene dado por la Ec. 11.

$$\varepsilon = \sum \varepsilon_{in} - \sum \varepsilon_{ex} + \sum Q \quad (\text{Ec. 11})$$

En esta ecuación $\sum \varepsilon_{in}$ es la suma de las energías de todas las partículas directa e indirectamente ionizantes que entran en un volumen (V), excluyendo a las energías en reposo, $\sum \varepsilon_{ex}$ es la suma de las energías de todas las partículas directa e indirectamente ionizantes que salen del volumen (V), excluyendo a las energías en reposo y $\sum Q$ representa

la suma algebraica de todas las energías absorbidas o cedidas en el interior del volumen considerado, por reacciones nucleares u otro tipo de transformación.

Rapidez de dosis absorbida (Ec. 12) es el cociente de la dosis absorbida D en el intervalo de tiempo dt .

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (\text{Ec. 12})$$

La rapidez de dosis absorbida tiene como unidad el $\text{J kg}^{-1} \text{s}^{-1}$.

Dosis equivalente (H). Es la dosis absorbida en todo el tejido u órgano ponderada por el tipo de radiación incidente (Ec. 13).

$$H = w_R D_{T,R} \quad (\text{Ec. 13})$$

El factor de ponderación utilizado para este fin se conoce como factor de ponderación de la radiación w_R y se selecciona en función del tipo y energía de la radiación incidente sobre el cuerpo; donde $D_{T,R}$ es la dosis absorbida promediada sobre un tejido u órgano T debida a la radiación R. La unidad de la H es el J kg^{-1} , lo que podría crear confusión entre los conceptos de dosis absorbida y dosis equivalente. Por tal motivo, la 16^a Conferencia General de Pesos y Medidas adoptó el nombre especial de Sievert (Sv) para la unidad de dosis equivalente (J kg^{-1}) en el dominio de la protección radiológica. La unidad antigua era el **rem** y su equivalencia con la actual es: $1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem}$. Si el campo de radiación está compuesto de radiaciones de distintos tipos, la dosis equivalente se determina tomando en cuenta este hecho a través de su factor de ponderación (Ec. 14).

$$H = \sum w_R D_{T,R} \quad (\text{Ec. 14})$$

Los actuales valores de ponderación (Tabla 4) por tipo de radiación recomiendan una función continua para el caso de los neutrones.

Tabla 4.- Factor de ponderación W_R para diversos tipos de radiación y energías

Tipo de radiación	Energía	Factor de ponderación w_R
Fotones X y γ	Todas las energías	1
Electrones y muones	Todas las energías	1
Neutrones	<10 keV	5
	10 keV a 100 keV	10
	100 keV a 2 MeV	20
	2 MeV a 20 MeV	10
	>20 MeV	5
Protones, salvo protones de retroceso	>2 MeV	5
Partículas α , fragmentos de fisión, núcleos pesados		20

Tomado de ICRP 60, 1991.

Dosis equivalente (H). Es la dosis absorbida en todo el tejido u órgano ponderada por el tipo de radiación incidente (Ec. 15).

$$H = w_R D_{T,R} \quad (\text{Ec. 15})$$

El factor de ponderación utilizado para este fin se conoce como factor de ponderación de la radiación w_R y se selecciona en función del tipo y energía de la radiación incidente sobre el cuerpo; donde $D_{T,R}$ es la dosis absorbida promediada sobre un tejido u órgano T debida a la radiación R.

Las unidades de H es el $J\ kg^{-1}$, lo que podría crear confusión entre los conceptos de dosis absorbida y dosis equivalente. Por tal motivo, la 16ª Conferencia General de Pesas y Medidas adoptó el nombre especial de Sievert (Sv) para la unidad de dosis equivalente ($J\ kg^{-1}$) en el dominio de la protección radiológica. La unidad antigua era el rem y su equivalencia con la actual es: $1\ Sv = 100\ rem$. Si el campo de radiación está compuesto de radiaciones de distintos tipos, la dosis equivalente se determina tomando en cuenta este hecho a través de su factor de ponderación (Ec. 16).

$$H = \sum w_R D_{T,R} \quad (\text{Ec. 16})$$

Los actuales valores de ponderación (Tabla 4) por tipo de radiación recomiendan una función continua para el caso de los neutrones.

Dosis equivalente ambiental ($H^*(d)$). Es la dosis equivalente que podría ser producida en un campo de radiación, alineado y expandido, en un punto situado a una profundidad d en el interior de la esfera ICRU sobre el radio opuesto a la dirección del campo alineado. La profundidad recomendada es $d=10$ mm, por lo que se suele escribir como $H^*(10)$ y su unidad es $J\ kg^{-1} = 1$ Sievert = 1 Sv.

La fluencia de neutrones (ϕ). La fluencia de neutrones en un punto, es el cociente de dN por dA , donde dN es el número de neutrones que atraviesan la esfera de sección recta dA centrada en dicho punto (Ec. 17).

$$\phi = \frac{dN}{dA} \quad (\text{Ec. 17})$$

La unidad de la fluencia es m^{-2} .

Rapidez de fluencia de neutrones (φ). Es el número de neutrones que atraviesan una determinada área por unidad de tiempo (Ec. 18).

$$\varphi = \frac{\partial N}{\partial A \partial t} \quad (\text{Ec. 18})$$

Se expresa en unidades de: $m^{-2}\ s^{-1}$.

Fluencia de energía (Ψ). Es la energía del haz por unidad de área en ángulo recto con el haz (Ec. 19).

$$\Psi = \frac{dN}{dA} E \quad (\text{Ec. 19})$$

La fluencia de energía se expresa en J m^{-2} .

Tasa de fluencia de energía. Es la energía del haz por unidad de área y tiempo (Ec. 20).

$$\dot{\Psi} = \frac{\partial^2 N}{\partial A \partial t} E \quad (\text{Ec. 20})$$

Se expresa en unidades de: $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Kerma (K). La palabra KERMA es el acrónimo de las iniciales de la expresión inglesa "Kinetic Energy Released in Mater", que significa energía cinética liberada en la materia. Físicamente se define como la energía cinética inicial que adquieren todas las partículas cargadas (electrones) liberadas por la interacción de las partículas ionizantes no cargadas (fotones) por unidad de masa del material irradiado (Ec. 21). Mide la transferencia de energía de los fotones a los electrones producidos en el medio. Matemáticamente, se expresa como el cociente de la suma de las energías cinéticas iniciales dE_{tr} de todas las partículas cargadas liberadas por las partículas ionizantes no cargadas, en el elemento de volumen de un medio de masa dm .

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (\text{Ec. 21})$$

En dE_{tr} se incluye las energías cedidas por las partículas cargadas generadas, la energía por radiación de frenado y también la energía de los rayos delta producidos en el volumen elemental de masa dm . Su unidad es el J kg^{-1} y se utiliza para caracterizar los haces de fotones y neutrones.

En las condiciones de equilibrio electrónico (equilibrio de partícula cargada) en un punto y en el supuesto que las pérdidas por radiación de frenado sean despreciables, el Kerma es aproximadamente igual a la dosis absorbida en dicho punto. En el caso de haces de neutrones, gammas y rayos X de alta energía, el Kerma es ligeramente inferior a la dosis absorbida.

Rapidez de Kerma es la rapidez de cambio del kerma respecto al tiempo dt (Ec. 22).

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad (\text{Ec. 22})$$

Sus unidades son $\text{J kg}^{-1} \text{s}^{-1}$.

2.13. Centro Estatal de Cancerología de Nayarit

El Centro Estatal de Cancerología de los Servicios de Salud de Nayarit está ubicado en la ciudad de Tepic, estado de Nayarit. En este Centro, se tiene instalado un acelerador lineal VARIAN iX que permite brindar tratamientos de radioterapia, conformada en 3D, a los pacientes con cáncer. El LINAC cuenta con un sistema de colimadores de hojas múltiples o multihojas (MLC) de tungsteno que se programa para conformar el campo de radiación del haz de tratamiento de acuerdo al perfil del tumor maligno del paciente.

Los MLC reducen el nivel de dosis que pudieran afectar al tejido sano y órganos adyacentes al tumor cancerígeno. El haz del LINAC se puede aplicar desde diferentes ángulos sobre el isocentro (Fig. 1).

Este equipo es dual, es decir, fue diseñado para administrar tratamientos en dos modalidades, la primera con haces de fotones de 6 y 15 MV y la segunda con haces de electrones de 6, 9, 12, 15 y 18 MeV.

2.14. Problema científico de la tesis

Estudiar las características espectrométricas y dosimétricas de fotoneutrones y electroneutrones contaminantes producidos por el acelerador lineal VARIAN del Centro Estatal de Cancerología de Nayarit y evaluar la distribución espacial del Kerma y dosis absorbida dentro de un maniquí de agua sólida.

2.15. Justificación

La presencia de neutrones contaminantes en las salas de teleterapia con acelerador lineal que opere con voltajes superiores a 8 MV, es un problema de protección radiológica que afecta al paciente y al personal que labora en torno al LINAC.

Los neutrones podrían producir la activación neutrónica de los accesorios de tratamiento dentro de la sala. Estos estando activados, los núcleos se desintegran y producen fotones de decaimiento o retardados, que representan un riesgo de exposición para el personal técnico y médico que ingresa a la sala al culminar el tratamiento del paciente.

Cuando un paciente recibe tratamiento con LINAC, los neutrones se producen de manera inherente y alcanzan el cuerpo del paciente depositando dosis no deseada en otras partes del cuerpo. Los neutrones tienen alta efectividad biológica por lo que podrían ser la causa del desarrollo y recurrencias de nuevas neoplasias. Los neutrones también interactúan mediante reacciones nucleares y producen rayos gamma propios que alcanzan al paciente.

En algunos hospitales se desconoce el problema de la presencia de neutrones, en otros el personal sabe de la presencia, pero existe la impresión que el riesgo para el paciente es despreciable. La gravedad de este desconocimiento, incluso alcanza a los organismos reguladores como la Secretaría de Salud y la Comisión Nacional de Seguridad Nuclear y Salvaguardias. En la normatividad no exige el uso de monitores de neutrones o que el personal porte dosímetros de neutrones. Para determinar el riesgo radiológico a la que se expone tanto el paciente como el personal que labora en torno al LINAC, de la presencia de neutrones, es necesario conocer el espectro de fotoneutrones y de electroneutrones que producen los LINACs al operar en modo *Bremsstrahlung* o con haces de electrones.

La relevancia de este estudio tiene impacto científico. Se determinaron las características de los espectros de neutrones usando un procedimiento original. El otro impacto compete a la salud del paciente y del personal. El conocimiento del espectro de neutrones dentro de la sala y del cuerpo del paciente, permitirá modificar los protocolos de trabajo de teleterapia con fines de protección radiológica tanto del POE como del paciente.

2.16. Preguntas científicas

¿Cuáles son las características de los espectros de los fotoneutrones que se producen dentro y fuera de la sala de tratamiento del acelerador lineal de 15 MV del Centro Estatal de Cancerología de Nayarit?

¿Cuáles son las características de los espectros de los electroneutrones que se producen dentro y fuera de la sala de tratamiento del acelerador lineal de 15 MV del Centro Estatal de Cancerología de Nayarit?

¿Cómo se distribuyen las dosis debidas a los fotoneutrones en el cuerpo de un paciente cuando a éste se le aplica un tratamiento de radioterapia con fotones?

Con la intención de dar una respuesta *a priori* a la pregunta científica, el cuerpo de hipótesis de este trabajo es el siguiente:

2.17. Hipótesis

Cuando un acelerador lineal de electrones opera a 15 MV, en modo *Bremsstrahlung*, se inducen reacciones fotonucleares que producen neutrones en reacciones *knock off* y de evaporación, que al interactuar con el cabezal se moderan, dando lugar a neutrones epitérmicos que al alcanzar los muros de la sala se termalizan y se producen neutrones térmicos, los que constituyen el espectro de fotoneutrones dentro de la sala de tratamiento.

Cuando un acelerador lineal de electrones opera a 18 MeV se inducen reacciones electronucleares que producen neutrones en reacciones de evaporación de energía ligeramente superior a la energía de separación de los neutrones de los núcleos del cabezal. Cuando estos neutrones se escapan del cabezal e interactúan con los muros de la sala, se convierten en neutrones térmicos, los que conforman el espectro del campo de los electroneutrones dentro de la sala de tratamiento.

El campo contaminante de neutrones en la sala deposita una dosis indeseada en el cuerpo del paciente y por su capacidad de inducir activación neutrónica producen radioisótopos cuyos productos de desintegración representan un riesgo radiológico para el personal que labora en torno al acelerador.

2.18. Objetivo general

Determinar las características espectrométricas y dosimétricas de los fotoneutrones y electroneutrones contaminantes que se producen en el acelerador lineal VARIAN del Centro Estatal de Cancerología de los Servicios de Salud de Nayarit y determinar la distribución espacial del Kerma y dosis absorbida en varios puntos dentro de un maniquí de agua sólida.

El objetivo general se alcanzó usando métodos Monte Carlo y métodos experimentales, por lo que el objetivo general se dividió en los siguientes objetivos particulares.

2.19. Objetivos particulares

1. Calcular espectros de neutrones dentro del búnker mediante el método Monte Carlo utilizando un modelo simple del cabezal del acelerador.
2. Diseñar un modelo heterogéneo y realista del cabezal para calcular el espectro primario de fotoneutrones y compararlo con la función de Tosi y el espectro primario de los fotones *Bremsstrahlung*.
3. Determinar las condiciones de simetría y el *cross talking* entre las esferas Bonner mediante MMC, usando el modelo completo de la sala con el cabezal simple.
4. Medir el espectro de neutrones a 1 m del IC, ubicado a 5 cm de profundidad de un maniquí de agua sólida, al recibir una dosis absorbida de 6 Gy, con R-X de 15 MV y con electrones de 18 MeV.
5. Estimar la distribución espacial del Kerma y dosis absorbida en agua sólida, en varios puntos dentro de un maniquí usando el modelo de la sala con el cabezal simple.

3.- MATERIALES Y MÉTODOS

Este estudio se realizó en el LINAC del Centro Estatal de Cancerología de los Servicios de Salud de estado de Nayarit. El acelerador lineal está instalado en un búnker (Fig. 14) con muros de concreto que protegen las áreas adyacentes de la zona controlada del servicio de radioterapia. La sala cuenta también con un laberinto con una puerta blindada con plomo y polietileno con boro capaz de abatir los niveles de dosis, por fotones y neutrones, a valores seguros.

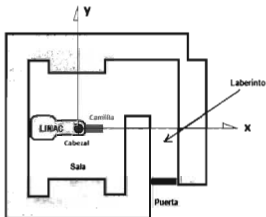


Fig. 14.- Búnker del Centro de Cancerología

La caracterización del campo de neutrones que se produce en torno al LINAC y las magnitudes integrales y dosimétricas asociadas se hizo en dos etapas, una mediante cálculos Monte Carlo y la segunda haciendo mediciones. En los cálculos Monte Carlo, el número de historias fue de 10,000 para asegurar una incertidumbre menor o igual al 3%.

3.1.- Cálculos Monte Carlo

3.1.1.- Espectros de los fotoneutrones y sus respectivos valores de los $H^*(10)$

Se calcularon los espectros de fotoneutrones generados en el cabezal del LINAC en 10 puntos dentro de la sala, 4 a lo largo del eje X y 4 a lo largo del eje Y, 1 punto entre la sala

y el laberinto, en 6 puntos a lo largo del laberinto y en un punto fuera del búnker localizado en la parte externa de la puerta (Fig. 15).

El isocentro, IC, se localizó a 5 cm de profundidad de un maniquí de agua sólida de 30 x 30 x 15 cm³, cada punto donde se realizó el cálculo se ubicó en el plano del IC.

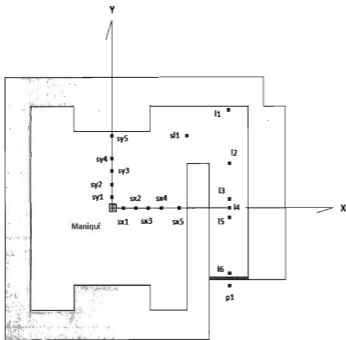


Fig. 15.- Identificación de los detectores puntuales

El origen del modelo se ubicó en el IC. Respecto a este origen se definieron las coordenadas de los detectores puntuales (Tabla 5). Los cálculos se realizaron mediante MMC usando el código MCNP5 [Forster *et al.*, 2004] donde la composición elemental de los muros de la sala fue la del concreto de 2.3 g/cm³ (Tabla 6) [Seltzer y Berger, 1982].

Tabla 5.- Coordenadas del IC y los detectores puntuales

IC o detector	Coordenadas [cm]
Isocentro	(0, 0, 0)
Detectores en la sala	
sx1	(50, 0, 0)
sx2	(100, 0, 0)
sx3	(150, 0, 0)
sx4	(200, 0, 0)
sx5	(300, 0, 0)
sy1	(0, 50, 0)
sy2	(0, 100, 0)
sy3	(0, 150, 0)
sy4	(0, 200, 0)
sy5	(0, 300, 0)
Entre la sala y el laberinto	
sl1	(340, 290, 0)
Laberinto	
l1	(530, 410, 0)
l2	(530, 170, 0)
l3	(530, 50, 0)
l4	(530, 0, 0)
l5	(530, -50, 0)
l6	(530, -270, 0)
Puerta	
pl	(530, -300, 0)

Tabla 6.- Composición elemental del concreto del búnker

Elemento	Concentración [w/o]
H	0.006
O	0.500
Na	0.017
Al	0.048
Si	0.315
K	0.019
Ca	0.083
Fe	0.012

Datos tomados de Seltzer y Berger, 1982.

Este mismo tratamiento se aplicó al definir el maniquí de agua sólida. El maniquí fue establecido a 100 cm por debajo del cabezal, en dirección del eje Z del Linac. Se toma esta geometría de ubicación del maniquí, ya que son las coordenadas reales donde se posiciona al paciente en tratamiento. Se hizo coincidir su centro geométrico con la del cabezal y la salida del haz de electrones.

El cabezal se modeló como una esfera hueca de 15 cm de radio externo y 5 cm de radio interno en cuyo centro se ubicó una fuente puntual e isotrópica de neutrones cuyo término fuente se calculó usando la función de Tosi *et al.* [1991] para un LINAC de 15 MV. El cabezal se modeló de tungsteno y se incluyó una abertura cónica en cuyo vértice se ubicó la fuente y cuya base tenía un área de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, cuyo centro era el IC.

La puerta del búnker se modeló con una placa de 0.5 cm de Fe, 3.5 cm de Pb, 7.5 cm de polietileno seguida de 0.5 cm de Fe. En los puntos señalados en la Fig. 15 se calcularon los espectros de neutrones y los valores del Equivalente de Dosis Ambiental mediante los coeficientes de conversión de fluencia a dosis del ICRP74 [ICRP, 1996].

3.1.2.- Cálculos usando un modelo heterogéneo y realista del cabezal

Los detalles geométricos y la composición elemental de los cabezales de los LINACs no siempre están disponibles debido a las patentes involucradas. Por tal motivo, para realizar los cálculos Monte Carlo se simuló en forma simple el cabezal de un LINAC. Se modeló la estructura del cabezal como un cascarón esférico hecho de W y Pb de 10 a 15 cm de espesor. En el centro del cascarón se colocó como término fuente la función de Tosi *et al.* [1991]. Con el fin de evaluar la validez del modelo simple, se diseñó un modelo realista y heterogéneo del cabezal que se usó para calcular, mediante el código MCNP5, el espectro primario de fotoneutrones y el espectro de fotones.

El modelo heterogéneo (Fig. 16) se construyó mediante 5 cascarones esféricos concéntricos de espesores de 4 cm de W, 2.1 cm de Fe, 2.8 de W, 9.2 cm de Fe y 8.3 de Pb. Este conjunto de cascarones esféricos tienen un radio externo de 29 cm. En el centro se colocó una esfera de 2.1 cm de radio en cuyo centro se colocó el blanco de los electrones, modelado de W sobre un soporte de Cu. También se incluyeron el filtro de aplanado, los colimadores o quijadas y el colimador multihojas. Los colimadores primarios, secundarios y multihojas se modelaron hechos de tungsteno. En la simulación Monte Carlo, se usó un haz de electrones de 15.3 MeV en modo e/p/n lo que permitió determinar los espectros de fotones y fotoneutrones debajo del filtro de aplanado y en el isocentro. Debido a que no hay secciones eficaces para todos los isótopos del concreto, estos cálculos se realizaron

incluyendo solo el modelo del cabezal. El espectro de los fotoneutrones debajo del blanco se comparó con el de la función de Tosi *et al.* [1991].

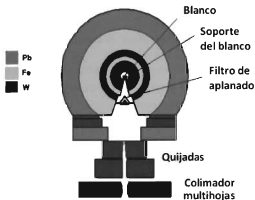


Fig. 16.- Vista frontal del modelo del LINAC

3.1.2.1. – Espectro primario de fotones

El espectro de fotones se calculó de 0.25 a 15.25 MeV en intervalos de 0.25 MeV con la idea de compararlo con el espectro calculado con el código BEAM para un LINAC de 15 MV [Sheikh-Bagheri y Rogers, 2002], que usa los mismo grupos de energía. Los espectros de fotones también se calcularon en 10 puntos a lo largo de los ejes X e Y separados cada 20 cm respecto del IC. Los espectros de fotones se integraron en energía para determinar la fluencia de fotones que se comparó con el resultado de acuerdo a la ley $1/r^2$.

3.1.2.2. – Espectro primario de neutrones

El espectro de fotoneutrones se calculó en un punto debajo del filtro de aplanado y en el isocentro. El espectro obtenido debajo del blanco se calculó usando dos grupos de energía, uno con 56 grupos de energía y el otro con 30 grupos. Ambos se compararon con el espectro continuo obtenido con la función de Tosi *et al.* [1991]. También, se calcularon los

espectros de neutrones a lo largo de los ejes X e Y en puntos equidistantes, cada 20 cm, a partir del IC. Los espectros se integraron en energía para obtener la fluencia de neutrones. La distribución espacial se comparó con la distribución obtenida resolviendo la ecuación de Difusión de neutrones para una fuente de plano infinito [Vega-Carrillo, 2001].

3.1.3.- Determinación de la simetría de la sala y el “cross-talking” entre las esferas

El sistema espectrométrico de esferas Bonner cuenta con 7 detectores y el procedimiento para usarlos requiere colocar cada detector en el punto de medición, para cada detector es necesario hacer un disparo del haz de tratamiento. Este procedimiento implica un tiempo largo de uso del LINAC. Una posible solución a esta dificultad es colocar los detectores del espectrómetro en puntos sobre el perímetro de un círculo y realizar un solo disparo. Para hacer esto se requiere determinar si la geometría de la sala permite garantizar que el campo de neutrones en la zona de medición es simétrico. El espectrómetro usa esferas de polietileno que moderan y reflejan los neutrones lo que genera un fenómeno denominado *cross-talking*, que es la perturbación de un detector sobre otro. Por lo tanto, también es necesario determinar las condiciones que debe tener el arreglo de los detectores para que no se perturben mutuamente. Es fundamental determinar la simetría y *cross-talking* entre las esferas a fin de aplicar el método Planetario en la disposición geométrica de las esferas Bonner.

3.1.3.1.- Simetría del campo de neutrones dentro de la sala

Con el fin de determinar si la sala de tratamiento tiene las condiciones adecuadas para usar el espectrómetro en forma colectiva y hacer un solo disparo, se usó el método Monte Carlo para establecer las características de la sala y así determinar si su geometría garantiza condiciones de simetría de los espectros de neutrones. Para esto, se usó el modelo tridimensional de la sala con el cabezal simple y el maniquí de agua sólida y mediante el estimador de malla del MCNP5 [Forster *et al.*, 2004; Jabbari *et al.*, 2011] que ha sido usado en diferentes problemas para tener una visualización de campos de radiación y dosis [Asami *et al.*, 2011; Jabbari *et al.*, 2011; Doron *et al.*, 2008; Leone *et al.*, 2005].

Se determinaron los espectros de fotoneutrones en torno a un círculo de 1 metro de radio cuyo centro se ubicó en el isocentro. Éste se localizó a 5 cm de profundidad del maniquí de agua sólida de dimensiones 30 x 30 x 15 cm³. Las condiciones de simetría se determinaron calculando el espectro de neutrones cada 45° en el perímetro del círculo de 1 metro de radio.

3.1.3.2.- Determinación del *cross-talking* entre las esferas Bonner

Si existen condiciones de simetría del campo de fotoneutrones dentro del búnker en cualquier punto en el plano del isocentro equidistante de éste, en teoría se pueden colocar todas las esferas del espectrómetro en cualquier punto equidistante del isocentro. Sin embargo, las esferas tienen diámetros diferentes y su ubicación en un punto perturba el campo neutrónico y al colocar otra esfera, en la zona de perturbación de la otra, podría producir lecturas incorrectas. Por este motivo, mediante el código MCNP5 se determinó la posición que deben mantener las esferas para que no ocurra el *cross-talking*. Para esto, en el modelo del búnker se incluyeron todas las esferas, colocando la esfera de 0" entre las esferas de mayor diámetro, 10" y 12" y se modificó la posición de las esferas desde 14° hasta 45° con el fin de determinar el ángulo mínimo de separación entre una esfera y otra a partir de la cual el *cross-talking* no existe (Fig. 17). En los cálculos se usó el *tally* de malla que permite observar en un plano la fluencia total de neutrones en cada punto [Forster *et al.*, 2004; Jabbari *et al.*, 2011].

3.1.4.- Cálculo de las magnitudes dosimétricas en un maniquí de agua sólida

El IC se colocó a 5 cm debajo de la cara que recibe el haz de neutrones, y a 9 cm del lado izquierdo. Dentro del maniquí se colocaron varias celdas esféricas de 0.9 cm de radio que se distribuyeron a lo largo, ancho y profundidad del maniquí de agua sólida. En cada esfera, se estimaron los espectros, el Kerma y la dosis absorbida, con la intención de establecer la dosis, por fotoneutrones, que recibe un paciente en el interior de su cuerpo cuando se somete a un tratamiento oncológico con un LINAC de 15 MV.

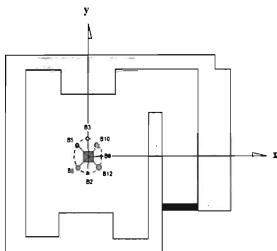


Fig. 17.- Modelo del búnker usado en la determinación del *cross-talking*

Usando MMC, se modeló un maniquí de agua sólida, en forma de un paralelepípedo regular de $30 \times 100 \times 30 \text{ cm}^3$ cuya composición elemental es 8.1% de H, 67.2% de C, 2.4% de N, 19.9% de O, 0.1% de Cl, 2.3% de Ca y su densidad es de 1.02 g/cm^3 . El material se identifica como WT1 de acuerdo al ICRU44 [1989].

El maniquí se colocó en sustitución del paciente, dentro de la sala de tratamiento y se calcularon los espectros de los fotoneutrones, la dosis absorbida y el Kerma en agua sólida en varios puntos dentro del maniquí a lo largo de sus tres ejes.

3.2.- Medición del espectro de fotoneutrones

Se midió el espectro de neutrones, tanto de fotoneutrones como de electroneutrones, a 100 cm de distancia del IC que se ubicó a 5 cm de profundidad de un maniquí de agua sólida con dimensiones de $30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$ (Fig. 18).



Fig. 18.- Maniquí de agua sólida

Las mediciones se realizaron con un espectrómetro de Esferas Bonner con 7 esferas de polietileno de alta densidad con diámetros de 0, 2, 3, 5, 8, 10 y 12 pulgadas. En el centro de las mismas se colocaron 2 pares de dosímetros termoluminiscentes, un par fue del tipo 600 (TLD600) y el otro del tipo 700 (TLD700). Los TLDs son del tipo "ribbon", es decir, son paralelepípedos regulares de $0.3175 \times 0.3175 \times 0.0889 \text{ cm}^3$. El uso de este tipo de dosímetros se conoce como la técnica de pares de TLDs, ambos tipos están hechos de LiF. En el caso de los TLD600, el 95.6% es ^6Li , en el TLD700, el 99.9% es ^7Li . La utilidad de la técnica de pares de estos tipos de TLDs en la detección de neutrones obedece a la diferencia en las secciones eficaces [Vega-Carrillo, 2001; Veinot *et al.*, 1998].

Con el fin de reducir el tiempo de uso del LINAC y las incertidumbres inducidas por su calentamiento, por primera vez, se usaron las siete esferas simultáneamente colocadas en el perímetro de un círculo de 1 m de radio, cuyo centro se ubicó en el isocentro. Previamente se colocaron los soportes del sistema SEEB/TLDs en modo planetario (Fig. 19).



Fig. 19.- Arreglo de los soportes de SEEB/TLDs en modo planetario

Este arreglo se dispuso de esta forma debido a que, mediante cálculos Monte Carlo, se demostró que con el MLC completamente abierto, el campo de neutrones dentro de la sala presenta simetría para distancias superiores a los 80 cm a partir del isocentro (IC). Las esferas se dispusieron en ángulos de separación superiores a los 20°.

Antes del uso en las mediciones, los dosímetros termoluminiscentes se sometieron a un proceso de calentamiento a 400 °C, por una hora en una mufla electrónica Panasonic, modelo UD-606A. Esto se realizó con el fin de borrar la información de los TLDs inducida por la radiación de fondo.

Una vez "borrada" la información de los TLDs, se usaron como detectores en las esferas colocadas en torno al LINAC, bajo la geometría descrita en el método planetario. Al terminar todo el proceso experimental de irradiación, los TLDs fueron leídos en un lector Harshaw modelo 3500. Para ello, se calentaron cada uno de ellos de 50 a 300 °C con un gradiente de 10 °C/s, y así se obtuvo la curva de brillo de cada dosímetro.

De cada esfera se obtuvieron las lecturas de dos TLD600 y dos TLD700. Se calculó el valor promedio de la lectura para cada tipo de dosímetro y para cada esfera. La respuesta neta debida a los neutrones para cada esfera (Ec. 23) y su respectiva incertidumbre (Ec. 24) se obtuvieron de la literatura [Vega-Carrillo, 2001; Vega-Carrillo, 2002].

$$S_n = L_{600} - k L_{700} \quad (\text{Ec. 23})$$

$$\sigma_{S_n} = \sigma_{L_{600}}^2 + k^2 \sigma_{L_{700}}^2 + L_{700}^2 \sigma_k^2 \quad (\text{Ec. 24})$$

En estas ecuaciones, S_n es la respuesta neta debido a los neutrones, σ_{S_n} es su incertidumbre, L_{600} es el valor promedio de la lectura de los TLD600 debido a fotones y neutrones, $\sigma_{L_{600}}$ es su incertidumbre, L_{700} es la lectura promedio de los TLD700, $\sigma_{L_{700}}$ es su incertidumbre debido a fotones y neutrones, k es la razón entre la respuesta de los TLD600 y los TLD700 a fotones y σ_k es su incertidumbre.

El valor de k se obtuvo durante el proceso de selección y caracterización de los pares de TLDs para las esferas Bonner, donde se expusieron a campos de radiación de fuentes de ^{137}Cs y ^{60}Co y se observó una pequeña diferencia entre los TLD600 y los TLD700 a pesar de que su densidad y número atómico efectivo es aproximadamente igual. De este proceso, el valor fue $k = 1.0202 \pm 0.1255$.

La respuesta a neutrones, S_n , de cada esfera se obtuvo en unidades de carga eléctrica, nC, y se convirtió a las cuentas equivalentes de un centellador de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$, usando el factor de conversión de $4\text{E}(4) \pm 2351.34$ cuentas/nC. Este parámetro se obtuvo con tres fuentes de neutrones: ^{252}Cf , $\text{D}_2\text{O}/^{252}\text{Cf}$ y $^{239}\text{PuBe}$. En cada caso se midió a 1 m de distancia y a 2 m sobre el nivel de piso, en un recinto de baja dispersión usando un sistema espectrométrico de Esferas Bonner con el centellador de $0.4 \text{ } \emptyset \times 0.4 \text{ cm}^2$ de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$.

En esa misma posición, se hizo la medición con pares de TLDs y se obtuvo el factor que correlaciona la lectura neta debida a los neutrones de los TLDs con las cuentas netas bajo el pico "alfa" del espectro de altura de pulsos del centellador.

La señal neta de neutrones en nC convertida a la señal del centellador de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ en cuentas de cada esfera se normalizaron al valor de la dosis terapéutica aplicada y estos valores se usaron para reconstruir el espectro de los fotoneutrones, $\Phi_E(E)$, usando el código de reconstrucción NSDUAZ [Vega-Carrillo *et al.*, 2012a].

Con la información del espectro se calculó la fluencia total de neutrones (Ec. 25), la dosis equivalente ambiental, $H^*(10)$ (Ec. 26), y la energía promedio de los neutrones (Ec. 27).

$$\phi = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi_E(E) dE \quad (\text{Ec. 25})$$

$$H^*(10) = \int_{vE} h_{\phi}^*(10, E) \Phi_E(E) dE \quad (\text{Ec. 26})$$

$$E_{\text{promedio}} = \frac{\int_{vE} E \Phi_E(E) dE}{\int_{vE} \Phi_E(E) dE} \quad (\text{Ec. 27})$$

En la Ec. 26, $h_{\phi}^*(10, E)$ representa los coeficientes de conversión de fluencia a dosis del ICRP 74 [ICRP, 1996].

En estos cálculos se usaron las versiones discretas de las ecs. 25, 26 y 27 por lo que se obtuvieron los valores de los coeficientes de conversión de fluencia a dosis usando cuatro criterios: el valor inferior, intermedio, superior y la mediana del intervalo de clase de los grupos de energía usados en la reconstrucción del espectro.

3.2.1.- Medición del espectro y dosis de los fotoneutrones

Para medir el espectro de fotoneutrones el acelerador se operó en modo *Bremsstrahlung* donde un haz de electrones de 15 MeV se hizo interactuar con el blanco de tungsteno. El haz terapéutico de fotones se aplicó con el gantry (brazo) del LINAC a 0° , los colimadores

secundarios se ajustaron para producir un campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Se colocaron cada una de las esferas Bonner sobre los soportes instalados y se obtuvo el arreglo experimental para medir fotoneutrones, en modo planetario (Fig. 20).



Fig. 20.- Arreglo experimental para medir fotoneutrones en modo planetario

El isocentro se ubicó a 5 cm de profundidad del maniquí de agua sólida. Se aplicó una dosis de 600 UM con una rapidez de dosis de 300 UM /min (3 Gy./min). Se utilizó el SEEB en modo planetario para determinar el espectro de fotoneutrones.

Las respuestas termoluminiscentes de los pares de TLDs, que se usaron como detector de neutrones en el SEEB, se procesaron para reconstruir el espectro de fotoneutrones. La reconstrucción se hizo con el código NSDUAZ [Vega-Carrillo *et al.*, 2012a] y con la información del espectro se obtuvieron las magnitudes integrales.

3.3.- Estimación de la emisividad de neutrones

Followill *et al.*, [2003] han reportado la emisividad, Q , de fotoneutrones de LINACs de diferentes fabricantes operando desde 10 hasta 24 MV. Encontraron que al operar el acelerador, en modo *Bremsstrahlung*, con una tensión de 15 MV la emisividad por unidad de dosis terapéutica aplicada al isocentro de los LINACs es: $0.76E(12) \text{ n Gy}^{-1}$, en el VARIAN 1800, $0.20E(12) \pm 10\% \text{ n Gy}^{-1}$ en el Siemens MD, $0.2E(12) \text{ n Gy}^{-1}$ en el Siemens Primus y $0.47E(12) \text{ n Gy}^{-1}$ en el General Electric modelo Saturn 41.

El valor de la fluencia total de neutrones medido mediante el método planetario a 100 cm de distancia, $\phi_{exp}(1 \text{ m})$, se relaciona con la emisividad de los neutrones producidos en el cabezal, Q_{exp} . Mediante MMC se calcularon los espectros de neutrones en diferentes puntos dentro de la sala del LINAC y encontraron que para una emisividad de 1 neutrón, Q_{MCNP} , a 1 metro de distancia, la fluencia de neutrones es $\phi_{mcnp}(1 \text{ m}) = 7.76E(-6) \pm 0.3\% \text{ cm}^{-2}$ [Benites-Rengifo *et al.*, 2010]. Usando esta relación se estimó la fluencia de neutrones (Ec. 28) y su respectiva incertidumbre (Ec. 29).

$$Q_{exp} = Q_{MCNP} \begin{bmatrix} \phi_{exp}(1 \text{ m}) \\ \phi_{mcnp}(1 \text{ m}) \end{bmatrix} \quad (\text{Ec. 28})$$

$$\varepsilon_{Q_{MCNP}} = \frac{1}{Q_{MCNP}} \left(\varepsilon_{\phi_{exp}}^2 + \varepsilon_{\phi_{mcnp}}^2 \right) \quad (\text{Ec. 29})$$

3.4.- Medición del espectro de los electroneutrones

Para la medición de electroneutrones se operó el LINAC en modo de haz de electrones (Fig. 21), para lo cual se colocó el cono de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ en el cabezal del LINAC, juntamente con el marco cuadrado de cerrobend, aleación compuesta de 50 % de Bi, 26.7 % de Pb, 13.3 % de Sn y 10 % de Cd [Scaff, 1997]. Se generó un haz de electrones de 18 MeV, para administrar 600 UM en el isocentro, con una rapidez de dosis de 300 UM/min.

Al terminar el proceso de irradiación, los TLDs fueron leídos y se obtuvieron las lecturas. Al calcular la señal neta de neutrones, solo las esferas de 2", 5" y 12" arrojaron lecturas positivas que se usaron para reconstruir el espectro de los electroneutrones y sus magnitudes integrales asociadas mediante el código BUMS [Sweezy *et al.*, 2002] ya que a diferencia del NSDUAZ, el BUMS permite usar un menor número de esferas.



Fig. 21.- Arreglo experimental para medir electroneutrones en modo planetario

La sección eficaz de los electroneutrones, $\sigma_{e,n}$, se relaciona con la sección eficaz para la producción de los fotoneutrones, $\sigma_{\gamma,n}$, (Ec. 30) [NCRP, 1984].

$$\sigma_{\gamma,n} = \frac{k h c}{2 \pi q^2} \sigma_{e,n} \quad (\text{Ec. 30})$$

Donde k es la constante de Boltzmann, h es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz y q es la carga eléctrica del electrón. Esto implica que la sección eficaz para la producción de electroneutrones es aproximadamente 137 veces menor que la sección eficaz para la producción de los fotoneutrones. Este hecho ha sido un factor determinante para que

todos los estudios realizados sobre el problema de la contaminación de neutrones dentro de una sala de radioterapia con un LINAC se hayan concentrado en el estudio de los fotoneutrones dejando de lado el estudio de los electroneutrones [Vega-Carrillo y Pérez-Landeros, 2012].

Mediante el sistema espectrométrico de esferas Bonner con pares de TLDs, se midió el espectro de electroneutrones a 1 metro del isocentro, utilizando el SEEB en modo planetario. Los procedimientos de tratamiento, lectura de los TLDs y tratamiento de las lecturas, así como el uso en la reconstrucción del espectro fueron los mismos a los usados en la medición de fotoneutrones.

3.5.- Análisis Estadístico

3.5.1.- Cálculos Monte Carlo

En los cálculos Monte Carlo se usaron dos tipos de estimadores o *tallies*, el f4 y el f5. En el *tally* f4 se estima el flujo de partículas o energía dentro de una celda, mientras que con el *tally* f5 se estima el flujo de partículas o energía en un detector puntual. Para que los resultados tengan validez estadística se requiere que el número de historias sea lo suficientemente grande para asegurar una incertidumbre relativa menor o igual al 10% para el *tally* f4 y menor o igual al 5% para el *tally* f5 [Briesmeister, 2000].

Una fuente de error adicional de los resultados Monte Carlo proviene de la fidelidad del modelo tridimensional usado para definir la sala, el maniquí y el cabezal del acelerador. En este estudio, las dimensiones y la composición elemental de la sala y el maniquí de agua sólida fueron usados en el diseño del modelo. Una dificultad para tener un modelo fiel del cabezal es que el fabricante no proporciona los detalles en la construcción del cabezal, por lo que se usó la información disponible y se construyó un modelo realista y heterogéneo con el que se estimaron los espectros de los fotoneutrones primarios que se compararon con el espectro sugerido por Tosi *et al.* [1991].

También se estimó el espectro de los fotones producido durante la interacción de un haz de electrones con el blanco de tungsteno. La calidad del modelo realista y heterogéneo también se verificó al comparar el espectro de los rayos X calculado con espectros reportados en la literatura para un acelerador de la misma marca y energía [Sheikh-Bagheri y Rogers 2002]. Para el resto de los cálculos se usó un modelo simple del cabezal que ha sido sugerido en el reporte 79 de la NCRP [1984] y como término fuente se usó la función de Tosi *et al.* [1991].

3.5.2.- Estadística de los resultados experimentales

La reconstrucción del espectro de neutrones a partir de un conjunto discreto de rapidezces de conteo es un problema mal condicionado debido a que el número de incógnitas es mayor que el número de esferas del espectrómetro. La definición de un problema mal condicionado es que tiene un número infinito de soluciones y el reto de la reconstrucción es seleccionar una de estas soluciones que además de resolver el problema la solución tenga significado físico [Wing, 1991].

Para la reconstrucción de espectros a partir de las rapidezces de conteo de las Esferas Bonner se han usado diferentes procedimientos que incluyen algoritmos iterativos, MMC y técnicas de la Inteligencia Artificial [Barquero *et al.*, 2002; Kim y Lee 2007; Esposito *et al.*, 2008; Vega-Carrillo y Baltazar-Raigosa 2011; Martínez-Ovalle *et al.*, 2010; Martínez-Ovalle *et al.*, 2012]. Cuando se usan estos métodos no es posible hacer la propagación de incertidumbres por lo que con el fin de asignar una incertidumbre a las magnitudes integrales derivadas del espectro reconstruido o espectro solución, como la rapidez de fluencia o las magnitudes dosimétricas, se comparan las rapidezces de conteo medidas con las obtenidas mediante el cálculo del espectro solución y la matriz de respuesta del espectrómetro. Los resultados de la comparación son usados en la obtención del error cuadrático medio, la variación porcentual o la χ^2 [Thomas y Alevra, 2002; Matzke, 2003; Vega-Carrillo *et al.*, 2006a; Vega-Carrillo *et al.*, 2006b; Danyluk, 2010].

En este estudio la reconstrucción de los espectros de neutrones se hizo con el código NSDUAZ [Vega-Carrillo, Ortiz-Rodriguez y Martinez-Blanco, 2012a]. Este código realiza la prueba de la χ^2 donde se comparan las rapidezces de conteo medidas con la Esferas Bonner con las tasas de conteo calculadas con el espectro solución y la matriz de respuesta (Ec. 31).

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{ns} \frac{(Cm_i - Cc_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{Ec. 31})$$

En esta ecuación ns es el número de esferas usadas, Cm, es la rapidez de conteo medida con la i-ésima esfera, Cc, es la rapidez de conteo calculada con el espectro solución y la matriz de respuesta y si representa la incertidumbre en (Cm, - Cc.) [Danyliuk, 2010].

Este código usa un algoritmo iterativo y no requiere de un espectro inicial ya que a partir de las rapidezces de conteo selecciona un espectro inicial basado en los datos experimentales [Vega-Carrillo e Iñiguez, 2002], el número de iteraciones se detiene cuando el error porcentual entre la rapidezces de conteo medidas y las calculadas alcanza el valor definido por el usuario o cuando el número máximo de iteraciones se cumple, al terminar la reconstrucción el código arroja el espectro, el flujo total y el valor del $H^*(10)$, así como el valor de χ^2 calculado mediante la ecuación 46 [Vega-Carrillo, Ortiz-Rodriguez y Martinez-Blanco, 2012a].

Para asignar las incertidumbres a las magnitudes integrales se usó el valor máximo de las incertidumbres medidas en las rapidezces de conteo, un 3% de incertidumbre en la matriz de respuesta y 1% en la incertidumbre en la posición de las esferas Bonner durante la medición. Estos valores fueron sumados en cuadratura y se obtuvo una incertidumbre relativa que se usó para reportar el flujo de neutrones; la asignación de la incertidumbre en el valor de la $H^*(10)$ se usó el error del flujo al que se sumó en cuadratura 1% de error porcentual en los coeficientes de conversión.

En la determinación del promedio de la energía de los espectros y el $H^*(10)$ se reportan cuatro valores, cada valor se obtuvo a partir de las características de los intervalos de clase

de cada grupo de energía usados en la reconstrucción del espectro, es decir, el límite inferior, el punto medio, el límite superior y la mediana. La razón de esto es porque cuando se reportan estos parámetros en la mayoría de los casos los autores usan un código de reconstrucción donde desconocen el criterio para este tipo de cálculos. Con el procedimiento usado aquí los resultados reportados se pueden comparar con cualquier dato reportado.

4.- RESULTADOS Y DISCUSIÓN

4.1.- Cálculos Monte Carlo

4.1.1. Espectros de fotoneutrones y sus respectivos valores de $H^*(10)$

Mediante MMC se calcularon los espectros de neutrones generados dentro del búnker en 10 puntos dentro de la sala (cinco de estos puntos se fijaron a lo largo del eje X, otros cinco a lo largo del eje Y (Fig. 22).

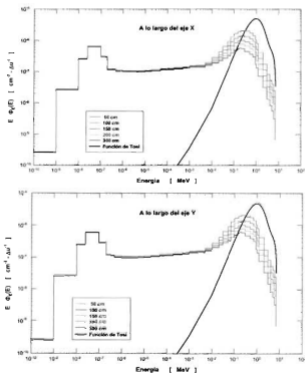


Fig. 22.- Espectros de fotoneutrones calculados en la dirección del eje X y Y

Un punto se colocó entre la sala y el laberinto, seis puntos se fijaron a lo largo del punto medio del laberinto y otro más fuera de la puerta. En ambos espectros se incluyó el término fuente, que se obtuvo con la función de Tosi [Tosi *et al.*, 1991], con el fin de comparar los espectros. El término fuente tiene un pico máximo en 1.0 MeV. Los neutrones cuya energía es menor a los 4 MeV son los neutrones de evaporación y los neutrones con energía superior a los 4 MeV son los neutrones *knock on*. Independientemente de la distancia respecto al IC, los espectros de neutrones con energías menores a 10^{-2} MeV son iguales, pero para energías superiores la cantidad de neutrones disminuye al aumentar la distancia. La forma de los espectros coincide con los espectros medidos, en la misma configuración usada en los cálculos, por Amgarou *et al.*, [2011]. En todos los puntos de medición el pico del término fuente, que se presenta a 1.0 MeV, se desplaza hacia menores energías, 0.2 MeV, debido a que al atravesar el cabezal los neutrones pierden energía pero la forma del espectro del término fuente se mantiene ya que también los neutrones *knock on* se desplazan a menores energías. El hecho que la cantidad de los neutrones epitérmicos y térmicos permanezca constante, sin importar la distancia del punto de cálculo con el IC, implica que estos son neutrones *room-return*, que en su mayoría son neutrones térmicos. Este resultado coincide con los hallazgos de Gómez *et al.*, [2010] en su estudio del flujo de neutrones térmicos dentro de una sala de radioterapia con LINACs, donde encontraron que la magnitud de los neutrones térmicos es independiente de la distancia respecto al isocentro. En estos cálculos, también se obtuvieron los espectros de neutrones en puntos entre la sala y el laberinto (s1) y a lo largo del laberinto (l1, l2, l3, l4, l5) (Tabla 5 y Fig. 15). En estos puntos, el fenómeno del *room-return* no ocurre, ya que los neutrones epitérmicos y térmicos disminuyen al aumentar la distancia (Fig. 23). Los espectros del laberinto presentan una contribución de neutrones térmicos que supera a la de neutrones rápidos. Ello implica que en el laberinto, los espectros son menos energéticos debido a que existe mayor área superficial donde los neutrones pierden energía mediante interacciones elásticas e inelásticas. Esto coincide con lo reportado en la literatura [Falcao *et al.*, 2007; Mesbahi *et al.*, 2011; Vega-Carrillo y Baltazar-Raigosa, 2011]. En este conjunto de cálculos Monte Carlo, también se colocó un detector fuera de la puerta (p1), con el fin de estudiar el efecto de la puerta para blindar los neutrones. La puerta reduce el espectro de neutrones en

aproximadamente 2 órdenes de magnitud en comparación con los neutrones en la parte interna de la puerta (16) (Fig. 24).

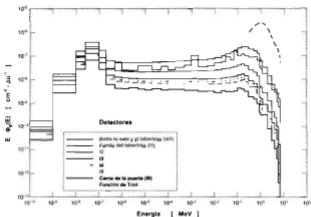


Fig. 23.- Espectros de fotoneutrones en el laberinto del búnker

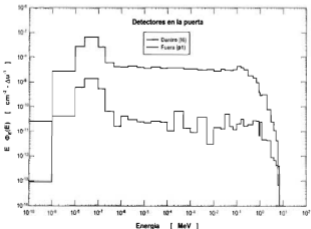


Fig. 24.- Espectros de neutrones en la puerta del búnker

Al comparar los espectros de neutrones calculados dentro de la sala, en ambos ejes X e Y, a 50, 100, 150, 200 y 300 cm (Tabla 5 y Fig. 15), se encontró que eran iguales. Al comparar los espectros dentro de la sala, en el laberinto y la puerta (Fig. 25) se encontró que fuera de la puerta, la cantidad de neutrones es pequeña y en su mayoría son neutrones térmicos.

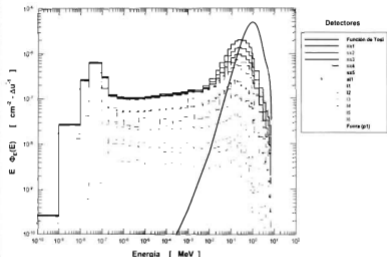


Fig. 25.- Espectros de neutrones en el búnker

Esto implica que la fluencia de neutrones en la parte externa de la puerta es menor que en los puntos internos de la sala de tratamiento y por ende la dosis está por debajo de los límites establecidos en la normativa nacional e internacional, lo que garantiza que no hay riesgo radiológico para el POE en la puerta del búnker.

De la integración en energía de los espectros calculados en la sala y el laberinto (Tabla 5 y Fig. 15) se obtuvieron los valores de la fluencia de neutrones por cada neutrón emitido por el término fuente (Tabla 7), cuyas incertidumbres resultaron menores al 2 %.

Tabla 7.- Fluencia de neutrones en función de la distancia respecto al IC

IC o detector	Coordenadas [cm]	Posición radial [cm]	Fluencia [n/cm ² -Q]
Isocentro	(0, 0, 0)	(0, 0, 0)	-
sx1	(50, 0, 0)	50	8.96565E-06
sx2	(100, 0, 0)	100	6.92384E-06
sx3	(150, 0, 0)	150	5.66845E-06
sx4	(200, 0, 0)	200	4.93612E-06
sx5	(300, 0, 0)	300	4.33099E-06
sy1	(0, 50, 0)	50	8.95366E-06
sy2	(0, 100, 0)	100	6.92775E-06
sy3	(0, 150, 0)	150	5.70028E-06
sy4	(0, 200, 0)	200	5.01356E-06
sy5	(0, 300, 0)	300	4.59621E-06
sl1	(340, 290, 0)	446.878	2.26630E-06
i1	(530, 410, 0)	670.075	1.41513E-06
i2	(530, 170, 0)	556.596	8.23833E-07
i3	(530, 50, 0)	532.353	4.58956E-07
i4	(530, 0, 0)	530	3.78562E-07
i5	(530, -50, 0)	532.353	3.20012E-07
i6	(530, -270, 0)	594.8109	1.99461E-07
p1	(530, -300, 0)	609.0156	3.41562E-09

Las fluencias dentro de la sala calculadas a lo largo de los ejes X e Y son iguales (Fig. 25). Estos valores son aproximadamente un orden de magnitud mayor que las fluencias calculadas en el laberinto. Al comparar la fluencia en el fondo del laberinto (i1) con la fluencia calculada tras la puerta (i5) se observa que el efecto del laberinto reduce la fluencia aproximadamente en un orden de magnitud.

La distribución radial de las fluencias en función de la distancia radial no cumple con la ley de $1/r^2$ ya que los valores son mayores a los esperados. La probable explicación es porque los neutrones son retrodispersados por los muros del búnker hacia el interior de la sala y del laberinto. La ventaja de usar barreras es que los neutrones que las cruzan tienen menor energía que los neutrones que alcanzarían los puntos de interés en forma directa.

En los cálculos Monte Carlo, también se calcularon los valores de dosis equivalente ambiental, $H^*(10)$, por cada neutrón producido en el cabezal del LINAC (Tabla 8). Los

valores del $H^*(10)$ se determinaron en los mismos puntos donde se calcularon los espectros (Tabla 5 y Fig. 15).

La distribución radial de la dosis equivalente ambiental (Tabla 8) es aproximadamente similar a la distribución de las fluencias. Sin embargo, la diferencia entre los órdenes de magnitud relativa entre los valores difiere de los observados para las fluencias debido a que conforme la distancia aumenta, la energía de los neutrones disminuye con una tendencia mayor a la que lo hace la fluencia de neutrones. Esto implica que al alejarse del IC, el espectro se deforma y el flujo disminuye, se modifica la energía de los neutrones en el espectro y las $H^*(10)$ son menores en la puerta del búnker.

Tabla 8.- $H^*(10)$ en función de la distancia respecto al IC

IC o detector	Coordenadas [cm]	Posición radial [cm]	$H^*(10)$ [pSv/Q]
Isocentro	(0, 0, 0)	(0, 0, 0)	-
sx1	(50, 0, 0)	50	1.2874E-03
sx2	(100, 0, 0)	100	8.6320E-04
sx3	(150, 0, 0)	150	5.9981E-04
sx4	(200, 0, 0)	200	4.4993E-04
sx5	(300, 0, 0)	300	3.1533E-04
sy1	(0, 50, 0)	50	1.2870E-03
sy2	(0, 100, 0)	100	8.6409E-04
sy3	(0, 150, 0)	150	6.0250E-04
sy4	(0, 200, 0)	200	4.5630E-04
sy5	(0, 300, 0)	300	3.3738E-04
sl1	(340, 290, 0)	446.878	1.4614E-04
l1	(530, 410, 0)	670.075	7.5951E-05
l2	(530, 170, 0)	556.596	2.5653E-05
l3	(530, 50, 0)	532.353	1.1041E-05
l4	(530, 0, 0)	530	8.5149E-06
l5	(530, -50, 0)	532.353	6.8163E-06
l6	(530, -270, 0)	594.8109	3.6127E-06
pl	(530, -300, 0)	609.0156	5.5950E-08

Los valores del $H^*(10)$ (Tabla 8) presentan un comportamiento similar al encontrado por Mesbahi *et al.* [2011] y Wang *et al.* [2011], donde conforme la distancia respecto al IC disminuye los valores de la dosis aumenta. Esto se debe a que la energía de los neutrones se reduce conforme la distancia respecto al IC aumenta y los neutrones atraviesan las barreras de concreto.

4.1.2.- Espectros obtenidos con un modelo heterogéneo y realista del cabezal

4.1.2.1. – Espectro primario de fotones

Mediante MMC se determinaron los espectros de fotones y neutrones primarios que se producen cuando un haz de electrones de 15.3 MeV se hace incidir sobre el blanco.

Los espectros de fotones se determinaron en un punto debajo del filtro de aplanado y en el isocentro. El espectro de fotones en el isocentro se comparó con el espectro reportado por Sheikh-Bagheri y Rogers [2002] (Fig. 26). A pesar de usar modelos de cabezales distintos y diferentes códigos Monte Carlo, ambos espectros coinciden, lo que valida el modelo heterogéneo del cabezal.

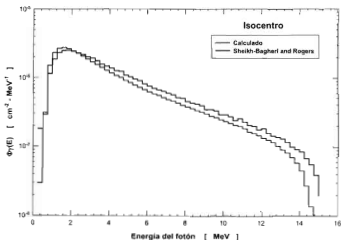


Fig. 26.- Comparación de los espectros de fotones

Los espectros de fotones se calcularon debajo del filtro de aplanado y en el IC (Fig. 27). Debajo del filtro de aplanado el espectro de los fotones de mayor energía son de 15 MeV y presenta un pico alrededor de 0.8 MeV lo que coincide con lo reportado en la literatura

[Kumar *et al.*, 1993; Sheikb-Bagheri y Rogers 2002]. Este máximo es aproximadamente 3 órdenes de magnitud mayor para fotones de 15 MeV.

El $\Phi_\gamma(E)$ en el isocentro se reduce fuertemente debido a efectos de la distancia y la dispersión. Los fotones de baja energía se reducen haciendo una curva más suave y homogénea. El pico se reduce debido a que los colimadores primarios y secundarios filtran los fotones de baja energía. Esta forma coincide con la del espectro medido por Kumar *et al.*, [1993] en un LINACs de 15 MV.

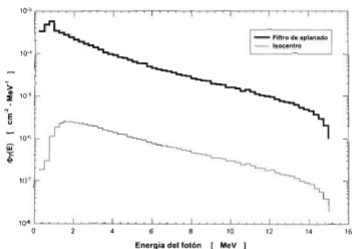


Fig. 27.- Espectros de fotones en el filtro de aplanado y en el IC

También se calcularon los espectros de fotones en varias posiciones a lo largo de los ejes X e Y del isocentro (Fig. 28). A 20 cm de distancia, el espectro en el eje Y es más grande que el espectro estimado a 20 cm en el eje X. Para distancias mayores que 60 cm, las formas de los espectros fotones son similares, pero las magnitudes son diferentes.

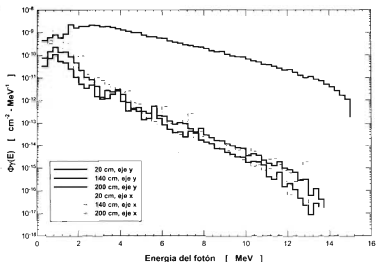


Fig. 28.- Espectros de fotoneutrones en la sala

Los espectros de fotones se integraron en energía para calcular la fluencia total de fotones en función de la distancia para cada eje (Fig. 29). Los fotones a lo largo de los ejes X e Y son los que se fugan del cabezal del LINAC.

El flujo de fotones se calculó usando la regla $1/r^2$ y se comparó con los flujos calculados con el código MCNP5. Se encontró que de 60 a 200 cm la fluencia de fotones totales se comportan bajo la función $1/r^2$ (Fig. 29). La probable explicación de la ausencia de simetría en las fluencias de fotones se atribuye al arreglo geométrico de los colimadores usado en el modelo heterogéneo y realista del cabezal.

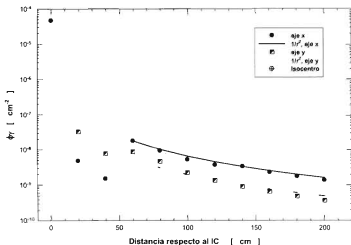


Fig. 29.- Fluencias de fotones en función de la distancia en ambos ejes

4.1.2.2. – Espectro primario de neutrones

Para comparar el espectro primario con la función de Tosi, los espectros se calcularon usando dos arreglos de energía: Uno con pocos grupos de energía que permite calcular el espectro con poca resolución y el otro con un mayor número de grupos de energía que no da el espectro con una mayor resolución.

El modelo del cabezal heterogéneo y realista se usó para calcular los espectros de neutrones inducidos a través de las interacciones de los electrones con el blanco, que producen fotones, y de los fotones con el cabezal, que producen neutrones. La intención de este cálculo de fotoneutrones primarios es para compararlo con el término fuente propuesto por Tosi *et al.*, [1991]. El espectro de fotoneutrones primarios se calculó debajo del filtro de aplanado y en el isocentro usando un arreglo con varios grupos de energía o de alta resolución (Fig. 30) y un arreglo con pocos grupos de energía o poca resolución. La mayor

cantidad de neutrones se observó debajo del filtro de aplanado en comparación con aquellos observados en el isocentro debido a la distancia.

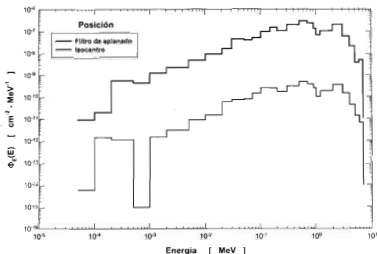


Fig. 30.- Espectro de los fotoneutrones primarios

Ambos espectros tienen picos de alrededor de 0.5 y 2 MeV y presentan una separación en 1 MeV. Por debajo de 1 MeV son neutrones de evaporación y por encima de 1 MeV son neutrones *knock on*. Las formas de los espectros son similares a los reportados en la literatura [Huang *et al.*, 2005; Takam *et al.*, 2011; Takam *et al.*, 2012; Vega-Carrillo *et al.*, 2012b]. Sin embargo, en la zona de los neutrones de evaporación se observa una aparente estructura más compleja, probablemente debido a que hay neutrones de evaporación con energías más probables menores a 0.5 MeV. Al comparar la función de Tosi con los espectros primarios, por unidad de energía, de los fotoneutrones calculados con el modelo del cabezal heterogéneo en un punto ubicado debajo del filtro de aplanado (Fig. 31) se encontró que la función de Tosi describe bien los espectros para neutrones de energía superior a 1E(-1) MeV. Sin embargo, para energías mayores el espectro de Tosi subestima la cantidad de neutrones.

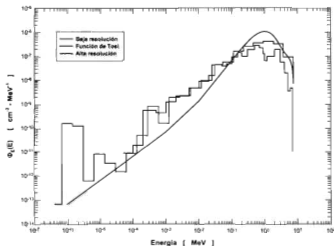


Fig. 31.- Espectro primario de neutrones y la función de Tosi

Los espectros se integraron en energía con el fin de evaluar las fluencias totales de neutrones en función de la distancia respecto del IC. Los valores se compararon con el resultado de la fluencia total obtenido mediante la solución de la Ecuación de Difusión de neutrones para el caso de una fuente de plano infinito [Vega-Carrillo, 2001] (Fig. 32).

De 20 a 100 cm a lo largo del eje Y, las fluencias de neutrones son más grandes que las fluencias a lo largo del eje X. La probable explicación de esta diferencia se atribuye al arreglo de los colimadores secundarios que al conformar el campo de radiación, un par de dichos colimadores permitiría el paso de una mayor cantidad de neutrones en la dirección del eje Y en comparación con los que alcanzan los puntos del eje X.

Para distancias superiores a los 100 cm, las fluencias calculadas a lo largo del eje X son iguales a las obtenidas sobre el eje Y. De 60 cm a 200 cm la distribución espacial de las

fluencias calculada a través de la ecuación de difusión coincide con la distribución espacial en X e Y calculada mediante el código MCNP5.

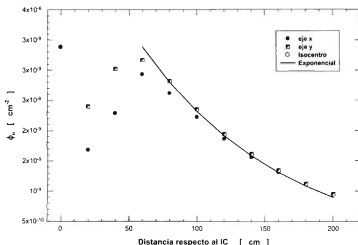


Fig. 32.- Fluencia de neutrones en X e Y en función de la distancia respecto al IC

4.1.3.- Simetría de la sala y evaluación del "cross-talking" entre las esferas

4.1.3.1.- Condiciones de simetría del campo de neutrones dentro de la sala

Con el fin de evaluar las condiciones de simetría de la sala, se usó el modelo simple del cabezal y se calcularon los espectros de neutrones en 7 puntos localizados, cada 45° , en el perímetro de un círculo de 1 metro de radio (Fig. 33). Los espectros son iguales a pesar de que se calcularon en diferentes puntos localizados a 1 metro del IC.

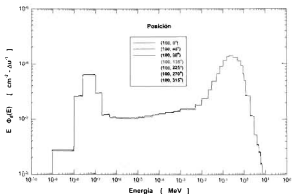


Fig. 33.- Espectros de neutrones, cada 45°, en torno al IC

La mayor fluencia se localiza en el IC y la presencia del maniqui de agua solida modifica la fluencia. En la zona comprendida en torno al perimetro de un circulo de 1 m radio existe simetria del campo neutrónico (Fig. 34). La geometría y dimensiones de la sala propicia que exista simetria del campo de neutrones a 100 cm del IC.

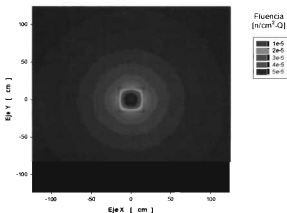


Fig. 34.- Fluencia de neutrones en el plano X-Y

4.1.3.2.- *Cross-talking* entre las esferas Bonner

Se evaluó la perturbación del campo de neutrones debido a la inclusión de las esferas Bonner. Para ello se calculó el flujo de neutrones en la sala de tratamiento, variando la posición de las esferas de polietileno dispuestas en un perímetro de un círculo de 1 m de radio. El cálculo se hizo con el *tally* de malla. Los cálculos se realizaron variando los ángulos de separación de las esferas, desde 14° a 45° (Fig. 35). Todas las esferas producen perturbación del campo neutrónico, pero para ángulos superiores a 14° , se encontró que para esta sala el *cross-talking* no existe.

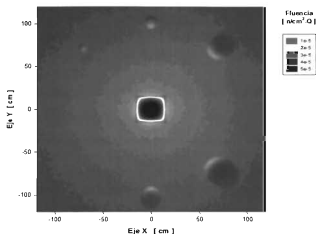


Fig. 35.- *Cross talking* a 1 m del IC con las esferas a 45°

Se calcularon las fluencias de neutrones dentro y fuera de la sala de tratamiento a fin de observar la distribución espacial de los neutrones en el plano del isocentro (Fig. 36). La fluencia de neutrones disminuye conforme se aleja del isocentro. Esta disminución se vuelve mayor a lo largo del laberinto, estos resultados son consistentes con lo reportado por Krmar *et al.* [2012].

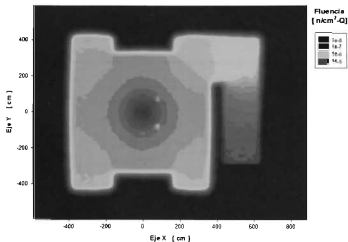


Fig. 36.- Distribución de los neutrones en la sala en el plano del IC

4.1.4.- Magnitudes dosimétricas en un maniquí de agua sólida

Se modeló la sala de tratamiento con el cabezal simple y se incluyó el cuerpo de un paciente como un paralelepípedo regular de $30 \times 100 \times 30 \text{ cm}^3$ cuya composición elemental es agua sólida. El IC se colocó a 5 cm por debajo de la superficie de entrada del haz (5 cm dentro del maniquí) usando un campo de irradiación de $5 \times 5 \text{ cm}^2$. Dentro del maniquí se colocaron celdas esféricas de 0.9 cm de radio en varios puntos a lo largo de los 3 ejes con el fin de evaluar el espectro de los neutrones, el Kerma y la dosis absorbida.

El espectro de neutrones fuera del maniquí (en el haz) muestra el pico característico de los neutrones de evaporación y otro pico en la zona de neutrones térmicos. A 5 cm dentro del maniquí el espectro se reduce, pero mantiene las características del espectro de los neutrones del haz directo que entran al maniquí. Sin embargo, en este caso el pico de los

neutrones térmicos supera al pico de los neutrones de evaporación debido a la moderación que experimentan los neutrones en el agua sólida (Fig. 37).

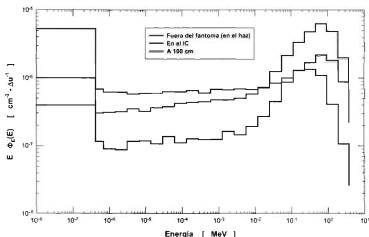


Fig. 37.- Espectro de neutrones en el IC y en dos puntos fuera del maniquí

El espectro fuera del maniquí calculado dentro del haz predominantemente tiene neutrones *knock off*, la presencia de los epitérmicos y térmicos se debe a que son retrodispersados por el maniquí.

El espectro en el IC tiene neutrones *knock off* y una gran contribución de neutrones térmicos debido a que el IC está a 5 cm de profundidad del maniquí que contribuye a la moderación y termalización. Los neutrones rápidos del espectro a 100 cm del IC está corrido hacia la izquierda y muestra una cierta cantidad de neutrones térmicos debido a que este espectro está formado por aquellos neutrones que se escapan del cabezal, más los que son dispersados hacia afuera del maniquí y los del *room return*.

Este comportamiento evidencia como la presencia del paciente modifica espectro de los fotoneutrones a través de la interacción de éstos con su cuerpo, donde a través de cada interacción parte de la energía del neutrón se queda en el cuerpo del paciente depositando una dosis no deseada.

Las celdas a lo largo del eje Z (Fig. 38) se usaron para calcular los espectros de los fotoneutrones y las magnitudes dosimétricas asociadas, ya que durante la irradiación estas celdas se encuentran sobre el trayecto de entrada del haz.

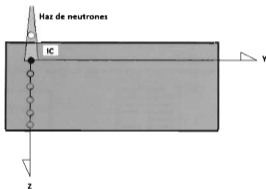


Fig. 38.- Maniquí modelado para calcular espectros de neutrones en el eje Z

Los espectros de neutrones calculados en las celdas colocadas a lo largo del eje Z (Fig. 39) muestran que a medida que el haz de neutrones penetran el maniquí, la cantidad de neutrones disminuye (área bajo la curva del espectro). También disminuye la cantidad de neutrones de alta energía y aumenta la cantidad de neutrones térmicos. Esta disminución se debe a los siguientes factores: Los neutrones son dispersados, aumenta la distancia y la eventual absorción de neutrones, lo que significaría que órganos y tejido adyacente al tumor cancerígeno es expuesto a una dosis por neutrones. Por consecuencia el paciente tratado

corre el riesgo que pueda desarrollar en unos años después un segundo cáncer, producto de la radio-inducción de los neutrones contaminantes con el tejido sano del paciente.

A 24 cm de profundidad en el eje Z, que representa 1 cm medido de la "espalda" del maniquí hacia dentro de éste (Fig. 39), la cantidad de neutrones de alta energía se reduce significativamente. Se observa mayor cantidad de neutrones epitérmicos a los observados en puntos por encima de éste, debido a que hay una mayor contribución de neutrones dispersados. Esto implicaría que, durante un tratamiento, un paciente recibiría este grupo de neutrones en su espina dorsal. Lo que implica que en un tratamiento con fotones de 15 MV, en las mismas condiciones geométricas del maniquí, pone en riesgo la columna vertebral del paciente.

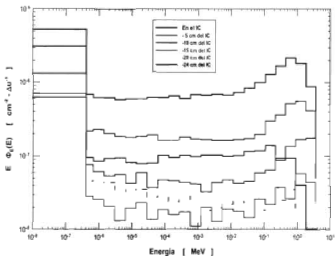


Fig. 39.- Espectros en el eje Z dentro del maniquí

Otro conjunto de celdas se colocaron en el plano X-Z (de izquierda a derecha) del maniquí para estimar los espectros de los fotoneutrones. Estos espectros disminuyen conforme la distancia respecto al IC aumenta (Fig. 40). Los espectros calculados del lado derecho son iguales a los calculados del lado izquierdo, por lo que en el plano X-Z los espectros muestran simetría.

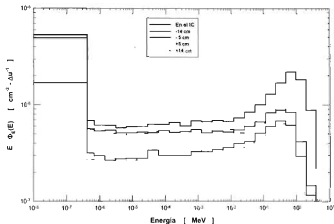


Fig. 40.- Espectros de neutrones en el plano X-Z

A lo largo del eje Y del maniquí, fueron colocadas varias celdas para estudiar el comportamiento de los fotoneutrones y las magnitudes dosimétricas.

Los espectros de neutrones a lo largo del eje Y (Fig. 41) disminuyen conforme la distancia respecto al IC aumenta. Al comparar los espectros medidos a 10 cm y a -9 cm, hay diferencias importantes en la cantidad de neutrones térmicos siendo mayor a -9 cm.

La probable explicación se atribuye a que el punto -9 cm está a solo 1 cm de la superficie del maniquí y probablemente porque el volumen de moderación es menor, en comparación

con el volumen que rodea al punto localizado a 10 cm, lo que reduce la posibilidad que los neutrones sean absorbidos por el maniquí.

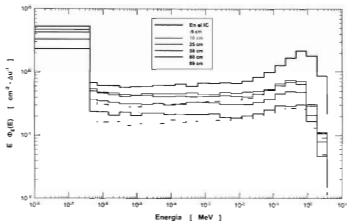


Fig. 41.- Espectros de neutrones en el eje Y

Además de los espectros, en cada celda se calcularon los valores del Kerma y dosis absorbida en agua sólida. A lo largo del eje Z ambas magnitudes coinciden (Fig. 42), lo que implica que existe equilibrio electrónico en las celdas. Conforme el haz penetra, la dosis disminuye, excepto en el punto localizado a 1 cm de la espalda, lo que es congruente con lo observado en los espectros calculados en este eje.

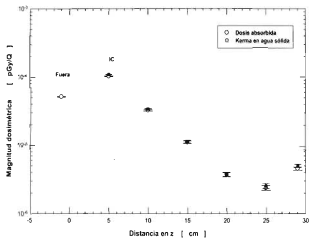


Fig. 42.- Magnitudes dosimétricas en el eje Z

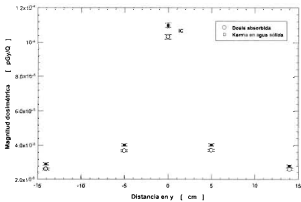


Fig. 43.- Magnitudes dosimétricas en el eje X

A lo largo del eje X las magnitudes dosimétricas muestran simetría (Fig. 43). Sin embargo, existen diferencias estadísticamente, significativas entre los valores del Kerma y dosis absorbida, debido a que no hay equilibrio electrónico. Esto probablemente se debe a que el haz de tratamiento ingresa al maniquí sobre este plano y conforme los neutrones se transportan no toda la energía es absorbida por las celdas. Esta misma situación se observa en las magnitudes dosimétricas calculadas a lo largo del eje Y, donde conforme nos alejamos del IC a partir de 40 cm, ambas magnitudes dosimétricas coinciden, lo que permite que exista equilibrio electrónico (Fig. 44).

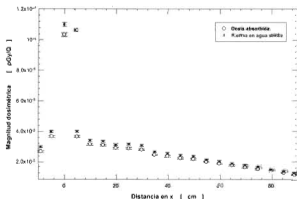


Fig. 44.- Magnitudes dosimétricas en el eje Y

En todos los casos donde no ocurre equilibrio electrónico, el Kerma en agua sólida es mayor que la dosis absorbida. La ventaja de estos cálculos es que se puede asociar la posición de cualquier celda con algún órgano de un paciente. Se puede usar el valor de las magnitudes dosimétricas calculadas para evaluar la dosis en el órgano. Con este valor se puede estimar el riesgo que en ese órgano se induzca un cáncer secundario usando los coeficientes del ICRP 103 [2007].

Con el valor de dosis absorbida en agua sólida y el flujo total de neutrones en cada celda, se calcularon los coeficientes de conversión de fluencia a dosis absorbida y se relacionaron con el valor del promedio de la energía de los neutrones (Fig. 45).

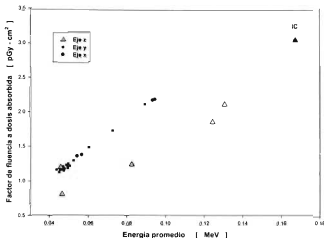


Fig. 45.- Coeficientes de fluencia a dosis absorbida dentro del maniquí

Los neutrones en el IC tienen la mayor energía promedio y por lo tanto el mayor factor de conversión de fluencia a dosis. A lo largo del eje X y Y existe un comportamiento lineal de los factores de conversión de fluencia a dosis y la energía media de los neutrones donde el factor es mayor conforme la energía media aumenta. Esto implica que todas las celdas ubicadas cerca del IC reciben una mayor cantidad de neutrones cuya energía media es grande, conforme las celdas se alejan del IC la cantidad de neutrones y su energía media disminuye, esto implica que durante un tratamiento los órganos más afectados por los neutrones dispersados dentro del cuerpo del paciente serán aquellos que están ubicados cerca del IC. Una excepción a esta tendencia se observa en las celdas ubicadas en Z (del pecho a la espalda del paciente) ya que a pesar que la energía media es mayor, el factor no aumenta, incluso la celda ubicada en la espalda del paciente, cuya energía media es mayor a

la de las otras celdas, manifiesta un mayor factor lo que implica que hay mayor cantidad de neutrones debido a que en ese punto a los pocos neutrones que llegan del haz de tratamiento se le adicionan los dispersados.

4.2.- Espectro de fotoneutrones

Una vez determinadas las condiciones de simetría de la sala de tratamiento y del arreglo de las esferas Bonner, para evitar el *cross talking*, se procedió a medir los espectros de los fotoneutrones y los electroneutrones a 1 metro del IC.

4.2.1.- Espectro y dosis de los fotoneutrones

La distribución de las rapidezces de conteo de las esferas Bonner en función de su diámetro, son un indicio de la "dureza" del espectro de neutrones [Tripathy et al., 2009], en este caso la mayor rapidez de conteo se obtuvo con la esfera de 5" (Fig. 46).

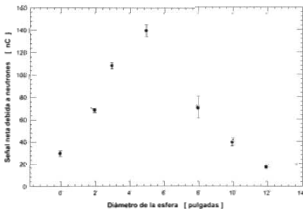


Fig. 46.- Señal neta de los neutrones en los TLDs del SEEB

Este comportamiento es similar al reportado para un LINAC de 18 MV [Vega-Carrillo *et al.*, 2010a; Vega-Carrillo y Baltazar-Raigoza, 2011].

En nuestro caso, la señal de la esfera de 5 pulgadas es menor a la reportada para el caso de un LINAC de 18 MV, esto tal vez se deba a que la fluencia de neutrones del LINAC de 15 MV es más pequeña que la que se presenta en LINACs de mayor energía. El hecho que la esfera de 5 pulgadas presenta mayor señal es un indicio de la energía promedio de los neutrones. La señal del detector desnudo o esfera de 0" indica que en el punto de medición hay neutrones térmicos y las señales de las esferas de mayor diámetro es un indicio de la presencia de neutrones epitérmicos y rápidos.

Las respuestas de los TLDs a los neutrones se convirtió a la señal equivalente del sistema espectrométrico con centellador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ que a su vez se usaron para reconstruir el espectro, mediante el código NSDUAZ (Fig 47).

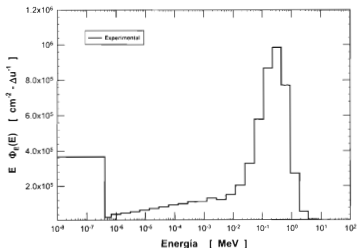


Fig. 47.- Espectro de fotoneutrones medidos a 1 m del IC del LINAC de 15 MV

Las características genéricas de este espectro son similares a las reportadas en la literatura [Kim y Lee 2007; Esposito *et al.*, 2008; Zabihzadeh *et al.*, 2009; Vega-Carrillo y Baltazar-Raigosa 2011; Martínez-Ovalle *et al.*, 2012]. El pico de los neutrones rápidos proviene del corrimiento hacia menores energías de los neutrones de evaporación y de *knock-on*. Esto es debido a las interacciones que experimentan antes de alcanzar el punto de medición. Los neutrones epitérmicos provienen en su mayoría de los que se fugan del cabezal y en su proceso interactúan con los núcleos de éste, por lo que pierden energía. Los neutrones térmicos son debidos al fenómeno conocido como *room-return*.

Durante la reconstrucción el código NSDUAZ realizó la prueba de la χ^2 , donde se comparan las tasas de conteo experimentales con aquellas que se obtienen con el espectro reconstruido. En este caso, el resultado de la χ^2 calculada fue 1.502 que es menor que el valor crítico (de tablas estadísticas) de 1.635 para 6 grados de libertad y $\alpha = 0.95$. Lo que significa que no existen diferencias estadísticamente significativas entre las tasas de conteo experimentales y las calculadas mediante el espectro reconstruido. En el cálculo se usaron 6 grados de libertad porque se usaron 7 esferas Bonner (N=7).

La presencia de neutrones rápidos produce reacciones (n, p) en los materiales semiconductores que inducen fallas en los marcapasos de pacientes oncológicos. Además, los neutrones térmicos pueden inducir reacciones (n, α) en el $^{10}\text{Boro}$ que aparece en aproximadamente el 19% del boro natural que contiene el vidrio boratado que se usa como aislante en los materiales semiconductores [Borja-Hernández *et al.*, 2012].

La mayoría de los isótopos tienen una sección eficaz grande de activación, si el isótopo activado decae emitiendo fotones, esta radiación presenta un riesgo adicional para el paciente y para el personal que labora en torno al acelerador. Entre los isótopos que se producen está el ^{41}Ar que se induce cuando el ^{40}Ar del aire absorbe un neutrón [Ishikawa *et al.*, 1991]. Así también el Fe, Al y el Mn de las cuñas y los materiales estructurales del acelerador, así como el concreto de las barreras del búnker [Vega-Carrillo *et al.*, 2007a]. La activación también se produce en varios elementos del cuerpo humano, tal como lo señala Alghamdi *et al.*, [2007].

Al comparar el espectro medido con el calculado [Benites *et al.*, 2010] se encontró que ambos espectros coinciden (Fig. 48). La mayor diferencia se observa en el grupo de neutrones térmicos, probablemente debido a que la cantidad de hidrógeno que se usó en la modelación del concreto es menor a la cantidad real.

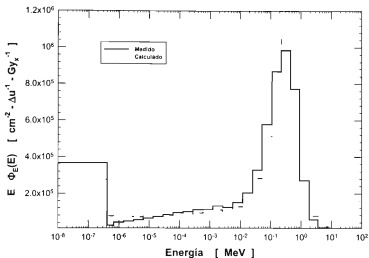


Fig. 48.- Espectros calculado y medido, de los fotoneutrones

La rapidez de fluencia total de fotoneutrones por unidad de dosis aplicada, a 100 cm del isocentro, es $(5.203 \pm 7\%)E(6)$ neutrones/cm²-Gy_x. Este valor coincide con 5.35E(6) y 5.68 E(6) reportados por Kim y Lee [2007] y Thomas *et al.*, [2002] para LINACs VARIAN CLINAC 2100C/2300C y VARIAN CLINAC 2100 C de 15 MV.

La fluencia reportada por Kim y Lee [2007] es 2.8% mayor a la fluencia encontrada en este trabajo debido a que Kim y Lee usaron un área de irradiación de 20 x 20 cm², igual a la usada en nuestro trabajo. La fluencia reportada por Thomas *et al.* [2002] es 9.2% mayor a la encontrada en este trabajo. La probable explicación de esta diferencia se atribuye a que

ellos usaron un área de irradiación de $15 \times 15 \text{ cm}^2$. A menor área de irradiación es mayor el flujo de neutrones debido a que el área de irradiación se controla con los colimadores secundarios que están hechos de tungsteno, así un mayor número de fotones de *Bremsstrahlung* interactuará con los núcleos de tungsteno de los colimadores, y habrá una mayor cantidad de reacciones (γ , n), tal y como los señalan Barquero *et al.* [2002]. En forma genérica, las diferencias de fluencias de neutrones se atribuyen a los modelos de los LINACs y al método usado para hacer las mediciones.

La fluencia medida en el VARIAN iX es mayor a la reportada para aceleradores PRIMUS y MEVATRON de 10 MV, cuyo valor es del orden de $1 \text{ E}(5) \text{ cm}^{-2} \text{ Gy}_x^{-1}$ [Vega-Carrillo *et al.*, 2010a; Vega-Carrillo *et al.*, 2010b]. Esta diferencia se atribuye al diseño y los materiales usados por los diferentes fabricantes.

La energía promedio de los fotoneutrones y la $H^*(10)$ del espectro medido se obtuvieron usando los criterios de los intervalos de clase de energía, (inferior, intermedio, superior) y la mediana, de los grupos de energía del espectro reconstruido (Tabla 9).

Tabla 9.- Energía promedio y $H^*(10)$

Parámetro y dosis	Inferior	Intermedio	Superior	Mediana
Promedio de la energía [MeV]	0.15	0.23	0.30	0.21
$H^*(10)$ [$\mu\text{Sv}/\text{Gy}_x$]	496 ± 35	633 ± 44	724 ± 51	612 ± 43

La $H^*(10)$ reportado por Kim y Lee [2007] es $750 \mu\text{Sv}/\text{Gy}_x$, mientras que el valor reportado por Thomas *et al.* [2002] es de $691 \mu\text{Sv}/\text{Gy}_x$. Ambos valores coinciden con el valor superior del intervalo de clase de la energía calculado en este trabajo. El valor de Kim y Lee es 3.6% mayor, mientras que el valor de Thomas *et al.*, es 4.6% menor. Ambas diferencias se encuentran dentro de la incertidumbre reportada para $H^*(10)$ que es 7.04%.

El valor del promedio de la energía de los neutrones coincide con el rango de valores promedio señalados por Kase *et al.* [1998], quienes usaron MMC con los códigos EGS4 y Morse, usando un modelo completo y otro simple del cabezal.

4.3.- Emisividad de neutrones

Mediante el valor experimental de la fluencia por unidad de dosis terapéutica y los valores de fluencia y emisividad de neutrones obtenidos mediante MMC, se estimó la emisividad del LINAC usando las ecuaciones (28) y (29). De estos cálculos, se obtuvo que la emisividad del LINAC es de $Q_{exp} = 0.67E(12) \pm 7\% \text{ n Gy}_s^{-1}$. Este valor se aproxima a $0.76 E(12) \text{ n Gy}_s^{-1}$ reportado para un VARIAN 1800 de 15 MV [Followill *et al.*, 2003].

4.4.- Espectro de electroneutrones

Se midió el espectro de electroneutrones usando el espectrómetro pasivo de esferas Bonner, en modo planetario. Al obtener la respuesta de los TLDs del espectrómetro a los neutrones, encontramos que solo los valores de las esferas de 2, 5 y 12" eran factibles de ser usados ya que en las otras esferas se obtuvieron valores negativos. Por esta razón, la reconstrucción del espectro (Fig. 49) se hizo con el código BUMS [Sweezy *et al.*, 2002].

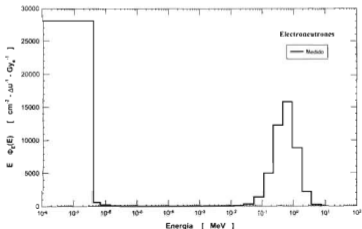


Fig. 49.- Espectro de electroneutrones medido a 1 m del IC del LINAC

Este espectro está constituido en su mayoría por neutrones térmicos y se observa un pico entre 0.1 y 3 MeV. La probable explicación podría ser la siguiente: cuando el haz de electrones incide sobre la lámina dispersora de número atómico (Z) muy alto, se producen reacciones (γ, n). Esta lámina se usa para dispersar el haz de electrones que sale del deflector magnético. Dicho haz está concentrado y tiene un área muy pequeña (tipo "pencil beam"), por lo que lleva una gran cantidad de energía por área y podría dañar al paciente si se aplica tal cual. Por ello, el haz proveniente del deflector se hace pasar por la lámina dispersora. Esta lámina tiene un espesor muy pequeño con el fin de que los electrones experimenten interacciones casi elásticas. Sin embargo, como se mencionó anteriormente, la interacción del haz de electrones con la lámina dispersora produce neutrones.

Debido a que las reacciones son casi elásticas, el fotón virtual tendrá una energía un poco mayor a la energía de ligadura de los neutrones. Por lo que al producirse la reacción, los neutrones eyectados tendrán poca energía. La explicación del pico de alta energía es porque los neutrones de evaporación alcanzan el sistema de detección después de experimentar pocas interacciones, donde los neutrones de evaporación y los *knock on* pierden poca energía.

La explicación probable que algunas de las esferas hayan mostrado una señal negativa y por lo tanto (no se incluyeron) consideró en la reconstrucción del espectro, es debido a que se obtuvo una mayor señal en los TLD700 respecto a los TLD600. Se atribuye que algunos de los electroneutrones de baja energía son absorbidos por el hidrógeno contenidos en el polietileno de las esferas. Esto produce un fotón de captura de 2.22 MeV, que sustituye un neutrón por un fotón y los fotones producidos se suman a los fotones del acelerador.

El flujo total de los electroneutrones es $1.376E(5) \pm 20\% \text{ cm}^{-2}\cdot\text{Gy}_e^{-1}$, la energía promedio es de 0.17 MeV y el equivalente de dosis ambiental es de $1.13 \pm 24\% \mu\text{Sv}\cdot\text{Gy}_e^{-1}$. Estos valores obtenidos fueron obtenidos por primera vez, respecto a electroneutrones, por lo que no se pueden comparar con otros autores, ya que este es el primer estudio reportado donde se mide el espectro de los electroneutrones en torno a un LINAC de uso médico.

4.5.- Análisis Estadístico

4.5.1.- Cálculos Monte Carlo

En los cálculos realizados para estimar el espectro de neutrones dentro de la sala de tratamiento, el número de historias fue superior a $1E(8)$ lo que nos aseguró que los *tallies* f5 tuvieran una incertidumbre relativa máxima del 3%.

Para el caso de las magnitudes dosimétricas calculadas en las celdas dentro del maniquí se usó el *tally* f4 y el número de historias fue de $5E(7)$ lo que permitió tener una incertidumbre relativa máxima del 5%. Ambas incertidumbres son menores a las recomendadas para validar los cálculos Monte Carlo [Briesmeister, 2000]. En los cálculos con el modelo realista y heterogéneo del cabezal se usaron detectores puntuales y el error máximo obtenido fue menor al 3% que está por debajo de valor recomendado para validar los cálculos por MMC. También, al comparar el espectro de los rayos X calculado con espectros reportados en la literatura para un acelerador de la misma marca y energía [Sheikh-Bagheri y Rogers 2002] se verificó que los espectros son consistentes.

Para el resto de los cálculos se usó el modelo simple del cabezal sugerido en el reporte 79 de la NCRP [1984] y como término fuente se usó la función de Tosi *et al.* [1991], los resultados obtenidos tuvieron una incertidumbre relativa menor al 5% para los *tallies* f5 y menor al 10% para los *tallies* f4.

4.5.2.- Determinación experimental de la producción de neutrones

La reconstrucción de los espectros de neutrones a partir de las rapidoces de conteo de las esferas Bonner se hizo con el código NSDUAZ [Vega-Carrillo, Ortiz-Rodríguez y Martínez-Blanco, 2012a], que usa un algoritmo iterativo. A partir del espectro, el código calcula el flujo total y el valor del $H^*(10)$, así como el valor de χ^2 . En la reconstrucción del espectro el valor de la χ^2 fue menor que 1.6354 que es el valor crítico para 6 grados de libertad y una probabilidad del 95%.

Las incertidumbres en los flujos de neutrones, fueron del 7 y del 20% para fotoneutrones y electroneutrones respectivamente. Mientras que para el valor de la $H^*(10)$ debido a los fotoneutrones la incertidumbre relativa fue de 7.04%.

En el caso de la reconstrucción del espectro de electroneutrones, el procedimiento seguido fue el mismo que para el caso de los fotoneutrones. La diferencia principal es que para los electroneutrones las incertidumbres en las rapidezces de conteo fueron grandes debido a que el flujo de neutrones es pequeño, que al interactuar con un TLD600 el neutrón es absorbido disminuyendo la cantidad de neutrones que alcanzan el otro TLD600. Por lo tanto al obtener el promedio de la señal TL en el par de TLD600, la desviación estándar es grande y probablemente la presencia de pares de TLDs en las esferas Bonner perturba su respuesta.

5.- CONCLUSIONES

En este trabajo, se han estudiado las características de los espectros, y sus magnitudes dosimétricas asociadas, de fotoneutrones y electroneutrones contaminantes que se producen en el acelerador lineal VARIAN del Centro Estatal de Cancerología de los Servicios de Salud de Nayarit. Además, se determinó la distribución espacial del Kerma y la dosis absorbida por neutrones en varios puntos dentro de un maniquí de agua sólida. Las principales conclusiones de este estudio son las siguientes:

- Los espectros de fotoneutrones tienen dos picos, uno en la zona de los neutrones térmicos y el otro en la zona de los neutrones rápidos. Los primeros son neutrones *room-return* y los otros son neutrones de evaporación y *knock on*.
- Los espectros de electroneutrones están constituidos en su mayoría por neutrones térmicos cuyo origen es el *room return* y aquéllos que emergen de la reacción (e, n) con poca energía y tienen una pequeña contribución de neutrones de evaporación.
- La magnitud de neutrones *room return* es independiente de la distancia entre el punto de interés y el isocentro, mientras que la magnitud de los neutrones de evaporación y los de *knock on* disminuye conforme la distancia entre el isocentro y el punto de interés aumenta.
- El espectro primario de fotoneutrones coincide con el espectro calculado con la función de Tosi, mientras que el espectro de fotones *Bremsstrahlung* coincide con los espectros medidos.
- El Sistema espectrométrico de Esferas Bonner en modo planetario permite hacer mediciones espectrométricas haciendo un solo disparo en la sala de comando del acelerador lineal.

- Dentro de un maniquí de agua sólida, el Kerma y la dosis absorbida tienen distribuciones espaciales similares, siendo mayores sus valores en el isocentro y disminuyendo conforme la distancia aumenta de este punto.

Trabajo a futuro

Con el desarrollo del presente trabajo se cumplieron con los objetivos trazados, pero consideramos que en el futuro se podría trabajar en:

- Caracterizar los espectros de electroneutrones para los otros haces de electrones de 12 y 15 MeV del acelerador lineal, con fines de protección radiológica del paciente y personal ocupacionalmente expuesto. Con estos datos se pueden estimar los riesgos a los que se exponen los pacientes en los diferentes tratamientos y se pueden redefinir los protocolos de trabajo en los tratamientos de radioterapia.
- Reportar los resultados obtenidos de los espectros de fotoneutrones y electroneutrones ante las instituciones regulatorias correspondientes. Con ellos, las instituciones podrían implementar recomendaciones de protección radiológica frente a los neutrones contaminantes que se generan en los aceleradores lineales de uso médico, así como en los que se usan en la esterilización de insumos médicos y alimentos.
- Estimar el daño en órganos y tejido, inducido por neutrones, durante el tratamiento de pacientes con cáncer en modalidad de radioterapia conformada en 3D.
- Estimar el daño genotóxico, mutagénico, teratogénico y carcinogénico que puede inducirse debido a la exposición a los neutrones.

REFERENCIAS

- Agosteo, S.; Para, A.F.; Maggioni, B.; Sangiust, V.; Terrani, S.; Borasi, G. (1995). *Radiation transport in a radiotherapy room*. Health Physics **68**: 27-34.
- Alfuraih, A.; Chin, M.P.W., Spyrou, N.M. (2008). *Measurement of photonuclear neutron yield of 15 MV medical linear accelerator*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **278**: 681-684.
- Alghamdi, A.A.; Ma, A.; Spyrou, N.M. (2007). *Calculation of the photonuclear yield using an anthropomorphic phantom*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **271**: 639-642.
- Ali, E.S.M.; McEwen, M.R.; Rogers, D.W.O. (2012). *Unfolding linac photon spectra and incident electron energies from experimental transmission data. with direct independent validation*. Medical Physics **39**: 6585-6596.
- Amgarou, K.; Lacoste, V.; Martin, A. (2011). *Experimental characterization of the thermal neutron spectra generated by a high-energy clinical LINAC*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **629**: 329-336.
- Andreo, P. (1991). *Monte Carlo techniques in medical radiation physics*. Physics in Medicine and Biology **36**: 861-920.
- Asami, M.; Sawada, K.; Kounai, A.; Odano, N. (2011). *Application of dose evaluation of the MCNP code for the spent fuel transport cask*. Progress in Nuclear Science and Technology **2**: 855-859.
- Ateia, E.; Ciraj-Bjelac, O.; Kovacevic, M.; Belicev, P.; Cvetkovic, B; Anicin, I. (2008). *Additional dose assessment from the activation of high-energy linear accelerator used in radiation therapy*. Nuclear Technology of Radiation Protection **2**: 58-63.

- Awotwi-Pratt, J.B.; Spyrou, N.M. (2007). *Measurement of photoneutrons in the output of 15 MV Varian CLINAC 2100C LINAC using bubble detectors*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **271**: 679-684.
- Awschalom, S.; Para, A.F.; Maggioni, B.; Sangiust, V.; Terrani, S.; Borasi, G. (1995) *Radiation transport in a radiotherapy room*. Health Physics **68**: 27-34.
- Barquero, R.; Méndez, R.; Iñiguez, M.P.; Vega-Carrillo, H.R.; Voytech, M. (2002). *Thermoluminescence measurements of neutron dose around a medical LINAC*. Radiation Protection Dosimetry **101**: 493-506.
- Bedogni, R.; Esposito, A.; Gentile, A.; Angelone, M.; Gualdrini, G. (2008). *Determination and validation of a response matrix for a passive Bonner sphere spectrometer based on gold foils*. Radiation Measurements **43**: 1104-1107.
- Bedogni, R.; Ferrari, P.; Gualdrini, G. and Esposito, A. (2010). *Design and experimental validation of a Bonner sphere spectrometer based on Dysprosium activation foils*. Radiation Measurements **45**: 1201-1204.
- Benites-Rengifo J.; Vega-Carrillo H.R.; Hernández-Dávila V.M.; Rivera T.; Carrillo A.; Mondragón R. (2010). *Neutron spectra and $H^*(10)$ in a 15 MV LINAC*. Proceedings of the American Institute of Physics **1310**: 44-47.
- Bramblett, R.L.; Ewing, R.I. and Bonner, T.W. (1960). *A new type of neutron spectrometer*. Nuclear Instruments and Methods **9**: 1-12.
- Birch, R.; Delafield, H.J.; Parks, C.A. (1988). *Measurement of the neutron spectrum inside the containment building of a PWR*. Radiation Protection Dosimetry **23**: 281-284.
- Borja-Hernández C.G.; Guzmán-García K.A.; Valero-Luna C.; Bañuelos-Frías A.; Paredes-Gutierrez L.; Hernández-Dávila V. M.; Vega-Carrillo H.R. (2012). *Neutron absorbed dose in a pacemaker CMOS*. Revista Mexicana de Física **58**: 195-197.
- Bos, A.J.J. (2007). *Theory of thermoluminescence*. Radiation Measurements **41**: S45-S46.

- Briesmeister, J., Editor (2000) *MCNPTM A general Monte Carlo N-particle transport code. versión MCNP 4C*, Los Alamos National Laboratory Report **LA-13709-M**.
- Burgois, L.; Delacroix, D.; Ostrowsky, A. (1997) *Use of bubble detectors to measure neutron contamination of a medical accelerator photon beam*. Radiation Protection Dosimetry **74**: 239-246.
- Caizergues, R.; Pollout, G. (1977). *Calcul of the response des spheres of Bonner pour les detecteur Li, He et Mn – Comparaison avec les donnees experimental pour l'iodure of lithium*. Commissariat a l'energy Rep. **CEA-R-4400**.
- Chao, J.H.; Liu, W.S. and Chen, C.Y. (2007). *Estimation of Argon-41 concentrations in the vicinity of a high-energy medical accelerator*. Radiation measurements **42**: 1538-1544.
- Chen, R.; McKeever, S.W.S. (1997). *THEORY OF THERMOLUMINESCENCE AND RELATED PHENOMENA*. Singapore. World Scientific.
- Chibani O.; Ma, C.C. (2003). *Photonuclear dose calculations for high-energy photon beams from Siemens and Varian linacs*. Medical Physics **30**: 1990-2000.
- Chilton, A.; Shultis, J. and Faw R. (1984). *PRINCIPLES OF RADIATION SHIELDING*. Englewood Cliffs NJ. Prentice Hall.
- Chu, W.H.; Lan, J.H.; Chao, T.C.; Lee, C.C.; Tung, C.J. (2011). *Neutron spectrometry and dosimetry around 15 MV LINAC*. Radiation Measurements **46**: 1741-1744.
- Clark M.; Hansen K.F. (1964). *NUMERICAL METHODS ON REACTOR ANAYSIS*. New York. Academic Press.
- Danyluk, P. (2010). *Measurement of neutron spectra in the AWE workplace using a Bonner sphere spectrometer*. Journal of Radiological Protection **30**: 699-715.

- D'Errico F.; Luszik-Bhadra, M.; Nath, R.; Siebert, B.R.L.; Wolf, U. (2001). *Depth dose-equivalent and effective energies of photoneutrons generated by 6-18 MV X-ray beams for radiotherapy*. Health Physics **80**: 4-11.
- Dunn, W.L.; Shultis, J.K. (2012). *EXPLORING MONTE CARLO METHODS*. Oxford, UK. Academic Press, pp. 467-501
- Doron, O.; Wielopolski, L.; Biegalski, S. (2008). *Advantages of mesh tallying in MCNP5 for soil analysis calculations*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **276**: 183-186.
- Engelke, M. J. (1969). *Neutron measurement using thermoluminescent dosimeters*. Los Alamos National Laboratory Report **LA-4335**.
- Engle, W.W. (1967). *ANISN, A One-dimensional discrete ordinates transport code with anisotropic scattering*. Oak Ridge National Laboratory Report **K-1693**.
- Esposito, A.; Bedogni, R.; Lembo, L.; Morelli, M. (2008). *Determination of the neutron spectra around an 18 MV medical LINAC with a passive Bonner sphere spectrometer based on gold foils and TLD pairs*. Radiation Measurements **43**: 1038-1043.
- Falcao, R.C.; Facure, A.; Silva, A.X. (2007). *Neutron dose calculation at the maze entrance of medical linear accelerator rooms*. Radiation Protection Dosimetry **123**: 283-287.
- Followill, D.S.; Stovall, M.S.; Kry, S.F.; Ibbott, G.S. (2003). *Neutron source strength measurements for Varian, Siemens, Elekta, and General Electric linear accelerators*. Journal of Applied Clinical Medical Physics **4**: 189-194.
- Forster, R.A.; Cox, L.J.; Barrett, R.F.; Booth, T.E.; Briesmeister, J.F.; Brown, F.B.; Bull, J.S.; Geisler, G.C.; Goorley, J.T.; Mosteller, R.D.; Post, S.E.; Prael, R.E.; Selcow, E.C.; Sood, A. (2004). *MCNPTM Version 5*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B 213**: 82-86.

- Furetta, C. (2003). *Handbook of Thermoluminescence*. Singapore. World Scientific, pp.673-700.
- Gómez, F.; Sánchez-Doblado, F.; Iglesias, A.; Domingo, C. (2010). *Active on-line detector for in-room radiotherapy neutron measurements*. Radiation Measurements **45**: 1532-1535.
- Guimaraes, A.M.; Lacerda, M.A.S.; Santos, J.A.L.; Maletta, P.G.M.; Rodrigues, S.L.M.; Andrade, R.S.; Vilela, E.C.; da Silva, T.A. (2012). *Use of a TLD-based multisphere spectrometry system to measure the neutron spectra around a not-self-shielded PET cyclotron: Preliminary results*. Applied Radiation and Isotopes **71**: 92-95.
- Guzmán-García, K.A.; Borja-Hernández, C.G.; Valero-Luna, C.; Hernández-Dávila, V.M. and Vega-Carrillo, H.R. (2012). *Passive neutron area monitor with TLD pairs*. Revista Mexicana de Física **58**: 220-223.
- Hajek, M.; Berger, T.; Schoner, W.; Vana, N. (2000). *Comparison of measurements with active and passive Bonner sphere spectrometers*. Transactions of the American Nuclear Society **83**: 263-265.
- Hashemi, S.M.; Hashemi-Malayeri, B.; Raisali, G.; Shokrani, P.; Sharafi, A.A. (2007). *A study of the photoneutron dose equivalent resulting from a Saturne 20 medical LINAC using Monte Carlo method*. Nukleonika **52**: 39-43.
- Hendriks, P.H.G.M.; Maucec, M.; de Meijer, R.J. (2002). *MCNP modelling of scintillation-detector γ -ray spectra from natural radionuclides*. Applied Radiation and Isotopes **57**: 449-457.
- Hertel, N.E. and Davison, W. (1985). *The response of bonner spheres to neutrons from thermal energies to 17.3 MeV*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **238**: 509-516.
- Howell, R.M.; Kry, S.F.; Burgett, E.; Hertel, N.E. and Followill, D.S. (2009). *Secondary neutron spectra from modern Varian, Siemens, and Elekta LINACs with multileaf collimators*. Medical Physics **36**: 4027-4038.

- Hsu, H.H.; Alvar, K.R.; Vasilik, D.G. (1994). *A new Bonner-sphere set for high energy neutron measurement: Monte Carlo simulation*. IEEE Transactions on Nuclear Science **41**: 938-940.
- Huang, W.L.; Li, Q.R.; Liu, Y.Z. (2005). *Calculation of photoneutrons produced in the targets of electron linear accelerators for radiography and radiotherapy applications*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **229**: 339-347.
- IAEA. (2000). *Handbook on photonuclear data for applications. Cross-sections and spectra*. International Atomic Energy Agency. IAEA-TECDOC-1178.
- IAEA. (2006). *Radiation protection in the design of radiotherapy facilities*. International Atomic Energy Agency. **Safety Report Series No 97**.
- IAEA. (2010). *Fighting cancer in developing countries*. International Atomic Energy Agency Bulletin **52**.
- ICRP. (1991). *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. International Commission on Radiological Protection. **Publication 60**, Annals of the ICRP, **21(1-3)**, Pergamon Press, Oxford.
- ICRP. (1996). *Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation*. International Commission on Radiological Protection. **Report 74**. Annals of the ICRP **26**: 199-200.
- ICRP. (2007). *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. International Commission on Radiological Protection. **Report 103**. Annals of the ICRP **37**: 176-211.
- ICRU. (1989). *Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurements*. International Commission on Radiation Units and Measurements. **Report 44**. Bethesda, MD.
- Ishikawa, T.; Sugita, H.; Nakamura, T. (1991). *Thermalization accelerator produced neutrons in a concrete room*. Health Physics **60**: 209-221.

- Ipe, N.; Roesler, S.; Jiang, S.; Ma, C.C. (2000). *Neutron Measurements for Intensity Modulated Radiation Therapy*. Proceedings of the 22nd Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society: 3234-3237.
- Jabbari, I.; Shahriari, M.; Aghamiri, S.M.R.; Monadi, S. (2011). *Advantages of mesh tallying in MCNPX for 3D dose calculations in radiotherapy*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **291**: 831-837.
- Kaderka, R.; Schardt, D.; Durante, M.; Berger, T.; Ramm, U.; Licher, J.; La Tessa, C. (2012). *Out-of-field dose measurements in a water phantom using different radiotherapy modalities*. Physics in Medicine and Biology **57**: 5059-5074.
- Kase, K.R., Mao, X.S., Nelson, W.R., Liu, J.C., Kleck, J.H., Elsalim, M. (1998). *Neutron fluence and energy spectra around the Varian CLINAC 2100C/2300C medical accelerator*. Health Physics **74**: 38-47.
- Khan F.M. (2003). *The Physics of Radiation Therapy*. Ed. Lippincott Williams & Wilkins, 3ra ed., USA.
- Kim, H.S.; Lee, J.K. (2007). *Assessment and measurement of the photoneutron field produced in the Varian medical linear accelerator*. Journal of Nuclear Science and Technology **44**: 95-101.
- Knoll, G.F. (2000). *RADIATION DETECTION MEASUREMENTS*. Third edition, John Wiley & Sons Inc.
- Konefal, A.; Orlef, A.; Laciak, M.; Ciba, A.; Szewczuk, M. (2012). *Thermal and resonance neutrons generated by various electron and x-ray therapeutic beams from medical LINACs installed in Polish oncological centers*. Reports of Practical Oncology & Radiotherapy **17**: 339-346.
- Králik, M.; Turek, K. (2004). *Characterization of neutron fields around high-energy X-ray radiotherapy machines*. Radiation Protection Dosimetry **110**: 503-507.

- Králík, M.; Turek, K.; Vondráček, V. (2008). *Spectra of photoneutrons produced by high-energy X-ray radiotherapy LINACs*. Radiation Protection Dosimetry **132**: 13-17.
- Krmar, M.; Slivka, J.; Bikit, I.; Veskovc, M.; Conkic, L.; Bistrovic, M.; Rudic, A. (1993). *A new method for the measurement of Bremsstrahlung spectra*. Physics in Medicine and Biology **38**: 533-544.
- Krmar, M.; Baucal, M.; Bozic, N.; Jovancevic, N.; Ciraj-Bjelac, O. (2012). *Neutron dose equivalent measured at the maze door with various openings for the jaws and MLC*. Medical Physics **39**: 1278-1281.
- Kry, S.F.; Howell, R.M.; Titt, U.; Salehpour, M.; Mohan, R.; Vassiliev, O.N. (2008). *Energy spectra, sources, and shielding considerations for neutrons generated by a flattening filter-free Clinac*. Medical Physics **35**: 1906-1911.
- Larcher, A.M. (1993). *Modelo de campo neutrónico para el cálculo de blindajes de un ciclotrón de producción de radioisótopos*. Memorias del II Congreso Regional de Seguridad Radiológica y Nuclear, Vol. II. Zacatecas, México.
- Leone, J.; Furler, M.; Oakley, M.; Caracappa, P.; Wang, B.; Xu, X.G. (2005). *Dose mapping using MCNP5 mesh tallies*. Health Physics **88**: S31-S33.
- Lenox, A.J. (2001) *Accelerators for cancer therapy*. Radiation Physics and Chemistry **61**: 223-226.
- Li, J.S.; Pawlicki, T.; Deng, J.; Jiang, S.B.; Mok, E.; Ma, C.-M. (2000). *Validation of a Monte Carlo dose calculation tool for radiotherapy treatment planning*. Physics in Medicine and Biology **45**: 2969-2985.
- Li, X.; Samei, E.; Segars, W.P.; Sturgeon, G.M.; Colsher, J.G.; Toncheva, G.; Yoshizumi, T.T.; Frush, D.P. (2011). *Patient-specific radiation dose and cancer risk estimation in CT: Part I. Development and validation of a Monte Carlo program*. Medical Physics **38**: 397-407.

- Lin, J.-P.; Chu, T.-C.; Lin, S.-Y. and Liu, M.-T. (2001). *The measurement of photoneutrons in the vicinity of a Siemens Primus linear accelerator*. Applied Radiation and Isotopes **55**: 315-321.
- Lowry, K.A. and Johnson, T.L. (1984). *The effect of the choice of response matrix on unfolded Bonner sphere spectra*. Naval Research Laboratory NRL Memorandum Report **5493**.
- Ma, A.; Awotwi-Pratt, J.; Alghamdi, A.; Alfuraih, A.; Spyrou, N.M. (2008). *Monte Carlo study of photoneutron production in the Varian CLINAC 2100C LINAC*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **276**: 119-123.
- Mao, X.S.; Kase, K.R.; Liu, J.C.; Nelson, W.R.; Kleck, J.H.; Johansen, S. (1997) *Neutron sources in the Varian CLINAC 2100C/2300C medical accelerator calculated by the EGS4 code*. Health Physics **72**: 524-529.
- Mares, V. and Schraube, H. (1994). *Evaluation of the response matrix of a Bonner sphere spectrometer with ⁶LiI detector from thermal to 100 MeV*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **337**: 461-473.
- Martinez-Ovalle, S.A.; Barquero, R.; Gómez-Ros, J.M.; Lallena, A.M.; Andrés, C.; Tortosa, R. (2010). *Evaluation of neutron production in new accelerators for radiotherapy*. Radiation Measurements **45**: 1402-1405.
- Martinez-Ovalle, S.A.; Barquero, R.; Gómez-Ros, J.M.; Lallena, A.M. (2012). *Ambient neutron dose equivalent outside concrete vault rooms for 15 and 18 MV radiotherapy accelerators*. Radiation Protection Dosimetry **148**: 457-464.
- Matsumoto, T. (1996). *Design of neutron beams for boron neutron capture therapy for TRIGA Reactor*. Journal of Nuclear Science and Technology **33**: 171-178.
- Matzke, M. (1988). *Estimation of dose equivalent from reaction rates of Bonner spheres without using a priori fluence information*. Radiation Protection Dosimetry **23**: 297-300.

- Matzke, M. (2003). *Unfolding procedures*. Radiation Protection Dosimetry **107**: 155-174.
- McCall, R.C.; Jenkins, T.M.; Shore, R.A. (1979). *Transport of accelerator produced in a concrete room*. IEEE Transactions on Nuclear Science **26**: 1593-1602.
- McGinley, P.H.; Wood, M.; Mills, M.; Rodriguez, R. (1976). *Dose levels due to neutrons in the vicinity of high-energy medical accelerators*. Medical Physics **3**: 397-402.
- McGinley, P.H. (1998). *SHIELDING TECHNIQUES FOR RADIATION ONCOLOGY FACILITIES*. Madison WI. Medical Physics Publishing Co.
- Mesbahi, A.; Keshtkar, A.; Mohammadi, E.; Mohammadzadeh, M. (2010). *Effect of wedge filter and field size on photoneutron dose equivalent for an 18 MV photon beam of a medical linear accelerator*. Applied Radiation and Isotopes **68**: 84-89.
- Mesbahi, A.; Ghiasi, H.; Mahdavi, S.R. (2011). *Photoneutrons and capture gamma dose equivalent for different room and maze layouts in radiation therapy*. Radiation Protection Dosimetry **140**: 242-249.
- Metropolis, N.; Ulam, S. (1949). *The Monte Carlo method*. Journal of the American Statistics Association **44**: 335-341.
- Ming-Jay, K.; Fang-Yuh, H.; Ching-Han, H.; Ching-Huang, L.; Tai-Yu, Ch; Kuo-Wei, Y. (2011). *Evaluation of neutron spectra in the SK cyclotron room under different operation parameters*. Radiation Measurements **46**: 1745-1749.
- Mutscheller, A. (1925). *Physical standards of protection against Roentgen ray danger*. American Journal of Roentgenology **13**: 65-70.
- Nash, A.E.; Johnson, T.L.; Zeman, G.H.; Snyder, G.I.; Riel, G.K. (1984). *The response of an albedo neutron dosimeter to moderated AmBe and ²⁵²Cf neutron source*. Naval Research Laboratory Report **8909**.

- Nath, R.; Epp, E.R.; Laughlin, J.S.; Swanson, W.P.; Bond, V.P. (1984). *Neutrons from high energy x-ray medical accelerators: An estimate of risk to the radiotherapy patient*. *Medical Physics* **11**: 231-241.
- NCRP. (1976). *Structural shielding design evaluation for medical use of X ray and gamma rays of energy up to 10 MeV*. National Council on Radiation Protection and Measurements **Report No. 49**.
- NCRP. (1977). *Radiation protection design guidelines for 0.1-100 MeV particle accelerator facilities*. National Council on Radiation Protection and Measurements, **Report No. 51**.
- NCRP. (1984). *Neutron contamination from medical electron accelerators*. National Council on Radiation Protection and Measurements **Report No. 79**.
- NCRP. (2005). *Structural shielding design and evaluation for megavoltage X and gamma ray radiotherapy facilities*. National Council on Radiation Protection and Measurements **Report No. 151**.
- Ognaro, C.; Zanini, A.; Nastasi, U.; Ródenas, J.; Ottaviano, G.; Manfredotti, C. (2000) *Analysis of photoneutron spectra produced in medical accelerators*. *Physics in Medicine and Biology* **45**: L55-L61.
- Paredes, L.; Genis, R.; Balcazar, M.; Tavera, L.; Camacho, E. (1999). *Fast neutron leakage in 18 MeV medical electron accelerator*. *Radiation Measurements* **31**: 475-478.
- Plechaty, E.F.; Cullen, D.E.; Howerton, R.J.; Kimlinger, J.R. (1975). *Tabular and graphical presentation of 175 neutron group constants derived from the LLL evaluated neutron data library (ENDL)*. Lawrence Livermore Laboratory University of California Report **UCRL-50400**.
- Polaczek-Greluk, K.; Orlef, A.; Dybek, M.; Konefal, A.; Zipper, W. (2010). *Linear accelerator therapeutic dose-induced radioactivity dependence*. *Applied Radiation and Isotopes* **68**: 763-766.

- Pszona S.A (1998). *New application of ^3He and $^{10}\text{BF}_3$ proportional counters in a polyethylene moderator*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **402**: 139-142.
- Rivera, J.C.; Falcao, R.C. and Almeida, C.E. (2008). *The measurement of photoelectron dose in the vicinity of clinical linear accelerator*. Radiation Protection Dosimetry **130**: 403-409.
- Rogers, D.W.O. (2006). *Fifty years of Monte Carlo simulation for medical physics*. Physics in Medicine and Biology **51**: R287-R301.
- Scaff A. M. (1997). *FÍSICA DA RADIOTERAPIA*. Ed. Sarvier. Sao Paulo, Brasil.
- Shaaban, I. (2013). *Design of boron carbide-shielded irradiation site of the outer irradiation site of the Syrian MNSR using MCNP*. Annals of Nuclear Energy **51**: 227-234.
- Sheikh-Bagheri, D.; Rogers, D.W.O. (2002). *Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code*. Medical Physics **29**: 391-402.
- Seltzer, S.M.; Berger, M.J. (1982). *Evaluation of the collision Stopping Power of elements and compounds for electrons and positron*. International Journal of Applied Radiation and Isotopes **33**: 1189-1218.
- Solberg, T.D.; DeMarco, J.J.; Chetty, I.J.; Mesa, A.V.; Cagnon, C.H.; Li, A.N.; Mather, K.K.; Medin, P.M.; Arellano, A.R.; Smathers, J.B. (2001). *A review of radiation dosimetry applications using the MCNP Monte Carlo code*. Radiochimica Acta **4-5**: 337-356.
- Stathakis, S.; Li, J.; Ma, Ch.C.M. (2007). *Monte Carlo determination of radiation-induced cancer risks for prostate patients undergoing intensity-modulated radiation therapy*. Journal of Applied Clinical Medical Physics **8**: 14-27.

- Sweezy, J.; Hertel, N.; Veinot, K. (2002). *BUMS – Bonner Sphere Unfolding Made Simple: An HTML based multisphere neutron spectrometer unfolding package*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **476**: 263-269.
- Takam, R.; Bezak, E.; Marcu, L.G.; Yeoh, E. (2011). *Out-of-field neutron and leakage photon exposure and the associated risk of second cancers in high-energy photon radiotherapy: Current status*. Radiation Research **176**: 508-520.
- Takam, R.; Bezak, E.; Liu, G.; Marcu, L. (2012). *The use of enriched ^6Li and ^7Li LiF:Mg,Cu,P glass-rod thermoluminescent dosimeters for linear accelerator out-of-field radiation dose measurements*. Radiation Protection Dosimetry **150**: 22-33.
- Tawil, R.A. (1996). Thermoluminescent dosimetry. Chapter 6 published in Higginbotham, J. (Editor). *APPLICATIONS OF NEW TECHNOLOGY: EXTERNAL DOSIMETRY*. Maddison WI, Health Physics Society 1996 Summer School. Pp. 123-149.
- Teachout, A. J. (1994). *Comparison of neutron detection systems with radioisotopic neutron source in preparation for characterization of the neutron spectra of Varian model 2100 and 2300 CLINACs*. MSc Thesis San Jose State University.
- Thomas, D.J.; Alevra, A.V. (2002). *Bonner sphere spectrometers – A critical review*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **476**: 12-20.
- Thomas, D.J.; Bardel, A.G.; Macaulay, E.M. (2002). *Characterisation of a gold foil-based Bonner sphere set and measurements of neutron spectra of a medical accelerator*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **476**: 31-35.
- Thomas, D.J.; Hawkes, N.P.; Jones, L.N.; Kolkowski, P. and Roberts, N.J. (2007). *Characterization and utilization of a Bonner sphere set based on gold activation foils*. Radiation Protection Dosimetry **126**: 229-233.
- Tosi, G.; Torresin, A.; Agosteo, S.; Folgio Para, A.; Sangiust, V.; Zeni, L.; Silari, M. (1991). *Neutron measurements around medical electron accelerators by active and passive detection techniques*. Medical Physics **18**: 54-60.

- Toyokawa H.; Uritani, A.; Mori, C.; Takeda, N.; Kudo, K. (1997) *A spherical neutron counter with an extended energy response for dosimetry*. Radiation Protection Dosimetry **70**: 365-370.
- Tripathy, S.P.; Bakshi, A.K.; Sathian, V.; Tripathi, S.M.; Vega-Carrillo, H.R.; Nandy, M.; Sarkar, P.K.; Sharma, D.N. (2009). *Measurement of ^{241}Am -Be spectra (bare and Pb-covered) using TLD pairs in multi-spheres: Spectrum unfolding by different methods*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **598**: 556-560.
- Valero-Luna, C.; Guzmán-García, K.A.; Borja-Hernández, C.G.; Hernández-Dávila, V.M. and Vega-Carrillo, H.R. (2012). *Neutron area monitor with passive detector*. Revista Mexicana de Física **58**: 262-264.
- Vega-Carrillo, H. R. (1992). *Measured neutron spectra and dosimetric quantities in the vicinity of a PET cyclotron facility*. Proceedings of the Annual Meeting of the South Texas Chapter-Health Physics Society, Waco, TX, USA.
- Vega-Carrillo, H.R.; Wehring, B.W.; Veinot, K.G. and Hertel, N.E. (1999). *Response matrix for a Multisphere spectrometer using a ^6LiF thermoluminescence dosimeter*. Radiation Protection Dosimetry **81**: 133-139.
- Vega-Carrillo, H.R. (2001). *Neutron energy spectra inside a PET cyclotron vault room*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **463**: 375-386.
- Vega-Carrillo, H.R. (2002). *TLD pairs, as thermal neutron detectors in neutron multisphere spectrometry*. Radiation Measurements **35**: 251-254.
- Vega-Carrillo, H.R.; Iñiguez, M.P. (2002). *Catalogue to select the initial guess spectrum during unfolding*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **476**: 270-272.
- Vega-Carrillo, H.R.; Hernández-Dávila, V.M.; Manzanares-Acuña, E.; Mercado, G.A.; Iñiguez, M.P.; Barquero, R.; Palacios, F.; Méndez, R.; Arteaga-Arteaga, T.; Ortiz-Rodríguez, J.M. (2006a). *Neutron spectrometry using artificial neural networks*. Radiation Measurements **41**: 425-431.

- Vega-Carrillo, H.R.; Hernández-Dávila, V.M.; Manzanares-Acuña, E.; Mercado, G.A.; Gallego, E., Lorente, A.; Perales-Muñoz, W.A.; Robles-Rodríguez, J.A. (2006a). *Artificial neural networks in neutron dosimetry*. Radiation Protection Dosimetry **118**: 251-259.
- Vega-Carrillo, H.R.; Manzanares-Acuña, E.; Iñiguez, M.P.; Gallego, E.; Lorente, A. (2007a). *Study of room-return neutrons*. Radiation Measurements **42**: 413-419.
- Vega-Carrillo, H.R.; Manzanares-Acuña, E.; Iñiguez, M.P.; Gallego, E.; Lorente, A. (2007b). *Spectrum of isotopic neutron sources inside concrete wall spherical cavities*. Radiation Measurements **42**: 1373-1379.
- Vega-Carrillo, H.R.; Manzanares, E.; Gallego, E.; Lorente, A.; Iñiguez, M.P.; Martín-Martín, A.; Gutiérrez-Villanueva J.L. (2007c). *BSS^pLil Response Matrix to neutrons from 2.5E(-8) to 100 MeV*. 2007 LAS/ANS Symposium. Pp. 40-52.
- Vega-Carrillo HR; Hernández-Almaraz B; Hernández-Dávila VM; Ortiz-Hernández A. (2010a). *Neutron spectrum and doses in an 18 MV LINAC*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **283**: 261-265.
- Vega-Carrillo HR; Ortiz-Hernández A; Hernández-Dávila VM; Hernández-Almaraz B. (2010b). *H*(10) and neutron spectra around LINACs*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **283**: 537-540.
- Vega-Carrillo HR; Baltazar-Raigoza A. (2011). *Photoneutron spectra around an 18 MV LINAC*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **287**: 323-327.
- Vega-Carrillo HR; Ortiz-Rodríguez JM; Martínez-Blanco MR. (2012a). *NSDUAZ unfolding package for neutron spectrometry and dosimetry with Bonner spheres*. Applied Radiation and Isotopes **71**: 87-91.
- Vega-Carrillo, H.R.; Martínez-Ovalle, S.A.; Lallena, A.M.; Mercado, G.A. and Benites-Rengifo, J.L. (2012b). *Neutron and photon spectra in LINACs*. Applied Radiation and Isotopes **71**: 75-80.

- Vega-Carrillo, H.R.; Pérez-Landeros, L.H. (2012). *Electroneutrons around a 12 MV LINAC*. Proceedings of the XIII International Symposium on Solid State Dosimetry: 26-29.
- Veinot, K.G.; Hertel, N.E.; Brooks, K.W.; Sweezy, J.E. (1998). *Multisphere neutron spectra measurements near a high energy medical accelerator*. *Health Physics* **75**: 285-290.
- Wang, X.; Esquivel, C.; Nes, E.; Shi, Ch.; Papanikolaou, N.; Charlton, M. (2011). *The neutron dose equivalent evaluation and shielding at the maze entrance of a Varian Clinac 23EX treatment room*. *Medical Physics* **38**: 1141-1149.
- Wing, G.M. (1991). *A PRIMER ON INTEGRAL EQUATIONS OF THE FIRST KIND*. Philadelphia, Penn. Society for Industrial and Applied Mathematics.
- Yoriyaz, H.; Stabin, M.G.; dos Santos, A. (2001). *Monte Carlo MCNP-4B-based absorbed dose distribution estimates for patient-specific dosimetry*. *Journal of Nuclear Medicine* **42**: 662-669.
- Zabihzadeh, M.; Ay, R.M.; Allahverdi, M.; Mesbahi, A.; Mahdavi, S.R.; Shahriari, M. (2009). *Monte Carlo estimation of photoneutrons contamination from high-energy x-ray medical accelerators in treatment room and maze: A simplified model*. *Radiation Protection Dosimetry* **135**: 21-32.

CURRICULUM VITAE



Jorge Luis Benites Rengifo es Licenciado en Física por la Universidad Nacional de Trujillo, en Perú, obtuvo el grado de Maestría en Ciencias por la UNAM.

Productividad científica

Artículos en revistas indexadas y artículos *in extenso*

1. Benites-Rengifo, J.L., Vega-Carrillo, H.R. (2010). *Neutron Spectra and $H^*(10)$ in a 15 MV Linac*. Proceedings of the American Institute of Physics **1310**: 44-47.
2. Benites-Rengifo, J.L., Vega-Carrillo, H.R., Velázquez-Fernández, J.B. (2011). *Espetros de fotones y fotoneutrones de un LINAC de 15 MV*. Proceedings of the XII International Symposium on Solid State Dosimetry (ISBN 978-607-00-5142-5): 39-48.
3. Benites-Rengifo, J.L., Vega-Carrillo, H.R., Velázquez-Fernández, J.B. (2011). *Habilitación del monitor PUG-7N como dosímetro para neutrones*. Proceedings of the XII International Symposium on Solid State Dosimetry (ISBN 978-607-00-5142-5): 49-64.
4. Benites-Rengifo, J.L., Vega-Carrillo, H.R., Velázquez-Fernández, J.B. (2011). *Photon and photoneutron spectra produced in radiotherapy LINACs*. Proceedings of the XII International Symposium on Solid State Dosimetry (ISBN 978-607-00-5142-5): 236-253.
5. Benites-Rengifo, J.L., Vega-Carrillo, H.R., Velázquez-Fernández, J.B. (2011). *Spectra of photons and neutron generated in a heterogeneous head of a 15 MV LINAC at different field sizes*. American Institute of Physics **1494**: 8-11.

6. Vega-Carrillo, H.R., Martínez-Ovalle, S.A., Lallena, A.M., Mercado, G.A., Benites-Rengifo, J.L. (2012). *Neutron and photon spectra in LINACs*. Applied Radiation and Isotopes 71: 75-80.
7. Benites-Rengifo, J.L., Vega-Carrillo, H.R., Velázquez-Fernández, J.B. (2012). *Photoneutron spectrum measured with Bonner spheres in planetary method mode*. Proceedings of the XIII International Symposium on Solid State Dosimetry (ISBN 978-607-00-6167-7): 14-16.
8. Benites-Rengifo, J.L., Vega-Carrillo, H.R., Velázquez-Fernández, J.B. (2013). *Photoneutron spectrum measured with Bonner spheres in planetary method mode*. Applied Radiation and Isotopes. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.apradiso.2013.04.001>.

Distinciones

Diploma de 3^{er} lugar, por haber presentado su trabajo de avance de tesis de maestría en las ponencias orales del Congreso de Física Médica, organizado por la Federación Mexicana de Organizaciones en Física Médica.

Diploma de reconocimiento, por haber obtenido el tercer lugar en la sesión mural 2MD de Física Médica I, dentro del XLVI Congreso Nacional de Física.