

**UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTADES DE CIENCIAS Y MEDICINA
POSTGRADO EN FÍSICA MÉDICA**



**EVALUACIÓN DEL CAMPO DE NEUTRONES TÉRMICOS Y
EPITÉRMICOS PRODUCIDO EN UN ACELERADOR LINEAL
DE 15-20 MV DE RADIOTERAPIA EMPLEANDO DETECTORES PASIVOS
POLY-ALLYL-DIGLYCOL-CARBONATE PADC**

Trabajo de Grado de Maestría presentado ante la ilustre Universidad Central de Venezuela por el profesor: Cruz Enrique Díaz Aguilar para optar al título de Magíster Scientarum en Ciencias Mención Física Médica.

Tutor: Dr. László Sajó-Bohus

Caracas-Venezuela

Julio 2015



VEREDICTO

Quienes suscriben, miembros del jurado designado por el Consejo de la Facultad de Ciencias de la Universidad Central de Venezuela, para examinar el **Trabajo de Grado** presentado por: **CRUZ ENRIQUE DÍAZ AGUILAR**, Cédula de identidad N°**10.126.520**, bajo el título "EVALUACIÓN DEL CAMPO DE NEUTRONES TÉRMICOS Y EPITÉRMICOS PRODUCIDO EN UN ACELERADOR LINEAL DE 15-20 MV DE RADIOTERAPIA EMPLEANDO DETECTORES PASIVOS POLY-ALLYL-DIGLYCOL-CARBONATE PADC", a fin de cumplir con el requisito legal para optar al grado académico de **MAGISTER SCIENTIARUM, MENCIÓN FÍSICA MÉDICA**, dejan constancia de lo siguiente:

1.- Leído como fue dicho trabajo por cada uno de los miembros del jurado, se fijó el día **23 de Noviembre de 2015** a las **10.30 A.M.**, para que el autor lo defendiera en forma pública, lo que **éste** hizo en la **Sala de Computación**, mediante un resumen oral de su contenido, luego de lo cual **respondió satisfactoriamente** a las preguntas que le fueron formuladas por el jurado, todo ello conforme con lo dispuesto en el Reglamento de Estudios de Postgrado.

2.- Finalizada la defensa del trabajo, el jurado decidió **aprobarlo**, por considerar, sin hacerse solidario con la ideas expuestas por el autor, que **se ajusta** a lo dispuesto y exigido en el Reglamento de Estudios de Postgrado.

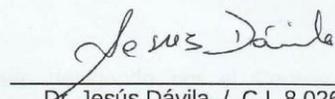
Para dar este veredicto, el jurado estimó que el trabajo examinado cumple con los requisitos exigidos para un Trabajo de Maestría en Física Medica siendo además un aporte importante en la implementación de la Dosimetría clínica de neutrones que contaminan el haz de tratamiento en radioterapia con altas energías, mayores a 10MV.

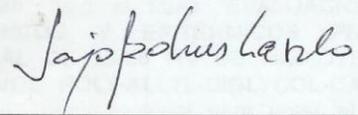


Handwritten signature

En fe de lo cual se levanta la presente ACTA, a los **23** días del mes de **Noviembre** del año **2015**, conforme a lo dispuesto en el Reglamento de Estudios de Postgrado, actuó como **Coordinador** del jurado el **Dr. Laszlo Sajo-Bohus**.


Dr. Miguel Martín / C.I. 3.982.506
UCV


Dr. Jesús Dávila / C.I. 8.026.322
UCV


Dr. Laszlo Sajo-Bohus / C.I. 2.940.749
USB
Tutor

MM/JD/LS.- 23/11/2015



Índice General

	pp.
Lista de Figuras	iv
Lista de Gráficos	vi
Lista de Tablas	vii
Resumen.....	viii
CAPÍTULO 1.....	1
Objetivos.....	1
Introducción.....	1
Terapias contra el cáncer.....	6
CAPÍTULO 2.....	16
Reacciones nucleares (gamma, n) y campo de neutrones.....	16
CAPÍTULO 3.....	21
Reacciones nucleares (n, alfa) y detectores pasivos.....	21
Reacciones nucleares inducidas por neutrones.....	22
Trazas nucleares en detectores pasivos de estado sólido.....	25
Mecanismo de formación de la traza nuclear.....	28
Traza latente y traza revelada.....	31
CAPÍTULO 4.....	36
Fuente de neutrones de Californio 252 (^{252}Cf).....	36
Determinación de flujo de neutrones de la fuente radioisotópica ^{252}Cf por SSNTD.....	40
CAPÍTULO 5.....	44
Materiales y Métodos.....	44
Metodología en la determinación del campo neutrónico.....	44
CAPÍTULO 6.....	52
Resultados.....	52
CAPÍTULO 7.....	62
Discusión y conclusiones.....	62

CAPÍTULO 8.....	66
Conclusiones y recomendaciones.....	66
Referencias.....	68

Lista de Figuras

		pp.
Figura 1.1.	Señas de identidad del cáncer.....	3
Figura 1.2.	Principales causas de mortalidad en Venezuela.....	5
Figura 1.3.	Etapas del proceso de radioterapia moderna.....	10
Figura 1.4.	Comparación de secciones fotonucleares.....	12
Figura 1.5.	Curvas de penetración en agua de haz de protones y fotones en energías de terapia.....	13
Figura 1.6.	Equipos para el estudio de trazas nucleares de la UPEL-IPB y el sistema de calibración de flujo neutrónico de la Universidad Simón Bolívar.....	15
Figura 2.1.	Espectros neutrónicos unitarios (en términos de letargia) a 50 cm del isocentro de los aceleradores lineales de diferentes marcas comerciales.....	17
Figura 2.2.	Esquema de posibles reacciones nucleares inducidos por fotoneutrones.....	18
Figura 3.1.	Esquema de reacción nuclear.....	21
Figura 3.2.	Espectro neutrónico descriptivo.....	24
Figura 3.3.	Fórmula química del CR39 TM	25
Figura 3.4.	Sección eficaz del isótopo ¹¹³ Cd en función de la energía cinética de los neutrones incidentes.....	28
Figura 3.5.	Comportamiento atómico de una traza de una partícula energizada en un polímero. Se ilustra el rompimiento de las cadenas y la creación de iones químicamente activos.....	29
Figura 3.6.	Cinética de ataque químico durante el proceso de revelado.....	29
Figura 3.7.	Vista esquemática de un pico de desplazamiento en un sólido... Producción de rayos Delta durante inducción de trazas latentes.	30
Figura 3.8.	Área densamente ionizada define un núcleo central rodeado por una zona menos excitada llamada penumbra.....	31
Figura 3.9.	Modelo geométrico de la traza.....	32
Figura 3.10.	Imagen revelada y perfil en material polimérico SR-90 utilizado como detector de trazas nucleares mediante el método del Microscopio de Fuerza Atómica (AFM).....	32
Figura 3.11.	Geometría de formación de la traza para una partícula cargada con incidencia perpendicular a la superficie del material detector, asumiendo las velocidades V_T y V_B como constante....	33
Figura 4.1.	Vista de la fuente de neutrones de la Universidad Simón Bolívar con el blindaje biológico externo.....	36

Figura 4.2.a.	Disposición de la fuente ^{252}Cf dentro del Laboratorio de Física Nuclear de la USB vista desde el plano horizontal.....	38
Figura 4.2.b.	Disposición de la fuente ^{252}Cf dentro del Laboratorio de Física Nuclear de la Universidad Simón Bolívar.....	39
Figura 4.2.c.	Disposición de la fuente ^{252}Cf dentro del Laboratorio de Física Nuclear de la USB vista desde el plano lateral.....	39
Figura 5.1.	Ionización específica de una partícula única de alcance medio, en función de la distancia a la fuente y a la parte final de su trayectoria.....	45
Figura 5.2.	Fotografías típicas de densidades de trazas. El diámetro de la trazas es de $10\mu\text{m}$	46
Figura 5.3.	Ilustración de la dispersión del diámetro y longitud de penetración en los detectores PADC.....	47
Figura 5.4.	Esquema de principio de la sala de radioterapia indicando la posición del Linac B, la camilla A y los puntos inspeccionados C.....	49
Figura 5.5.	Pantalla que ilustra los datos relativos a las trazas detectadas y clasificadas en función del diámetro.....	49
Figura 5.6.	Histograma de los diámetros en (μm) ($\text{CR39}^{\text{TM}} + ^{10}\text{B}$). Las flechas corresponden a las trazas inducidos por protones de retroceso (n,p) y las alfas de la reacción de conversión (n, α).....	50
Figura 6.1.	Imagen digitalizada correspondientes a las trazas inducidos por protones e iones pesados de retroceso y las alfas de la reacción de conversión (n, α) observada en el detector D11 ($\text{CR-39}^{\text{TM}} + ^{10}\text{B}$).....	52
Figura 6.2.	Imagen digitalizada de trazas nucleares dejadas por los protones y iones de retroceso además de las partículas α , debido a los neutrones de un amplio espectro energético que son registrados después de interactuar con boro y CR-39^{TM}	54
Figura 6.3.	Representación artística de la metodología empleada en las mediciones.....	55
Figura 6.4.	Imagen digitalizada de trazas alfas y su representación en un histograma.	56

Lista de Gráficos

		pp.
Gráfico 6.1.	Histograma de los diámetros en (μm D11 (CR-39 TM + ¹⁰ B) correspondientes a las trazas inducidos por protones e iones pesados de retroceso y las alfa de la reacción de conversión (n,α).....	55
Gráfico 6.2.	Distribución de las trazas correspondiente a los neutrones rápidos y térmicos de dispersión (n,p).....	56
Gráfico 6.3.	Resultados del proceso de sustracción de distribución de trazas.....	57
Gráfico 6.4.	Distribución de los diámetros en (μm) con el detector posicionado en un lugar más lejano del acelerador.....	58
Gráfico 6.5.	Distribución de los diámetros con el detector posicionado en un lugar más cercano al acelerador.....	58
Gráfico 6.6.	Distribución de los diámetros con el detector posicionado en un lugar donde el campo de los neutrones térmicos es más intenso.....	59

Lista de Tablas

		pp.
Tabla I.I.	Tipos de cáncer, agrupados por categoría.....	4
Tabla II.I.	Equivalente de dosis promedio medida en los diferentes equipos.....	20
Tabla IV.I.	Propiedades fundamentales de la fuente radioisotópica ^{252}Cf	37
Tabla VI.I.	Descripción de los detectores y grupos neutrónicos esperados.....	52
Tabla VI.II.	Informe típico producido por el programa MORFOL.....	53
Tabla VI.III.	Datos relacionados al análisis de las trazas nucleares.....	60

Resumen

La radioterapia aplicada a pacientes con aceleradores lineales de energía mayor de 10 MV es acompañada por reacciones nucleares del tipo (gamma,n). En este trabajo se determina la componente térmica y epitérmica del campo neutrónico inducido utilizando la reacción $^{10}\text{B} (n,\alpha)$. La sección eficaz elevada del ^{10}B para la reacción (n,alfa) ofrece la modalidad de discriminación de los grupos neutrónicos por medio del recubrimiento del cadmio. El grupo neutrónico térmico se relaciona con las trazas latentes inducidas en policarbonatos (PADC – tipo CR39TM), por las partículas cargadas que son visualizadas después de un tratamiento químico empleando un microscopio óptico de transmisión y analizadas con el programa MORFOLM. Se reportan los valores obtenidos y la dosis adicional estimada a la cual los pacientes bajo tratamiento se exponen, asumiendo una "carga de trabajo" de 400 Gy/semana.

CAPÍTULO I

Objetivos

Objetivo General

Caracterizar el campo neutrónico con interés en los aspectos dosimétricos de los neutrones en la sala de tratamiento de un acelerador lineal que opera entre 10 y 20 MeV para radioterapia.

Objetivos Específicos

1. Medir neutrones térmicos y epitérmicos por medio de detectores pasivos tipo CR39TM.
2. Determinar la relación entre los dos grupos de energía de los neutrones, las posiciones de mayores intensidades del flujo neutrónico y su contribución a la dosis adicional al paciente.

1. Introducción

1.1 La enfermedad multifacética: El Cáncer

Cuando se habla de cáncer en realidad se trata de más de 100 formas de la enfermedad, ya que casi cada uno de los tejidos corporales pueden desarrollar algún tipo de malignidad, e incluso algunos de ellos pueden desarrollar varios tipos (Weinberg, 1996). En síntesis, cáncer, es el término utilizado para definir la patología donde células anormales se dividen sin control y pueden invadir otros tejidos en otros términos, una masa anormal de tejido o neoplasia (National Cancer Institute, EE.UU, 2014).

La división anormal de las células se inicia como resultado de aberraciones genéticas múltiples que resultan en la activación de oncogenes, lo cual ocasiona la pérdida de los controles del crecimiento celular e inactivan genes supresores de tumor, esto exime a la célula de los mecanismos que controlan el crecimiento celular (Liang et al., 1992).

Es característico en esta etapa la pérdida en el equilibrio de tres procesos biológicos celulares del control de la proliferación celular en organismos multicelulares, como son, la diferenciación celular, asociada a menor proliferación, la evaluación de la progresión del ciclo celular a través de los puntos control antes y después de la duplicación del material genético y la muerte celular programada o apoptosis cuando el o los daños, en alguna etapa del ciclo celular son irreparables (Hanahan y Weinberg, 2000).

Las células cancerígenas se caracterizan por un fenotipo adaptativo, responsable de su sobrevivencia bajo condiciones severas tales como bajos niveles de oxígeno y de nutrientes (Videira et al., 2014). En los procesos de carcinogénesis se describen tres fases, iniciación, promoción y progresión (Kudson, 1986), en la iniciación el papel protagónico se le atribuye generalmente a los oncogenes y genes supresores de tumor, miles de mutaciones puntuales, traslocaciones, amplificaciones y deleciones a nivel genético que contribuyen al desarrollo del cáncer (Cairns et al., 2011).

Para que un tumor canceroso se desarrolle las mutaciones deben ocurrir en media docena o más de los genes que controlan el crecimiento en la célula fundacional, formas alteradas de otras clases de genes pueden también participar en la creación de una malignidad, por dotar a una célula proliferante de la capacidad de volverse invasiva y de diseminarse (hacer metástasis) a través del cuerpo (Weinberg, 1996). Las células cancerosas pueden diseminarse a otras partes del cuerpo por el sistema sanguíneo o el sistema linfático (National Cancer Institute).

Se han definido diversas señas de identidad del cáncer, que no son más que las habilidades funcionales adquiridas por las células cancerígenas que les permiten sobrevivir, proliferar y diseminarse (ver Figura 1.1), estas señas de identidad son la señalización proliferativa sostenida, la evasión de supresores de tumor, la activación de invasión y metástasis, la inmortalidad replicativa habilitada, la inducción de la angiogénesis y la resistencia a la muerte celular (Hanahan y Weinberg, 2000;

Hanahan y Weinberg, 2011). Estas funciones son adquiridas por las células en diferentes tipos de tumor mediante diversos mecanismos y en diferentes momentos durante el curso de la tumorigénesis, que como se mencionó anteriormente es un proceso de múltiples pasos.

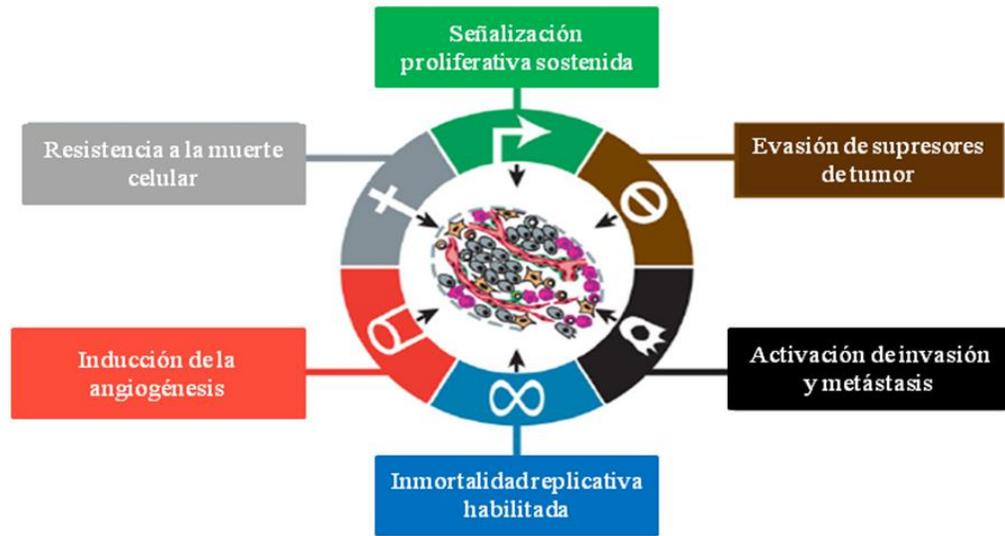


Figura 1.1. *Señas de identidad del cáncer. Tomado y modificado de Hanahan y Weinberg, 2011.*

En muchos tipos de tumores, la presencia de marcas distantes de metástasis fase IV, indica casi invariablemente, que la enfermedad es incurable y por lo tanto el individuo tiene poca expectativa de sobrevivencia (Sleeman y Steeg, 2010).

1.1.1. Microambiente tumoral

El microambiente tumoral es una compleja red dinámica, compuesta de células cancerosas, células estromales y matriz extracelular (ECM) y tiene gran importancia en tumores sólidos (Videira et al., 2014). Las rutas de señalización oncogénicas que controlan el crecimiento y la supervivencia son a menudo activadas por la pérdida de supresores de tumor (tal como p53) o la activación de oncoproteínas (tal como fosfoinositol 3-quinasa, PI3K) esto altera la señalización lo cual, por consiguiente, modifica el metabolismo celular para compensar los requerimientos para la división celular (Cairns et al., 2011).

1.1.2. Tipos de cáncer

Como se detalló anteriormente al hacer referencia al cáncer no se trata de una enfermedad sino de muchas enfermedades, cada cáncer tiene características únicas, aunque los procesos básicos que producen los diversos tipos de tumor parecen ser un poco similares (Weinberg, 1996). Los tipos de cáncer pueden agruparse en categorías más amplias, las categorías principales de cáncer se resumen en la Tabla I.I.

Tabla I.I. Tipos de cáncer, agrupados por categoría.

Categoría	Característica
Carcinoma	Se inicia en la piel o en tejidos que revisten o cubren los órganos internos.
Sarcoma	Se inicia en hueso, en cartílago, grasa, músculo, vasos sanguíneos u otro tejido conjuntivo o de sostén.
Leucemia	Se inicia en el tejido hematopoyético, como la médula ósea roja, y causa que se produzcan grandes cantidades de células sanguíneas anormales y que entren en la sangre.
Linfoma y mieloma	Se inician en las células del sistema inmunitario.
Cánceres del sistema nervioso central	Se inician en los tejidos del cerebro y de la médula espinal.

Fuente: <http://www.cancer.gov/cancertopics/cancerlibrary/what-is-cancer>

1.1.3. Estadísticas del cáncer en Latinoamérica

El cáncer constituye una de las principales causas de enfermedad o muerte en todo el mundo; en 2012 causó 8,2 millones de defunciones (GLOBOCAN, 2012), en Venezuela ocupa la segunda posición en la mortalidad general detrás de las enfermedades del corazón (Figura 1.2.). Según los datos estadísticos publicados en el Anuario Epidemiológico de 2005 (el más actualizado hasta la fecha) y los datos de morbilidad del Registro Central de Cáncer, del Programa de Oncología del Ministerio del Poder Popular para la Salud, el cáncer de próstata es el más frecuente en la población masculina, con una incidencia estimada en 4.408 casos anuales. Los siguen el de pulmón (1.983 casos), el de colon y recto (1.006); localizaciones que representan el 56% de la morbilidad o incidencia anual de esta patología.

En cuanto al género femenino, los cánceres más comúnmente diagnosticados cada año son de cuello uterino (3.685 casos), glándula mamaria (3.549), pulmón (1.202) y colon (1.102), que representan el 57% de la incidencia anual de cáncer en mujeres. Para el año 2000 a nivel mundial se detectaban 10 millones de nuevos casos cada año y 6 millones de muertes, se proyecta que para el año 2020 estas cifras serán de 20 y 19 millones, respectivamente (Sanz Ortiz et al., 2000).

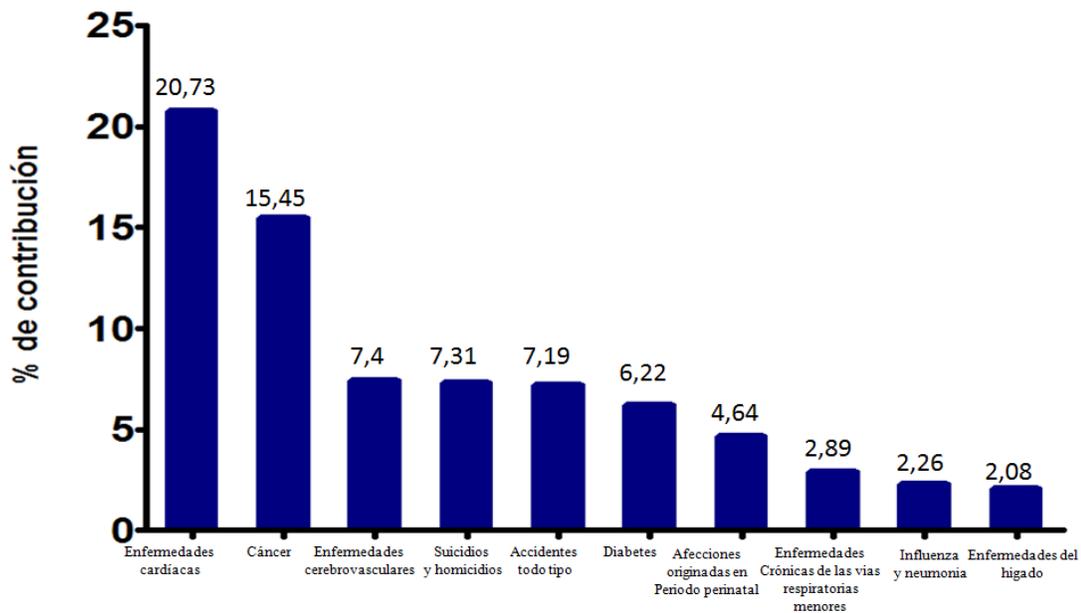


Figura 1.2. Principales causas de mortalidad en Venezuela. Tomado de datos del Ministerio de Salud y Coordinación de Investigaciones, Sociedad Anticancerosa de Venezuela, 2005.

1.2 Terapias contra el cáncer

La cirugía es a menudo la primera opción de tratamiento si se puede extirpar el tumor del cuerpo. A veces sólo se puede eliminar parte del tumor. Antes o después de la cirugía, se puede usar radiación, quimioterapia o ambas para reducir el crecimiento del tumor.

La cirugía, la quimioterapia, la radioterapia, la terapia hormonal y la inmunoterapia han contribuido a incrementar la expectativa de vida y la tasa de sobrevivencia en pacientes con cáncer, sin embargo en casos donde la enfermedad está muy avanzada o es muy agresiva (por ejemplo el glioblastoma uniforme de grado IV), los resultados no son alentadores, debido a la carencia de especificidad y a

la alta probabilidad de recurrencia (Videira et al., 2014). El objetivo primario en una fase inicial del tratamiento activo del cáncer es modificar la historia natural de la enfermedad (Sanz Ortiz et al., 2000).

La medicina nuclear ha contribuido significativamente en el diagnóstico, plan de tratamiento y evaluación de la respuesta al tratamiento en pacientes con cáncer desde el desarrollo de técnicas modernas en los años 70 (Eary, 1999).

1.2.1 Terapias biológicas

Análisis detallados de bioinformática sugieren que mutaciones relacionadas al cáncer afectan una docena o más rutas de señalización principales y procesos relacionados a la tumorigénesis (Parsons, 2008), estos hallazgos generan la discusión sobre la utilidad de enfocarse en las moléculas de señalización como estrategia terapéutica práctica, dirigida a una terapia más personalizada (Cairns et al., 2011; Wayteck et al., 2013). Es cada vez más evidente que muchas de estas rutas de señalización convergen para adaptar el metabolismo de la célula tumoral con el fin de sostener su crecimiento y sobrevivencia (Cairns et al., 2011).

Debido a que las vías de señalización energizan la multiplicación de las células malignas, éstas constituyen dianas atractivas para el desarrollo de nuevos tipos de terapéutica contra el cáncer. No es posible predecir cuando las terapias dirigidas a las alteraciones moleculares en células cancerígenas tendrán un uso desarrollado, dado que el alcance de los nuevos hallazgos a la práctica clínica es complicada, lenta y requiere de equipos y personal especializado con un costo per paciente muy elevado (Weinberg, 1996).

1.2.2 Radioterapia

La radioterapia es uno de los tratamientos posibles para reducir la actividad biológica de células de cáncer. Esta disciplina utiliza radiaciones ionizantes para destruir células cancerosas y reducir el tamaño de los tumores. Desde su descubrimiento, primero los rayos-X por Röntgen 1895 luego la radiactividad natural por Becquerel 1896, las radiaciones ionizantes, han sido aprovechadas con propósitos clínicos (se curó el lupus de un joven de 16 años el pocos meses después del descubrimiento de los rayos-X).

En particular, la técnica de radioterapia consiste en transferir energía por unidad de masa o dosis de radiación ionizante, suficiente para desactivar o inhibir de forma permanente los procesos bioquímicos en la célula tumoral y zonas adyacentes (Castellanos, 2006; Herranz et al., 2008). De modo que se destruye o lesiona irreversiblemente las células expuestas durante el tratamiento, al dañar su material genético se inhibe su crecimiento y reproducción.

Aunque la radiación daña tanto células cancerosas como normales, muchas de éstas se recuperan de los efectos de la radiación y logran funcionar de manera adecuada. Se requiere además que la dosis sea administrada con el menor efecto posible en los tejidos sanos subyacentes a la formación tumoral; esta técnica permite parcialmente el control y en algunos casos la erradicación de la enfermedad (Lenox, 2001; Vega-Carrillo et al., 2007).

Según la Organización Mundial de la Salud, se calcula que más de la mitad de los pacientes con cáncer se someten a tratamiento con radioterapia, ya sea sola o en combinación con la cirugía o la quimioterapia (Castellanos et al., 2006).

La radiación usada para tratar el cáncer se denomina radiación ionizante debido a que se forma una alta densidad de cargas inducidas por los iones formados en las células de los tejidos por los que pasa. Esto puede destruir células o modificar genes de manera que las células dejen de crecer. El nacimiento de la terapia con radiaciones ionizantes está directamente relacionado con tres descubrimientos que ocurrieron hace más de un siglo y que tuvieron una gran repercusión en el desarrollo de la ciencia.

En 1895, Wilhelm Conrad Röntgen informó del descubrimiento de “un nuevo tipo de radiación” que posteriormente se denominó rayos X; en 1896, Antoine Henri Becquerel descubrió la radiactividad natural; y en 1898, Marie y Pierre Curie aislaron por primera vez el polonio, y más tarde, el radio puro (Castellanos, 2006). Además del primer tratamiento documentado, otros surgieron por los resultados clínicos obtenidos mediante el uso rayos X; entre estos el caso de una mujer con una lesión cutánea nasal, que fue tratada por Stenbeck en Estocolmo, Suecia, en 1900 (Bernier et al., 2004)

Cualquier radiación ionizante de energía mayor de algunas decenas de keV, incidente sobre un cuerpo, se ve atenuada exponencialmente por la interacción de las

partículas que la forman con los átomos del cuerpo que la recibe. La necesidad de caracterizar la cantidad y la calidad de la radiación empleada dio origen ya desde 1896 a una nueva disciplina: la dosimetría (Castellanos, 2006). El fenómeno relacionado a las interacciones con átomos y núcleos provoca la pérdida de energía de las partículas incidentes, energía que se deposita en el material receptor por medio de diferentes mecanismos de transferencia.

Por ejemplo los fotones transfieren su energética por diferentes mecanismos: efecto fotoeléctrico, liberando electrones que a su vez depositan su energía cinética en el medio, efecto Compton por dispersión y al pasar un valor de umbral de 1 MeV, producción de pares (materialización de la energía). En el caso de haces de iones (protones o núcleos con $A > 1$) el mecanismo es más complicado en cuanto diferentes procesos nucleares pueden intervenir.

Por lo general la interacción de la radiación con la materia se puede manifestar desde la superficie de entrada y continuar en profundidad (Lozares et al., 2009). La interacción de la radiación con el tejido induce la transferencia de energía (cinética o termodinámica) y dependiendo de la cantidad de energía absorbida por unidad de masa las consecuencias pueden ser graves. Para establecer una relación medible y poder comparar los efectos observables, se utiliza la dosis de radiación (Greenhalgh y Symonds, 2014).

La radiación ionizante se puede clasificar en dos tipos importantes: Radiación con fotones (rayos X generados por aceleradores de decenas de MV y rayos gamma en el rango de energía de hasta algunos MeV), los más ampliamente usados en el tratamiento del cáncer. Últimamente aceleradores de alta energía con haces de partículas alfas, de electrones, protones, neutrones, iones de carbono se han aplicado con resultados en fase de evaluación aunque algunos equipos sea empleados con rutina en las clínicas especializadas.

Las radiaciones ionizantes dependiendo del tipo de haz de energía cinética, ofrecen características físicas y biológicas si bien muy distintas, que contribuyen a un mejorado perfil riesgo-beneficio en terapias con radiación (Combs et al., 2013).

En las últimas décadas, los logros obtenidos en el desarrollo de técnicas de irradiación de alta precisión que emplean múltiples haces de intensidad modulada que convergen sobre el tumor (IMRT) permite disminuir la irradiación de órganos sanos

próximos al tumor y lograr distribuciones de dosis altamente satisfactorias (Herranz et al., 2008).

En el caso de los fotones y electrones, la deposición de energía se da en un amplio rango de profundidad (varios centímetros, en el caso de energías de MeV), como consecuencia, todo el recorrido del haz se ve afectado de forma significativa por la radiación.

Eso hace que la entrada y salida de los haces en el cuerpo humano deba planificarse teniendo en cuenta que se administra radiación en toda la proyección del recorrido (Lozares et al., 2009). En la Figura 1.3. se muestran las etapas del proceso de radioterapia moderna, el cual consta de seis etapas: la simulación, la planificación, la verificación del tiempo (o unidades de monitor), la verificación de los campos de radiación previstos, la administración de la dosis y el registro del tratamiento (Castellanos, 2006).

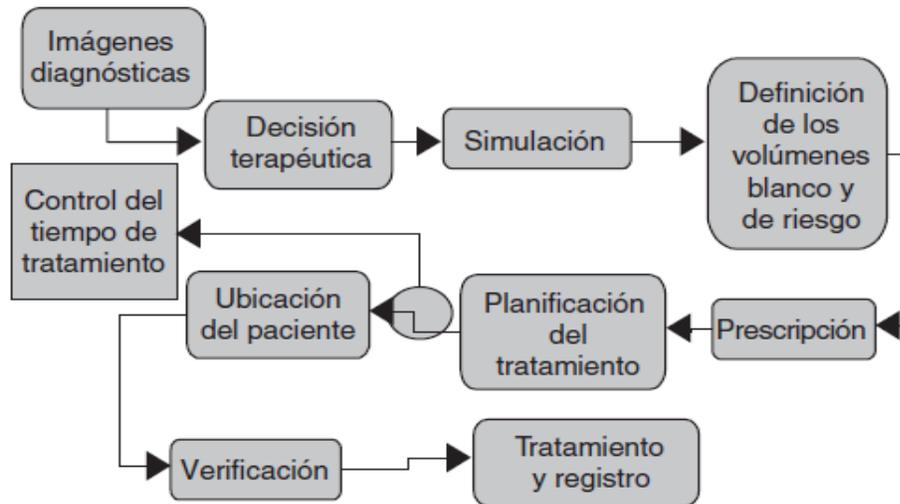


Figura 1.3. Etapas del proceso de radioterapia moderna. Tomado de Castellanos, 2006.

1.2.3 Radioterapia con fotones

Este tipo de radiación es la de uso más común en el tratamiento del cáncer, es un rayo con fotón de alta intensidad. Este tipo de radiación proviene de fuentes radiactivas como el cobalto-60 con $t_{1/2} = 5,27$ años, el cesio-137 $t_{1/2} = 30,23$ años o acelerador lineal (o Linac). En la terapia con fotones el efecto dominante de las radiaciones se da mediante ionización indirecta del agua, se forman radicales libres

que dañan el ADN. Las 5 R de la radiobiología apuntalan los conceptos convencionales de la radioterapia, los cuales son radiosensibilidad, reparación, repoblación, reoxigenación y redistribución, estos tienen un impacto sobre el tratamiento (Siang *et al.*, 2014).

En la mayoría de los casos la radioterapia se refiere a radioterapia con un haz externo donde la radiación viene desde una maquinaria externa al cuerpo, sin embargo, la radiación también puede ser suministrada internamente desde fuentes selladas o implantes radiactivos, a esta forma de radioterapia se le conoce como braquiterapia (Siang *et al.*, 2014). Los equipos modernos para radioterapia son aceleradores lineales, los cuales producen rayos X con energía de 6 a 20 millones de electrón voltios (MeV), estos tienen mayores ventajas clínicas, que los de baja energía empleados anteriormente (Greenhalgh y Symonds, 2014).

El espectro energético de la radiación gamma producida en un acelerador lineal de uso clínico se caracteriza por una distribución continua de energía. La energía máxima del espectro corresponde a la máxima energía de los electrones que colisionan contra el blanco.

Los rayos gamma de alta energía al interactuar con la materia del entorno (soportes, blanco, estructura externa al acelerador, mandíbulas, colimadores, entre otros pueden inducir reacciones fotonucleares del tipo gamma, neutrones (γ, n), ($\gamma, 2n$), ($\gamma, 3n$) y gamma, protones (γ, p), así mismo los electrones acelerados pueden generar reacciones tipo (e, e', n) que contribuyen muy poco a la generación de neutrones debido a que la sección eficaz de los materiales involucrados es de al menos dos órdenes de magnitud menor con respecto a la reacciones fotonucleares.

La energía de la reacción fotonuclear debe ser al menos como la energía de enlace de un neutrón o un protón con el fin de extraerlos desde un núcleo del objetivo.

Sin embargo, la extracción de un neutrón es más probable que la del protón, debido a que no tiene carga, no así el protón que, además, tiene que pasar a través de una barrera de Coulomb del núcleo. Para núcleos pesados la producción de dos neutrones en la reacción fotonuclear ($\gamma, 2n$) también es posible, y es menos probable la reacción ($\gamma, 3n$).

Tal como se muestra en la figura 1.4 se compara las secciones fotonucleares del nitrógeno con el tungsteno y se aprecia que el máximo de sección fotonuclear del nitrógeno se alcanza entre 20 y 25 MeV, con un umbral cercano a los 15 MeV, mientras que para el Tungsteno el umbral está cercano a los 5 MeV alcanzando un máximo entre los 10 y 15 MeV, es válido destacar que en el rango de trabajo del LINAC, es poco probable la aparición de fotoneutrones provenientes del nitrógeno.

La sección transversal fotonuclear tiene un carácter de resonancia dado que al interactuar el fotón incidente con el núcleo atómico genera una polarización neutrón-protón que resulta en la expulsión de un neutrón del mismo. El valor máximo de la sección transversal depende del número atómico. El umbral de energía para que se produzcan reacciones fotonucleares está comprendido entre 6 MeV a 10 MeV para la mayoría de los isótopos.

La figura 1.4. también muestra el espectro de energía de la radiación por Brehmstrahlung producido por un acelerador lineal médico que opera con un potencial nominal de 20 MV; se presentan con las secciones transversales fotonucleares para materiales existentes en una sala con LINAC.

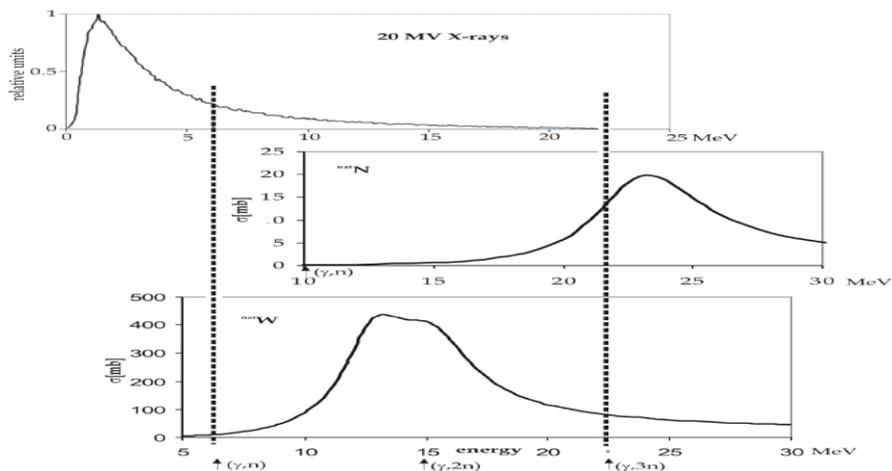


Figura 1.4. Comparación de secciones fotonucleares. Tomado de Adam Konefal, 2006.

Estas gráficas permiten visualizar la importancia que podría tener la producción de fotoneutrones tomando en consideración las funciones de excitación de los núcleos de por ejemplo nitrógeno y tungsteno. De las gráficas se deduce también la tasa de reacción para fotoneutrones.

1.2.4 Radioterapia con partículas

Los protones, los núcleos de helio o los iones de carbono están siendo empleados con éxito en instalaciones de radioterapia de todo el mundo, el uso clínico de partículas pesadas se presenta como una vía de avance enormemente prometedora frente a las tecnologías clásicas, tanto en cobertura tumoral como en reducción de dosis en el tejido circundante (Lozares et al., 2009).

El empleo de partículas pesadas cargadas (protones e iones pesados) en radioterapia (Hadrón-terapia) permite una distribución de dosis en los tejidos completamente diferente a la radioterapia con fotones, lo que constituye su principal ventaja (Herranz et al., 2008), es decir que la diferencia reside en la distribución espacial del depósito de energía, porque en el caso de las de partículas pesadas es mucho más localizada (Castro et al., 1994; Lozares et al., 2009). Por ejemplo, la terapia con iones de carbono es un tipo de radioterapia que puede suministrar altas dosis de radiación a un tumor y minimiza la dosis que se suministra a los órganos en riesgo (Demizu et al., 2014).

En la radiación con partículas pesadas, las partículas se desaceleran poco a poco en su recorrido, depositando una pequeña cantidad de energía hasta que se frenan por completo y entonces se produce una transferencia de energía más alta y muy localizada (Lozares et al., 2009).

Recientemente, radioterapias de alta precisión tales como radioterapia de cuerpo estereotáctico (SBRT, por sus siglas en inglés), terapia de protones, terapias con iones de carbono han sido usadas para pacientes con estadios iniciales de cáncer de pulmón de células no pequeñas y se han obtenido resultados prometedores, la terapia con iones de carbono para control local y tasa de supervivencia total a 5 años son de 80-90% y 40-50%, respectivamente (Demizu et al., 2014).

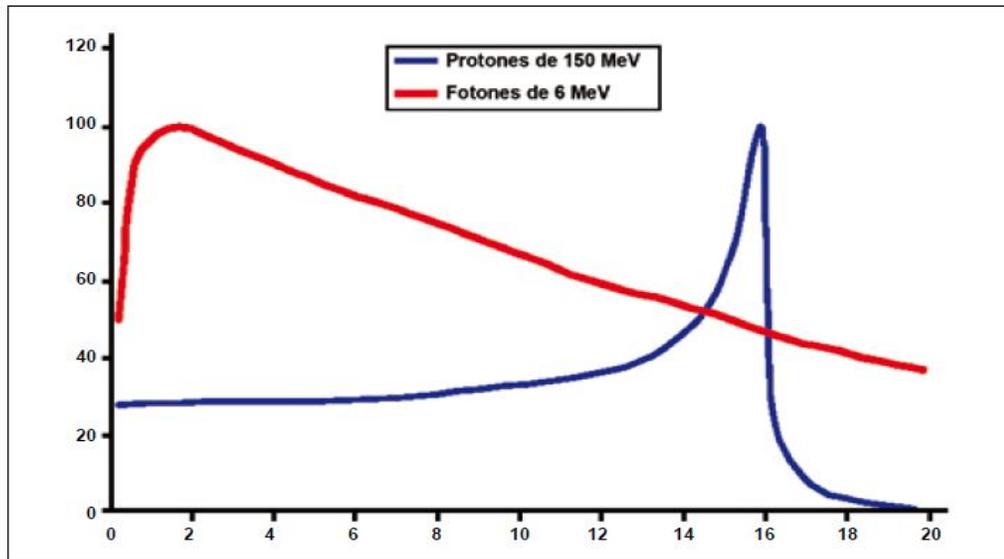


Figura 1.5. Curvas de penetración en agua de haz de protones y fotones en energías de terapia. Tomado de Lozares et al., 2009.

En la figura 1.5., se muestra la dosis absorbida en agua para un haz monoenergético de protones, allí se aprecia la gran acumulación de dosis en un máximo, en el denominado pico de Bragg, y también la rápida caída a cero inmediatamente después (Lozares et al., 2009).

Dada la importancia que tiene el estudio del campo neutrónico generado durante la radioterapia se ha propuesto un estudio en el Centro Clínico de La Trinidad, Caracas, Venezuela donde operan de forma rutinaria dos LINAC Acelerador Lineal de Energía Dual Clinac 2100 CD (Varian Medical Systems) y Clinac 2100 IX versión Trilogy, cuyos rango de operación energética supera los 10 MV.

Este estudio se propuso estimar las intensidades del campo neutrónico térmico y epitérmicos con la posibilidad de estimar los valores de dosis adicional al paciente. Entre las diferentes técnicas disponibles se seleccionó detectores pasivos de carbonato de polialil-diglicol (PADC – tipo CR39TM). Estas son ampliamente utilizados en estudios de campos neutrónicos (Pálfavi *et al.*, 2001; Pálfavi *et al.*, 2002; Alvarado *et al.*, 2010) y particularmente adecuado para esta aplicación por ser confiables y de bajo costo; cabe mencionar que la metodología es bien conocida y desarrollada además de la disponibilidad de los equipos en los laboratorios de la Universidad Pedagógica Experimental Libertador-Instituto Pedagógico de Barquisimeto, Dr. Luis Beltrán Prieto Figueroa (UPEL-IPB) y en la Universidad Simón Bolívar (USB).

Los equipos instalados en los laboratorios de trazas nucleares actualmente operativos en las instituciones se ilustran en la Figura 1.6. que se encuentra en la página contigua.



Figura 1.6. Equipos para el estudio de trazas nucleares de la UPEL-IPB y el sistema de calibración de flujo neutrónico de la USB.

CAPÍTULO II

2. Reacciones nucleares (gamma, n) y campo de neutrones.

En Venezuela en los últimos años se han instalado algunos Linac de diferentes marcas y energías de operación equipados, en muchos casos, con colimador multihojas (MLC) para definir el campo de irradiación, reduciendo al mismo tiempo una dosis innecesaria a tejido sano y a los órganos a riesgo en el entorno. Los Linac que operan en el potencial de aceleración superior a 6 MV inducen las reacciones nucleares del tipo $^{180}\text{W}(\gamma, n)^{179}\text{W}$, $^{182}\text{W}(\gamma, n)^{181}\text{W}$, $^{184}\text{W}(\gamma, n)^{183}\text{W}$ y $^{186}\text{W}(\gamma, n)^{185}\text{W}$, en el blanco de tungsteno.

Otros materiales de importancia, con una sección transversal importante son: $^{27}\text{Al}(\gamma, n)^{26}\text{Al}$ y $^{27}\text{Al}(\gamma, 2n)^{25}\text{Al}$ $^{28}\text{Si}(\gamma, n)^{26}\text{Si}$, $^{28}\text{Si}(\gamma, 2n)^{26}\text{Si}$ y $^{28}\text{Si}(\gamma, pn)^{26}\text{Al}$ (Anderson et al., 1969).

Las reacciones fotonucleares (γ, p) y (γ, α) son posibles pero con una probabilidad más baja. En principio no es de excluir que elementos fisionables (Uranio natural (Unat)) en cantidades mínimas estén presentes, por ejemplo, en los blindajes biológicos y que se produzcan las reacciones del tipo (n, fisión).

En la página siguiente se muestra la Figura 2.1. que ilustra medidas realizadas en distintas salas de radioterapia con aceleradores de distintas casas comerciales, encontrándose dos picos diferenciados el primero a bajas energías correspondiente a neutrones térmicos.

El pico de mayor altura que da cuenta de los neutrones rápidos ilustrando la diferencia energética así como la proporción cuando son presentados en unidad de letargia, se define como el logaritmo neperiano del cociente entre una energía de referencia E_0 , normalmente la energía del neutrón antes y después de la dispersión.

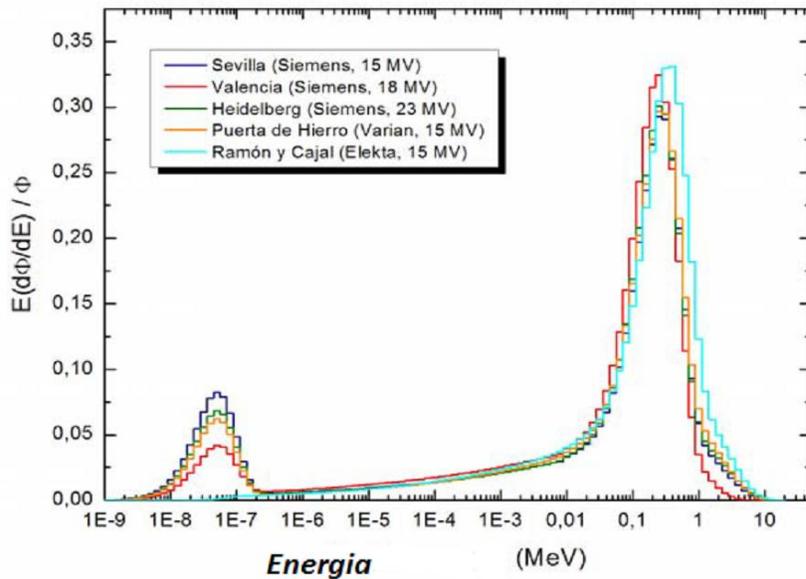


Figura 2.1. Espectros neutrónicos unitarios (en términos de letargia) a 50 cm del isocentro de los aceleradores lineales de diferentes marcas comerciales. Tomado de Domingo et al (2006).

Estudios para 36 aceleradores lineales (Varian, Siemens, Elekta/Philips y General Electric) realizado por Followill et al., 2003, han indicado que la intensidad del campo de los fotoneutrones Q (neutrones Gy^{-1} de radiación gamma suministrado) es la más importante desde el punto de vista dosimétrico al paciente, cuando el Linac opera con energías superiores a 6 MV, debido fundamentalmente a que la sección eficaz de los materiales constitutivos del Linac aumentan significativamente por encima de este valor.

Los valores del campo neutrónico Q varían para un Gy de haz de fotones generados por Linac de 10 MV desde $0.02 \times 10^{12} \text{ n Gy}^{-1}$ hasta $1.44 \times 10^{12} \text{ n Gy}^{-1}$ para Linac de 25 MV. Como ya fue mencionado antes los fotoneutrones producidos tienen un amplio rango energético alrededor de 1 MeV pero hay una diferencia entre los efectos que cada grupo induce en el paciente. De hecho el grupo de neutrones que son más energéticos y numerosos pueden inducir en el paciente una dosis que es de 40 veces mayor a la atribuida al grupo térmico como reportan los trabajos de Zanini et al., 2004, resultado obtenido en simuladores antropomórficos.

Kim et al. (2007), reportan por ejemplo resultados comparables determinando que los neutrones en el isocentro son de 0.38 MeV (para 10 MV) y de 0.45 MeV (para 15 MV). La mayoría de los neutrones producidos aunque tengan orientación hacia el paciente no son completamente absorbidos, tanto el cuerpo humano como los materiales se tornan puntos de difusión y termalización y en los dos casos se alejan del punto original de producción del fotoneutrón.

Los fotoneutrones pueden ser absorbidos en diferentes materiales induciendo reacciones secundarias como: activación neutrónica, producción de gamma inmediatos y captura por resonancia (con menor frecuencia fisión), como se observa en la Figura 2.2:

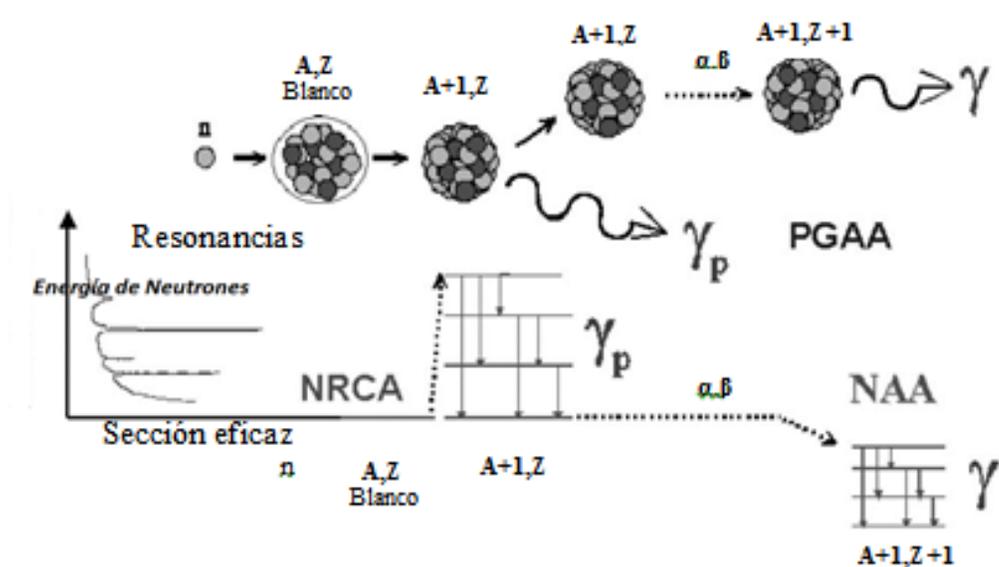


Figura 2.2. Esquema de posibles reacciones nucleares inducidos por fotoneutrones.

La probabilidad de que uno o más reacciones de los tipos mencionados en la figura ocurran depende de la energía y la sección eficaz de reacción del elemento con la cual el neutrón interactúa. En la región de energía de los fotoneutrones producidos con mayor frecuencia las secciones transversales de reacción ocupan los valores de resonancia por lo tanto, es de esperarse que se produzcan con mayor probabilidad respecto a los otros fenómenos mencionados.

Ocurre el opuesto para los fotoneutrones térmicos en cuanto la sección eficaz crece al disminuir de su energía por dispersión siguiendo la ley de Fermi ($1/v$). En el caso de las reacciones de tipo (n,γ) inmediatas la probabilidad es menor comparado con los otros dos.

En caso de que estos procesos nucleares ocurrieran en el cuerpo del paciente, los mismos deberían considerarse en el cálculo de la dosis. d'Errico et al. (1998), reportan una dosis equivalente debido a la fluencia de neutrones incidentes de 4.5 mSv por Gy de fotones de tratamiento (refiriéndose a que acompañan el haz incidente de fotones).

Con base en las consideraciones mencionadas y en particular las ventanas energéticas y las intensidades de los fotoneutrones, los estudios apuntan a que existe para el paciente irradiado un riesgo adicional de contraer cáncer secundario post tratamiento.

Estudios de Nath et al. (1984), reportan que para un paciente de 70 kg expuesto a 1000 cGy, el promedio de la dosis por neutrones es entre 0.06 y 0.10 cGy, equivalente a un riesgo de contraer un segunda neoplasia de 50 por 10^{-6} . Se aprecia el significado de este resultado a sabiendas de que representa 1/60 de la incidencia de cáncer para la población en general.

Jaradat (2008), determinó que la intensidad del campo de neutrones aumenta rápidamente con la energía del haz de electrones. La intensidad del campo neutrónico para una capacidad de trabajo de 200 Gy/semana induce una dosis adicional al paciente de 0,012 mS/semana (National Council on Radiation Protection and Measurements, 1993). Waller (2003), sugiere reportar la producción de neutrones normalizados a la carga de trabajo, y así estimar la dosis equivalente para neutrones.

Un ejemplo de ello, es la estimación de la contribución por neutrones a la dosis equivalente para personal ocupacionalmente expuesto y público en instalaciones de uso médico realizada por Mayer y otros (2013), quienes presentaron la tabla (Tabla II.I.), donde se observan las dosis promedio obtenidas para los diversos equipos en los cuales se llevaron a cabo las mediciones.

Para obtener el equivalente de dosis promedio anual debido a neutrones consideraron una jornada laboral de ocho horas diarias, cinco días de la semana y cincuenta semanas en un año.

Tabla II.I. Equivalente de dosis promedio medida en los diferentes equipos.

Equipo.	Energía (MV).	Equivalente de dosis (mSv/año).
A	10	0.002016
B	18	1.14
C	15	0.372
D	15	7.14
E	15	2.096
F	18	2.454

CAPÍTULO III

3. Reacciones nucleares (n, alfa) y detectores pasivos.

Debido a la baja probabilidad de interacción de los neutrones por carecer de carga eléctrica y no interactuar con los campos eléctricos de los átomos, son capaces de atravesar grandes espesores de material al igual que la radiación gamma.

Cuando un neutrón choca con un átomo le cede parte de su energía mediante la acción de choques elásticos (la energía total del sistema se mantiene constante) e inelásticos (la energía total del sistema no se conserva). Como producto de los sucesivos choques el neutrón pierde velocidad en forma gradual, hasta alcanzar una magnitud de 2.200 m/s. A estos neutrones se les denomina "Neutrones Térmicos" de energía 0.025 eV.

Si un neutrón colisiona con un núcleo atómico y sus masas son muy parecidas, entonces el neutrón pierde una gran cantidad de energía. Mayor será la pérdida de energía mientras más se asemejen sus masas. Por lo tanto, los choques que aseguran gran pérdida de energía ocurren con los núcleos de los átomos de hidrógeno. El proceso por el cual los neutrones reducen su velocidad en forma gradual recibe el nombre de "Termalización" o "Moderación de Neutrones".

Los neutrones en un estado libre se pueden desintegrar, formando un protón y un electrón, o bien pueden ser absorbidos por los núcleos de los átomos circundantes, dando lugar a reacciones nucleares. (Figura 3.1.).



Figura 3.1. Esquema de reacción nuclear. Fisicanet (2000).

Por ello, al carecer los neutrones de carga eléctrica y no sufrir la acción de campos eléctricos ni magnéticos, se los detecta indirectamente recurriendo a reacciones nucleares de los neutrones térmicos que generen partículas cargadas de cierta energía

(tales como protones o partículas alfa), que poseen alta capacidad de ionización y alta probabilidad de interactuar con detectores (Awschalom y Sanna, 1983).

Para neutrones rápidos es necesario moderarlos por colisiones elásticas en un medio hidrogenado, previo a su llegada al detector. Para ello se lo rodea de un cierto espesor de material hidrogenado (por ejemplo polietileno, parafina) con un espesor que guarde proporcionalidad con la energía de los neutrones que se desea termalizar (~3 cm).

3.1. Reacciones nucleares inducidas por neutrones.

En su investigación *Estudio de reacciones nucleares inducidas por neutrones sobre germanio. Determinación, trazabilidad y aplicaciones de los datos nucleares*, Furnari (2012), señala que los neutrones interactúan de manera diversa con la materia. Desde la sencilla dispersión elástica, causante del frenado o moderación de los neutrones, hasta las diferentes familias de reacciones nucleares.

Siendo esto último importante para los investigadores, por la disposición con que esta partícula neutra puede penetrar en los núcleos, y por la disponibilidad de diferentes sistemas para obtención de flujos neutrónicos, desde sencillas fuentes de laboratorio hasta reactores nucleares, han hecho de las reacciones nucleares inducidas por neutrones el principal medio para la producción de radioisótopos con fines científicos o industriales, así como su aplicación en ciertos métodos analíticos.

La probabilidad de ocurrencia de las interacciones citadas depende de las propiedades de la especie nuclear irradiada y de la energía cinética del neutrón. La descripción probabilística de tales interacciones está dada por la *sección eficaz* σ , cuya unidad es el *barn* ($1 \text{ b} \equiv 10^{-24} \text{ cm}^2$).

La sección eficaz es un parámetro característico de cada isótopo de los distintos elementos, que permite determinar la probabilidad de que al incidir un neutrón de cierta energía cinética en un material se produzca una cierta reacción nuclear. Así, para el proceso de absorción del neutrón se emplean las secciones eficaces de captura, que son características propias del nucleído considerado.

Según la energía del neutrón, pueden ocurrir reacciones de *captura radiante* (n,γ) , exoérgicas; o reacciones *umbral*, en general endoérgicas. Éste último nombre deriva de la necesidad de superar un umbral energético por parte de los neutrones para que ocurran. En estos casos, usualmente se expulsa una partícula del núcleo, en reacciones de tipo (n,α) , (n,n') ; $(n,2n)$; (n,p) ; (n,γ) ; entre otras.

Estas reacciones ocurren a una dada velocidad de referencia, normalmente $2200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ que, corresponde a la velocidad más probable de los neutrones térmicos, es decir, los neutrones que están en equilibrio térmico con las moléculas del medio en el que se hallan.

Con respecto a los neutrones causantes de tales interacciones, éstos se hallan siempre en conjunto, con densidad (número de neutrones por unidad de volumen), energías y movimientos particulares, conformando lo que se podría llamar fluido neutrónico. La analogía es tal que los neutrones de relativamente baja energía cinética, que posean también movimientos isotrópicos, pueden describirse como un gas, siguiendo con buena aproximación la ecuación de Maxwell de distribución de energías:

$$n(E)dE = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} \cdot E^{1/2} dE \quad (\text{Ec. 3.1})$$

donde

n : densidad de neutrones [cm^{-3}]

$n(E) dE$: densidad de neutrones con energías comprendidas entre E y $E+dE$

k : constante de Boltzmann $\{ 8,6173324(78) \cdot 10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{K}^{-1} \}$

T : temperatura absoluta [K]

La Ecuación 3.1. permite calcular la energía más probable a una dada temperatura, esto es, $E_0 = (3/2)kT$ que, para 20°C ($293,2 \text{ K}$), es $0,0253 \text{ eV}$. Tal como se adelantó, los neutrones en estas condiciones energéticas se denominan térmicos.

Larcher et al (2000), reportan que los neutrones térmicos producidos en salas de radioterapia por Linac son descritos satisfactoriamente por una distribución

maxwelliana, que no es más que el modelo del gas de Fermi aplicable a los fermiones (nucleones de espín semientero), tales como los neutrones de energía térmica o fría.

El movimiento de los neutrones, sea ahora isotrópico o no, configura el flujo neutrónico ϕ , es decir, el número de neutrones que atraviesa un área de 1 cm^2 por unidad de tiempo, expresado por tanto en $\text{s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$, caracterizado además por su espectro de energías. Los distintos dispositivos generadores de neutrones poseen flujos neutrónicos tipificados en magnitud y energías, y su conocimiento determina el empleo de tal fuente, la clase de reacciones factibles y los cálculos a realizar.

Una clasificación posible de los neutrones, de acuerdo a sus energías, es la siguiente:

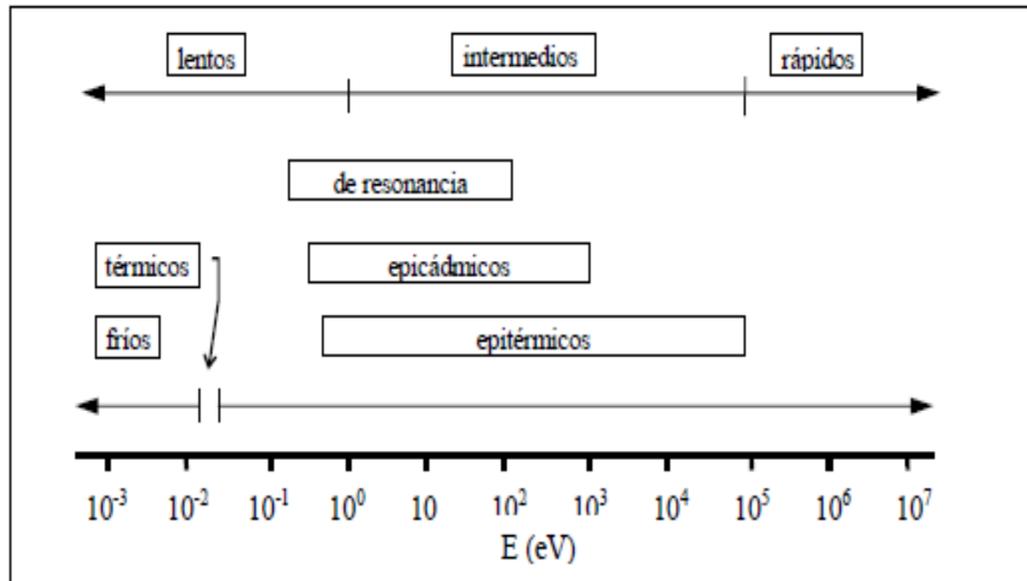


Figura 3.2. Espectro neutrónico descriptivo. (Furnari, 2012).

Con los equipos de radioterapia la mayoría de las reacciones de captura radiante ocurre con neutrones lentos y de resonancia; y las reacciones umbral, en general con neutrones intermedios y rápidos.

3.2. Trazas nucleares en detectores pasivos de estado sólido.

Un método alternativo a la activación neutrónica para determinar el flujo neutrónico y la densidad local de los neutrones es la utilización de detectores pasivos llamados en general detectores nucleares de trazas o huellas (NTD) o detectores de estado sólido de trazas nucleares (SSNTD). Este método consiste en el registro de productos de la reacción nuclear en general de partículas cargadas en un material sensible como es el plástico poli alil diglicol carbonato (PADC) o películas delgadas de la Kodak-Pathe.

El poli alil diglicol carbonato (CR39TM) es un plástico del tipo thermoset hecho por polimerización del dietilenglicol bi alil carbonato (ADC). El monómero es una resina alílica que contiene el grupo funcional [CH₂ - CH = CH₂]. Algunas de sus características es que es transparente, resistente a abrasivos, golpes, presión, ralladuras y a radiación gamma; además mantiene sus propiedades ópticas luego de la exposición a solventes químicos, ácidos oxidantes y bases fuertes.

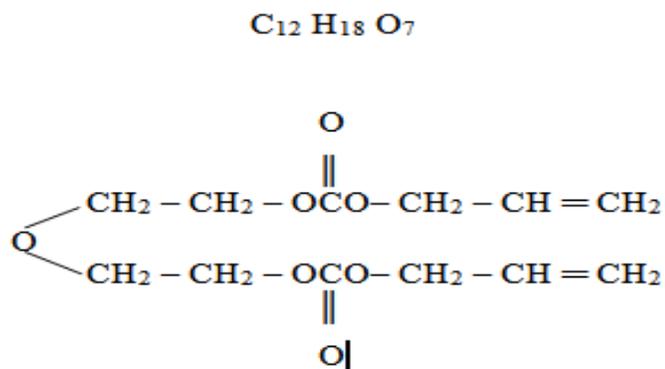


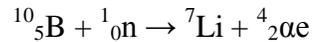
Figura 3.3. Fórmula química del CR39TM

En vista que el detector CR39TM no es sensible a los neutrones Cardone et al (2013), señalan que pueden usarse compuestos que contengan boro que es un elemento natural que tiene dos isótopos estables. ¹¹B (80.1%) y ¹⁰B (19,9%).

Debido a sus características nucleares por ejemplo, siendo un elemento no radiactivo y fácilmente disponible, el isótopo ¹⁰Boro por tener una alta sección eficaz

(3832 barns) se emplea cuando se requiere de un conversor de neutrones a partículas alfa y donde otras técnicas analíticas pueden no ser aplicadas de manera satisfactoria para formar partículas alfa de alta energía a partir de neutrones térmicos.

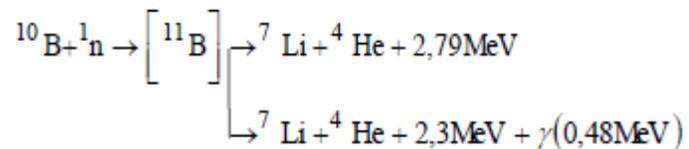
Al disponer de detectores pasivos recubiertos de boro, se logra indirectamente detectar la presencia de neutrones en base a la siguiente reacción:



Esta reacción (n, α) de interacción entre el ${}^{10}\text{B}$ y neutrones térmicos implica una altísima probabilidad de captura de neutrones por presentar una sección eficaz relativamente alta.

La probabilidad de absorción de un neutrón por este isótopo estable mediante la reacción de captura ${}^{10}\text{B}$ (n, α) ${}^7\text{Li}$ (${}^{10}\text{BNC}$ reacción), está dada por la absorción de su sección eficaz. Los fragmentos energéticos emitidos en la reacción ${}^{10}\text{BNC}$ producen un alto valor de "Transferencia de energía lineal" (LET) o dE/dx.

Explica Molinari (2013), que el fenómeno se verifica cuando al ser irradiado con neutrones de baja energía, el isótopo estable del boro (${}^{10}\text{B}$) captura un neutrón desencadenando una reacción de captura que da lugar a la formación de un átomo de ${}^{11}\text{B}$ que se escinde en 10^{-12} segundos generando una partícula alfa (${}^4\text{He}$) y un núcleo de ${}^7\text{Li}$ de alta transferencia lineal de energía (LET), que son emitidas en direcciones opuestas. Esta reacción de captura tiene dos posibles canales de salida:



En el 94% de los casos el ${}^7\text{Li}$ queda en un estado excitado, por lo que regresa a su estado fundamental tras la emisión de un rayo gamma (γ), mientras que en el 6% restante, el ${}^7\text{Li}$ es emitido en su estado fundamental. Las partículas emitidas por la reacción de captura tienen una trayectoria definida, independiente del espesor de la muestra.

En este orden de ideas exponen P. Yu. Apel , D. Fink (2004), que el grabado químico de los polímeros de iones irradiado es un proceso que transforma cada pista latente en un agujero que, dependiendo de las condiciones, puede tener una amplia variedad de formas (cilindros largos, conos cortos, hemisferios y muchos otros).

Todos los usos de ion-pista de grabado están dirigidos ya sea en la obtención de información sobre las partículas que crearon las pistas o en la modificación de la estructura del polímero monolítico prístina.

En el primer caso, el polímero sirve como un detector y, a veces, como un espectrómetro. A partir del número, formas y tamaños de las pistas, se puede determinar la fluencia de partículas, la composición del flujo de partículas, el ángulo de incidencia y la energía de las partículas. En otras palabras, el grabado se desarrolla como "huellas dactilares" de las partículas que pasan a través del polímero.

Son numerosas las aplicaciones de los detectores de trazas poliméricos basadas en este principio como por ejemplo en la física nuclear, la radiografía, en los estudios de rayos cósmicos, radioquímica y dosimetría, entre otras.

Otra reacción de interacción nuclear de interés en la investigación la constituye la absorción de los neutrones térmicos por el cadmio (Cd). Dado que la absorción de neutrones en la sección eficaz del cadmio, como lo señala Naser (2008), es muy alta en las energías térmicas y si el detector está cubierto con cadmio de espesor adecuado, entonces neutrones termales serán casi totalmente absorbido por el cadmio, para que la actividad del detector sea inducida sólo por neutrones epitermales de energías por encima de aproximadamente 0.4 a 0.7 eV, depende del grosor de la cubierta del cadmio.

Alvarado (2008), describe que el cadmio natural tiene una sección eficaz promedio de 2520 barn para la captura de neutrones térmicos; el responsable de este alto valor es el isótopo ^{113}Cd , cuya abundancia isotópica es de 12,22%, con una sección eficaz de captura de 20600 barn. Debido a esta enorme sección eficaz, la probabilidad de que ocurra la reacción $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$ es muy elevada.

Cuando el isótopo ^{113}Cd captura un neutrón, se genera ^{114}Cd en un estado excitado con energía de 9 MeV aproximadamente, el cual se desexcita emitiendo una

cascada de fotones gammas inmediatos. En promedio, el 75% de estas reacciones dejan al ^{114}Cd en su primer estado excitado ($E_\gamma = 558 \text{ keV}$, $\tau_{1/2} = 10,2 \text{ ps}$).

El comportamiento de la sección eficaz de captura neutrónica del isótopo ^{113}Cd en función de la energía de los neutrones para la reacción (n,γ) se presenta en la Figura 3.4.

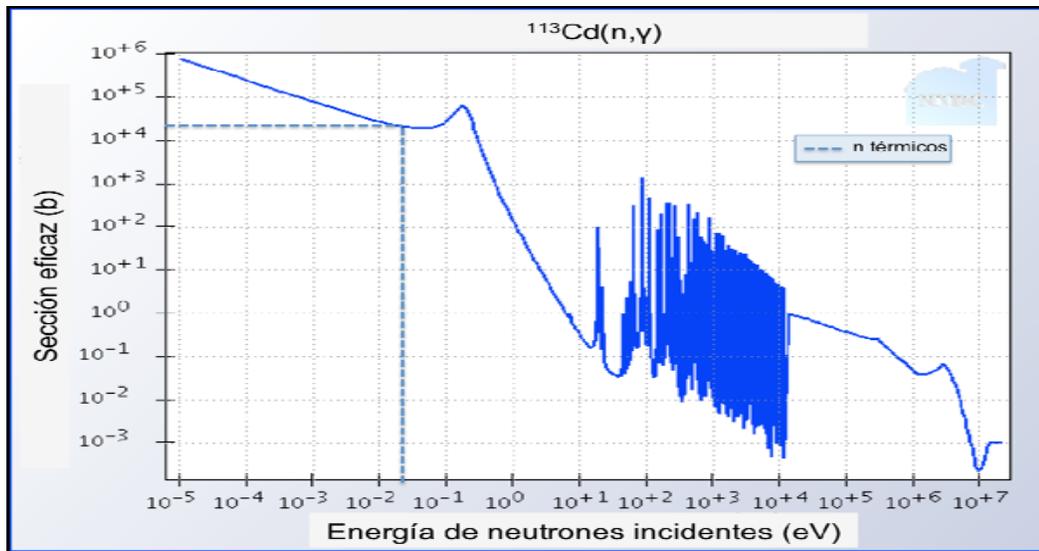


Figura 3.4. Sección eficaz del isótopo ^{113}Cd en función de la energía cinética de los neutrones incidentes (Dunford, 2006). Figura del NNDC BNL.

3.3. Mecanismo de formación de la traza nuclear.

Desde los años 50 (Young, 1958; Silk y Barnes, 1959; Price Walker, 1962 y Fleischer, 1975), es conocida la capacidad de los detectores sólidos de trazas nucleares para registrar el daño producido por partículas cargadas. Es amplia la variedad de materiales con estas propiedades, pudiendo ser inorgánicos como la mica u orgánicos como ciertos polímeros. En el caso particular de los polímeros, puede verificarse que estos materiales son más sensibles que los inorgánicos, para la detección de trazas.

Saint Martin, et al (2007), exponen que hacer incidir un ión pesado con una cierta energía en un polímero, se producen ionizaciones y excitaciones en los átomos del material blanco. Los electrones secundarios producidos, al propagarse dentro de la masa del material provocan a su vez ionizaciones y excitaciones electrónicas. Las reacciones que tienen lugar en este estadio producen radicales libres y en el caso de materiales

poliméricos degradables, ruptura de las cadenas del mismo (las cadenas moleculares pueden estar separadas por ligaduras químicas a las que se puede romper con transferencias de energía de entre 2 y 3 eV). Esta degradación del polímero, se traduce en una disminución del peso molecular promedio en la zona circundante a la trayectoria del ión.

Los polímeros son atacados químicamente en forma más efectiva cuanto más cortas son sus cadenas, por lo que una región con muchas puntas de cadenas será revelada químicamente de forma preferencial. Por lo tanto cuando el reactivo actúa en la región dañada por el proyectil (traza), la velocidad de ataque es mayor en la zona próxima al eje de su trayectoria que en el resto del detector. Entonces hay disolución de material y aparición de los “canales” que constituyen las trazas visibles al microscopio (Figuras 3.5., 3.6. y 3.7.).

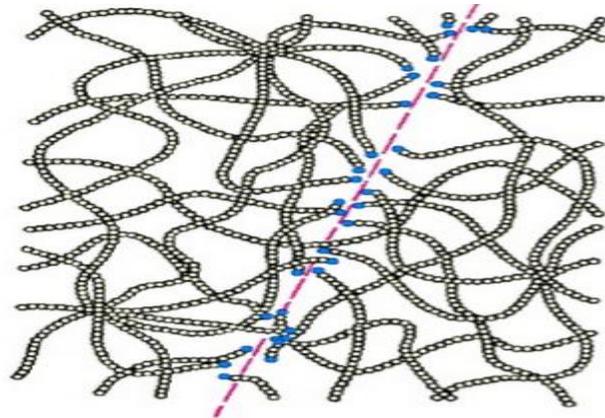
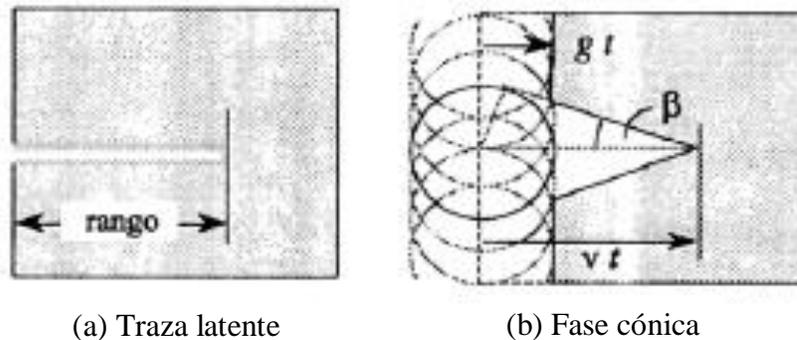


Figura 3.5. Comportamiento atómico de una traza de una partícula energizada en un polímero. Se ilustra el rompimiento de las cadenas y la creación de iones químicamente activos. Saint Martin, et al (2007).



(a) Taza latente

(b) Fase cónica

Figura 3.6. Cinética de ataque químico durante el proceso de revelado. Saint Martin, et al (2007).

Fleischer (1975), señala que las trazas producidas por partículas cargadas, son huellas estables formadas por centros de tensión químicamente reactivos, los cuales están compuestos por átomos desplazados. Experimentalmente se ha observado que las trazas no se forman en materiales buenos conductores.

La aplicabilidad de estos detectores en problemas físicos es realizada por su relativa insensibilidad a electrones y rayos gamma y por el hecho de que las trazas de iones pesados son observadas fácilmente a dimensiones ópticas a través del revelado.

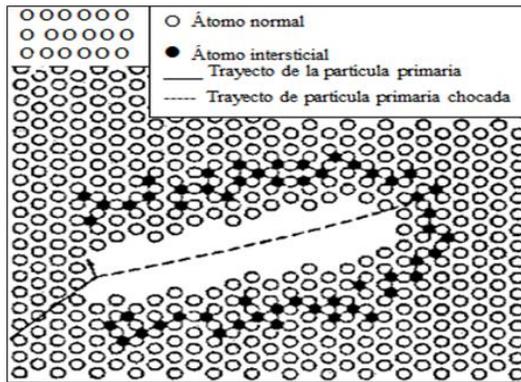


Figura 3.7. Vista esquemática de un pico de desplazamiento en un sólido. JA Brinkman, *Producción de desplazamientos atómicos por partículas de alta energía*, Amer. J. Phys. 24 (1956) 246.

Este proceso de formación de trazas, se explica al establecer un modelo aproximado de cómo los iones pesados pierden energía en la medida que penetran un material sólido en la región de energía incidente no relativista.

Un átomo ionizado de número atómico Z con suficiente energía cinética para penetrar en profundidad en el material absorbente se mueve a través de un sólido y transfiere rápidamente su energía en el recorrido. Esto es una consecuencia de la interacción de los electrones que rodean al átomo en movimiento y aquellos electrones orbitales de los átomos contenidos en el sólido. De estas interacciones el ión adquiere una carga neta positiva Z^* , ecuación empírica presentada por Fleischer (1975):

$$Z^* = \left(1 - e^{-\frac{130\beta}{Z^{2/3}}} \right) \quad (\text{Ec. 3.2})$$

Donde β es la velocidad v del ión respecto a la velocidad de la luz. Durante el desplazamiento del ión a través del sólido, se pueden producir dos tipos de colisiones según la velocidad del ión. Para altas velocidades donde $Z^* \approx Z$, predomina un campo

de interacción coulombiana entre el ión y los electrones de los átomos del sólido que puede tener dos efectos: excitar los electrones a niveles energéticos más altos o perder los electrones y expulsarlos de sus respectivos átomos. En los polímeros, el primer efecto conlleva al rompimiento de las cadenas moleculares y a la subsecuente producción de radicales libres. En cualquier sólido, el segundo efecto crea centros de carga o “centros de tensión”.

3.4. Traza latente y traza revelada.

Los electrones expulsados, llamados *rayos delta*, pueden producir excitación e ionización secundaria si tienen suficiente energía. La ionización y excitación primaria ocurren cerca de la trayectoria del ión, mientras que la ionización y excitación secundaria se difunden a largas distancias de la traza y se asume que no interviene en la formación del daño o traza latente. Es, por eso que existe un valor llamado Pérdida de Energía Limitada (REL).

Para el caso de los polímeros se asume que los rayos delta favorecen la formación de trazas latentes y solo cuando la energía transferida por protones, deuterones y partículas alfa superan un valor umbral ($\omega_0=350$ eV) (Dörschel *et al.*, 2002).

En la Figura 3.8. donde se ilustra la producción de rayos Delta durante inducción de trazas latentes.

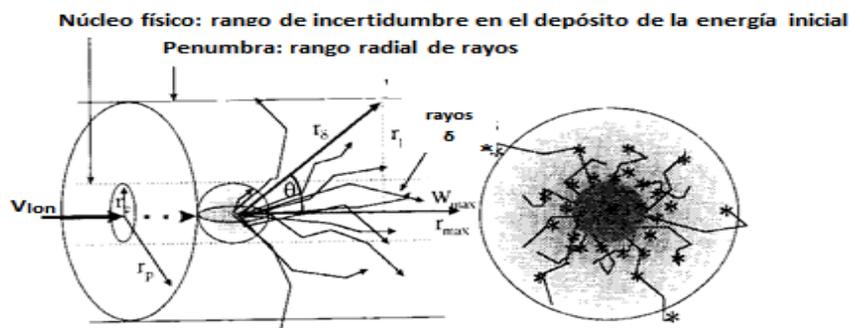


Figura 3.8. Producción de rayos Delta durante inducción de trazas latentes. Área densamente ionizada define un núcleo central rodeado por una zona menos excitada llamada penumbra.

Cuando los iones han perdido velocidad en su recorrido a través del sólido, siendo comparable su velocidad a la de los electrones orbitales menos enlazados al átomo, por debajo de los 50 keV/uma la interacción preferencial entre el ión

trasladado y los átomos del medio son las colisiones atómicas. Las zonas que presentan daños son llamadas *trazas latentes*.

La forma de las trazas latentes es cilíndrica, esencialmente de naturaleza geométrica. Las trazas pueden ser de formas muy variadas dependiendo del ángulo de incidencia de la partícula, el tipo de partícula, su energía y el método de revelado químico que se le aplique (Figuras 3.9. y 3.10).

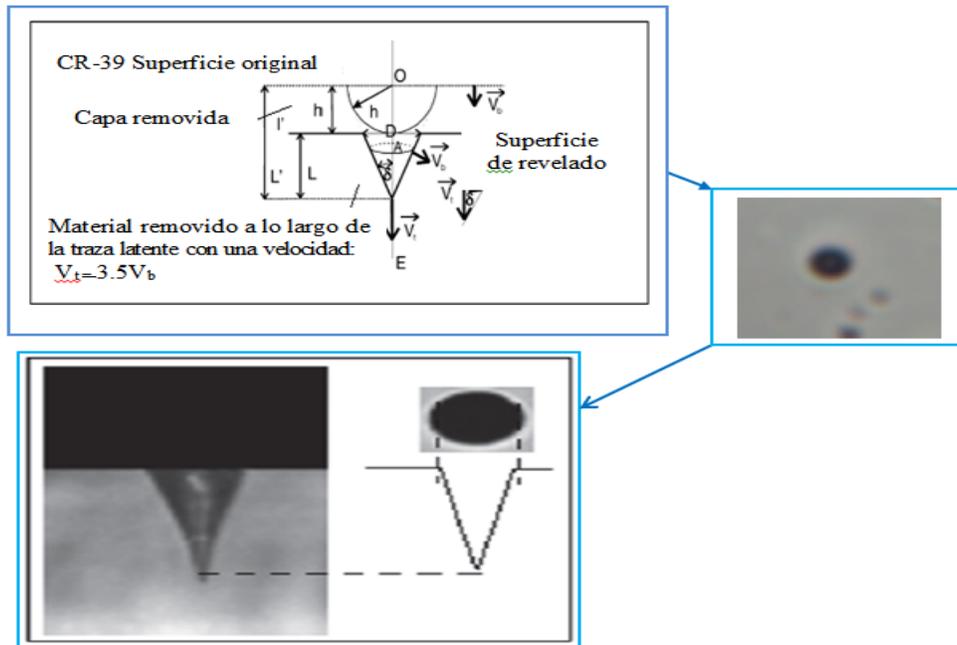


Figura 3.9. Modelo geométrico de la traza. Adaptación de Espinosa (1994), Alvarado (2008), y Sajo-Bohus, et. al. (2009).

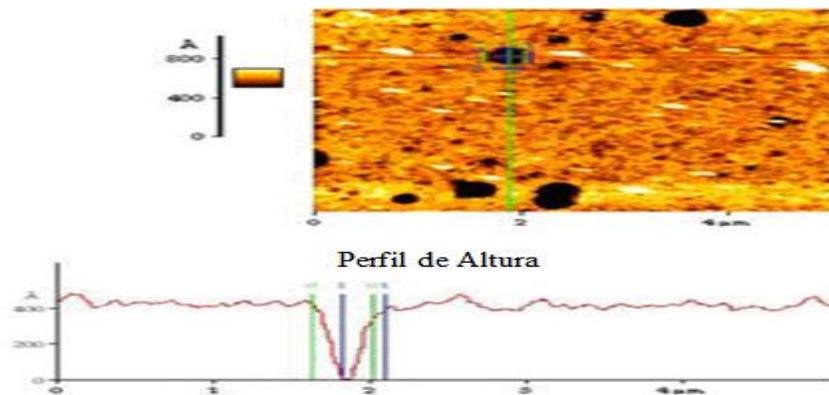


Figura 3.10. Imagen revelada y perfil en material polimérico SR-90 utilizado como detector de trazas nucleares mediante el método del Microscopio de Fuerza Atómica (AFM). Espinosa y Golarri (2012).

Cuando la radiación ionizante pasa a través del sólido deja una huella cuya geometría está impuesta por dos procesos: la disolución química a lo largo de la trayectoria de la partícula a una velocidad lineal $V_T.t$ (velocidad de revelado de la traza o “track etch rate”) y el ataque general en la superficie grabada y el espacio interior de la traza grabada a una velocidad V_B (velocidad de revelado volumétrico o “bulk etch rate”). Se supone que $V_T.t$ es constante a lo largo de la traza y $V_B.t$ es constante e isotrópica para los detectores pasivos utilizados en este estudio. (Figura 3.11.).

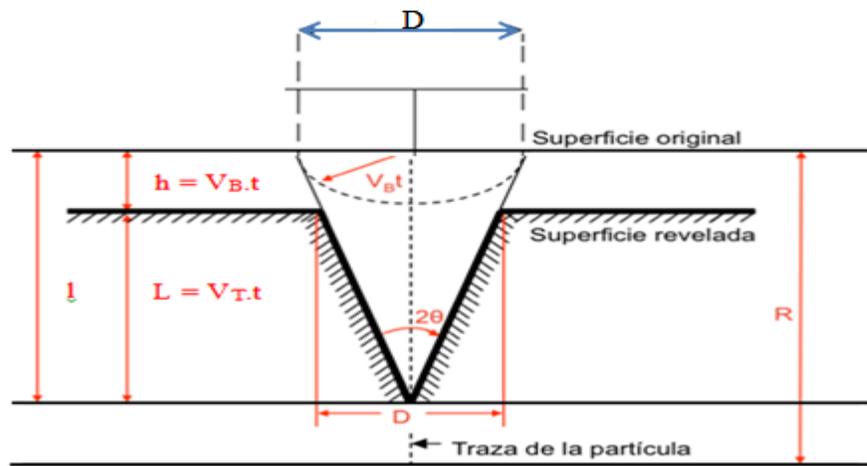


Figura 3.11. Geometría de formación de la traza para una partícula cargada con incidencia perpendicular a la superficie del material detector, asumiendo las velocidades V_T y V_B como constantes. Adaptación de Espinosa (1994), Alvarado (2008), y Al- Mustansiriya (2009).

Asumiendo incidencia normal de las partículas sobre el detector, la evolución de la traza durante el ataque químico debe a dos efectos distintos: la superficie del material se remueve con una velocidad menor que en la zona dañada, de modo que el diámetro de la traza D y la longitud de la traza visible l , son el resultado de la diferencia entre las dos velocidades mencionadas es decir velocidad de remoción de masa y la velocidad de remoción del material a lo largo de la traza latente respectivamente $V_T.t$ y $V_B.t$, como se muestra en la Figura 3.11.

El desarrollo de la traza es análogo a la propagación de onda. De acuerdo al principio de Huygens, cada punto del frente de onda genera una onda esférica nueva.

En el caso de las trazas, se forma una semiesfera de radio $V_B \cdot t$ alrededor de cada punto de contacto con la superficie del detector, siendo t el tiempo de revelado químico. No obstante, en la dirección de la trayectoria de la partícula el desgaste del material ocurre a la velocidad V_T . Cabe resaltar que esta similitud es aceptable únicamente en una primera aproximación porque microfotografías de trazas de sección lateral indican una geometría de las paredes de la traza tratada curvada: convexa o cóncava dependiendo de la dirección de avance del proceso químico.

Nikezic y Yu (2004), han realizado cálculos en formación y crecimiento de trazas nucleares perpendiculares obteniendo los siguientes parámetros:

$$L = (V_T - V_B) t \quad (\text{ec. 3.3})$$

$$D = 2h \frac{V_T - V_B}{V_T + V_B} \quad (\text{ec. 3.4})$$

Tanto L como D se anulan cuando $V_T = V_B$. Es evidente que V_T debe ser mayor que V_B para garantizar la formación de la traza. Igualmente $V_T t$ debe ser menor que R , siendo R el rango o alcance de la partícula incidente en el material detector.

El ángulo θ depende de V_T y V_B , tal que si la superficie es removida a una tasa mayor que la componente normal de V_T , no se observa traza. Por el contrario, si V_T es mayor que V_B , se da un rango de valores para el ángulo θ donde se visualicen trazas. El valor límite del ángulo de inclinación de la traza para el cual ésta se hace visible, se designa como ángulo crítico θ_c .

El ángulo θ que se forma entre el eje de la trayectoria y la pared del cono es expresado de acuerdo a la expresión matemática dada por Fleischer (1975):

$$\theta_c = \arcsen \frac{V_B}{V_T} \quad (\text{ec. 3.5})$$

Aunque el ángulo de incidencia de la partícula es 90 grados con respecto a la superficie del detector pasivo, en muchas reacciones nucleares, hay evidencias experimentales que la radiación incidente puede venir en cualquier ángulo. Entonces en la interpretación se debe considerar su influencia en la formación de la traza así como en la eficiencia del grabado de la traza (Nikezic y Yu, 2004). Un ejemplo de

ello son las partículas alfa emitidas por el radón y sus hijas, así como la radiación proveniente de los rayos cósmicos.

Martín-Landrove¹, et al. (2012), proponen el uso de la teoría de capilaridad condensada para modelar desde una perspectiva física la formación de las trazas latentes, siendo los únicos en este ámbito, dado que hasta ahora solo existen descripciones fenomenológicas de este proceso. Concluyen que la condensación capilar juega un papel importante en la dinámica de la pista grabada y debe ser considerado con el fin de proporcionar una adecuada teoría de la evolución de la pista grabada, que puede obtenerse desde primeros principios.

En una primera aproximación donde se toma la pista latente como un cilindro con paredes rectas, la teoría propuesta es capaz de reproducir el perfil de la pista grabada y su evolución para partículas alfa.

CAPÍTULO IV

4. Fuente de neutrones de Californio 252 (^{252}Cf).

El Californio-252 es un isótopo radiactivo (artificial) que tiene diversos modos de decaimiento (principalmente fisión y decaimiento alfa), por cada uno de estos decaimientos, en promedio, el californio emite de tres a cuatro neutrones.

Con la finalidad de que los neutrones disminuyan su velocidad, hasta poder considerarlos "neutrones térmicos", los mismos se "termalizan" interponiendo en su paso barreras de elementos ligeros como la parafina y el grafito. La fuente de neutrones utilizada en la presente investigación es la del Grupo de Física de la USB, la cual sirve para actividades de investigación en las líneas de Dosimetría, Interacción de la Radiación con la Materia, Instrumentación Nuclear y Aplicaciones de Activación Neutrónica (a Ciencias de los Materiales, Arqueología, entre otras aplicaciones). La Figura 4.1. (Alvarado, 2008 y Sajo-Bohus et al, 2015), muestra la fuente de neutrones.



Figura 4.1. Vista de la *fuente de neutrones de la USB con el blindaje biológico externo.*

La descripción de la Fuente radioisotópica ^{252}Cf de la USB, fue realizada por Alvarado (2008), como sigue a continuación. El núclido transuránico ^{252}Cf de número atómico $Z=98$, es producido artificialmente y clasificado dentro de la tabla periódica como uno de los elementos más inestables y pesados.

Se caracteriza por decaer vía emisión alfa y fisión espontánea, y algunas de sus propiedades nucleares más importantes se muestran en la Tabla IV.I.

Tabla IV.I. Propiedades fundamentales de la fuente radioisotópica ^{252}Cf

Vida media efectiva	2,65 a
Vida media por fisión espontánea	85,5 a
Vida media por decaimiento alfa	2,73 a
Tasa de emisión de fotones gamma	$1,3 \times 10^7$ fotones/ μg
Energía media de neutrones	2,35 MeV
Tasa de emisión de neutrones	$2,34 \times 10^6$ n/s μg

Debido a que los neutrones emitidos durante la fisión espontánea del ^{252}Cf son neutrones rápidos con energías muy altas (2,4 MeV en promedio), suele colocarse un sistema de blindaje alrededor de la fuente. El sistema de blindaje que rodea la fuente de la USB cuenta con tres elementos:

Núcleo: el radioisótopo ^{252}Cf se encuentra en el interior de un recipiente de geometría cubica de plomo de 7 cm espesor para reducir la salida de la radiación gamma a niveles de dosis permitidos a los operadores de la fuente.

Moderador: está constituido por bloques de grafito de alta pureza de dimensiones 20 cm \times 20 cm \times 60 cm, formando un paralelepípedo de 80 cm \times 80 cm \times 60 cm. El grafito es una forma alotrópica del carbono, cuyos cristales poseen simetría hexagonal y consisten en capas o planos de átomos de carbono apilados paralelamente unos a otros. Es buen conductor de calor y es muy estable térmicamente. Por su parte, el carbono es un elemento de bajo número atómico y posee poca capacidad de capturar neutrones, de modo que al producirse colisiones elásticas entre los neutrones producidos por fisión y los átomos de carbono, los neutrones pierden energía hasta entrar en equilibrio térmico. Los bloques han sido donados por el AEKI – KFKI de Budapest, Hungría dentro de un proyecto de cooperación de la OIEA Vienna Austria, (Descrito en E. D. Greaves, L Sajo-Bohus, M. Manrique and C. DeArriba Radioisotope neutron activation analysis of cryolite-alumina solution. Acta Physica et Chimica Debrecina Hungría, Vol. 38-39 (2005) 175-183).

Blindaje biológico para neutrones: se cuenta con una protección externa de bloques de polietileno en la cara frontal del montaje y bloques de polietileno enriquecido con Li (7,5% de Li) en las caras laterales y superior del montaje.

El polietileno es un polímero químicamente inerte compuesto por largas cadenas de etileno o eteno (C_2H_4), tiene muy baja densidad y una reducida sección eficaz de captura de neutrones. Una manera de obtener protección más efectiva dentro del laboratorio, se logra añadiendo boro o litio al polietileno puro. Así, hay captura de radiación gamma que no provee el polietileno sólo.

Todos los bloques de polietileno son de 80 cm \times 10 cm \times 60 cm. Con este arreglo se busca reducir al máximo la fuga de neutrones, absorbiendo gran parte de los que han logrado escapar. La configuración de la celda neutrónica se muestra en las Figuras 4.2.a, 4.2.b y 4.2.c.

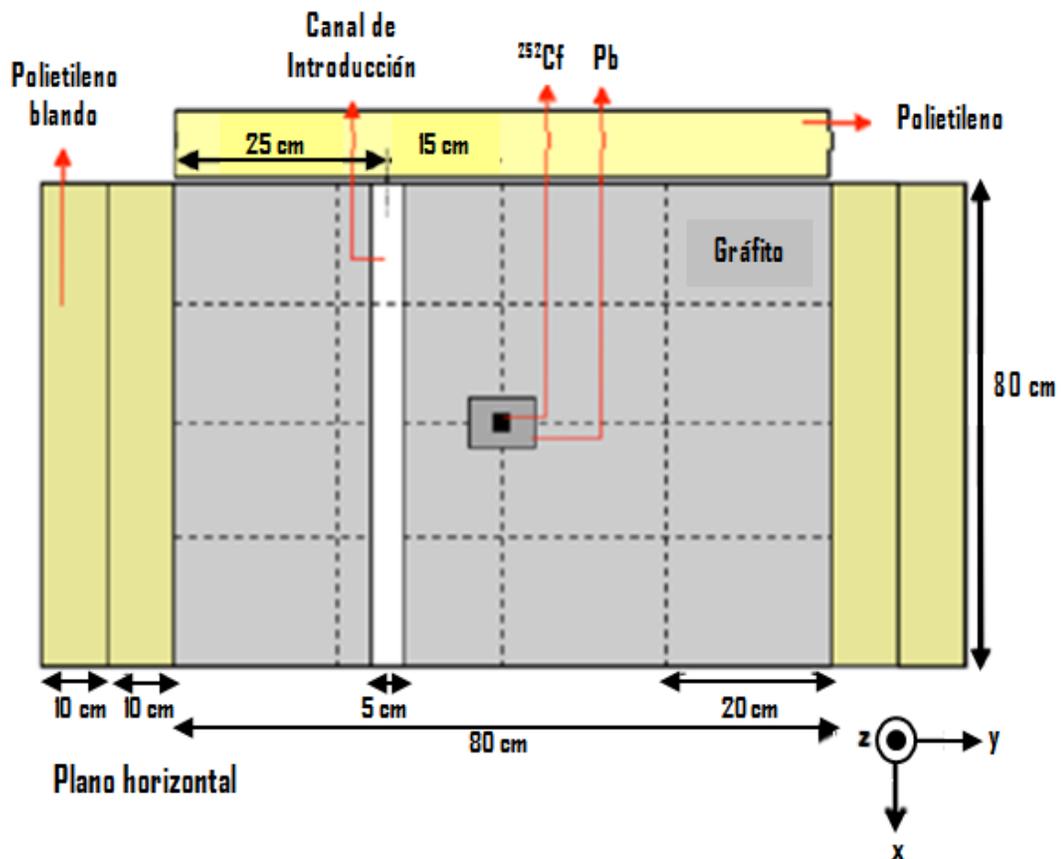


Figura 4.2.a. Disposición de la fuente ^{252}Cf dentro del Laboratorio de Física Nuclear de la USB vista desde el plano horizontal.

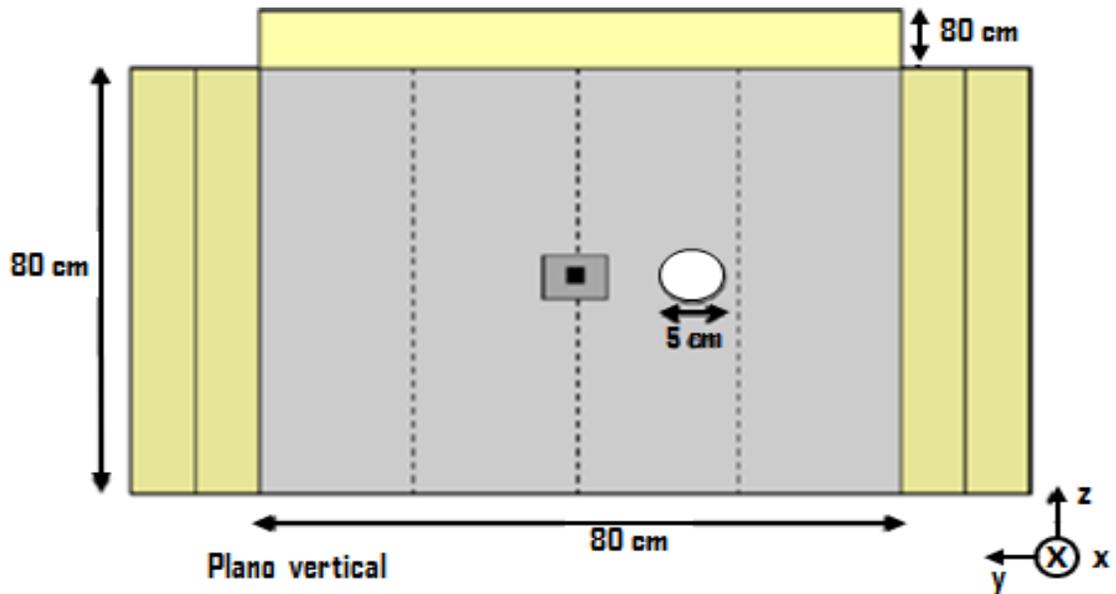


Figura 4.2.b. Disposición de la fuente ^{252}Cf dentro del Laboratorio de Física Nuclear de la USB vista desde el plano vertical.

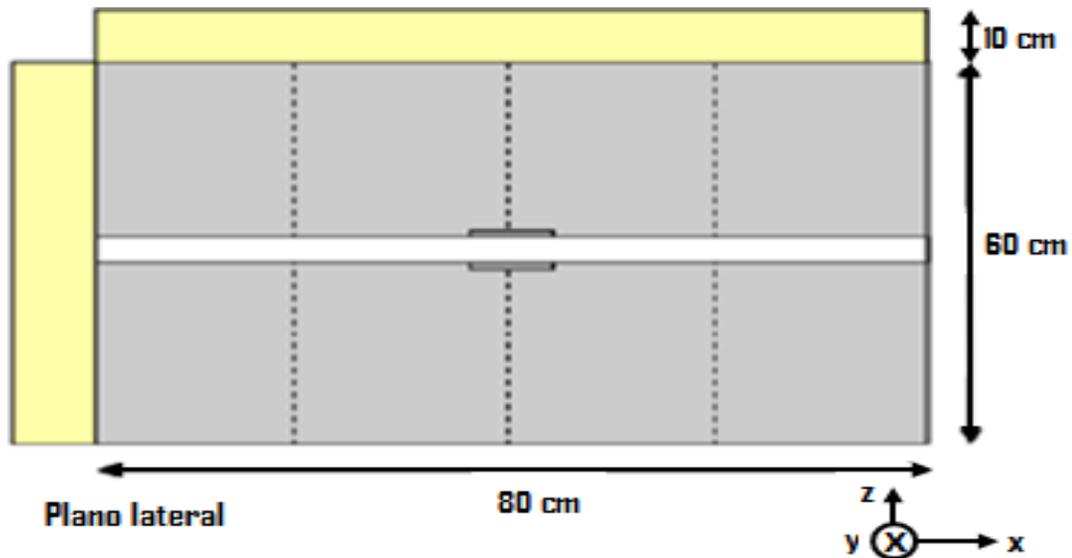


Figura 4.2.c. Disposición de la fuente ^{252}Cf dentro del Laboratorio de Física Nuclear de la USB vista desde el plano lateral.

La fuente dispone de una actividad de $\sim 4,87 \times 10^7$ n/s a la fecha de fabricación. Además, posee un peso neto de 20 μg y se encuentra electro-depositada sobre una lámina delgada de níquel de 1 mg/cm^2 doblemente encapsulada en acero inoxidable soldado.

4.1. Determinación de flujo de neutrones de la fuente radioisotópica ^{252}Cf por SSNTD.

Para fines dosimétricos es importante medir la concentración media de los emisores de partículas alfa, como lo es indirectamente la fuente radioisotópica ^{252}Cf de la USB cuando los detectores son recubiertos con ^{10}B (98%).

Para abordar este punto se aplicó el modelo empírico matemático de Fleischer (1980), citado por Fernández. La señal que se mide en los dosímetros de trazas reveladas es la densidad de trazas integrada, ρ (trazas. cm^2). Si la densidad de trazas es uniforme sobre la superficie del detector, esta señal se define como (Fleischer, 1980):

$$\rho = \frac{K}{\tau_r} \int_0^t C(t) dt \quad (\text{Ec. 4.1})$$

donde t , es el tiempo de decaimiento del ^{252}Cf (2.73 años), $C(t)$ es la concentración del ^{252}Cf en el tiempo y t es el tiempo de exposición. K denota la respuesta del dosímetro (coeficiente de calibración) y está definido por:

$$K = \frac{\tau_r}{C} \frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{A_0} \frac{d\rho}{dt} \quad (\text{Ec. 4.2})$$

donde A_0 es la concentración de la actividad del ^{252}Cf (Bq.m en el tiempo t , y $d\rho/dt$ es la tasa de producción de densidad de trazas (trazas.cm). La unidad de K es trazas.cm y normalmente se expresa con dimensión de longitud (cm). Se puede ver que 1 cm veces de trazas por decaimiento, del valor de K determinado geoméricamente, equivale a 3,6 trazas.m. Para un dosímetro del tipo de cámara de difusión con un tiempo de exposición largo ($t_e \gg 3$ h), la respuesta puede aproximarse de la siguiente manera:

$$K = \frac{\rho}{A_0 t_e} \quad (\text{Ec. 4.3})$$

donde el segmento A_0 denota la actividad media del ^{252}Cf .

A partir del número de trazas detectadas en la superficie de las películas de CR39TM por unidad de área se determinó la densidad de trazas inducidas por las partículas alfa:

$$\rho = \frac{\bar{A}_o t_s}{K} \quad (\text{Ec. 4.4})$$

Donde \bar{A} es la actividad promedio, t es el tiempo de irradiación de las películas CR39TM y K es el coeficiente de calibración de este detector, el cual se define a su vez como:

$$K = \frac{1}{S} \quad (\text{Ec. 4.5})$$

Donde S es la sensibilidad de las películas CR39TM.

El error de la densidad de trazas $\delta\rho$ se puede determinar mediante el modelo lineal generalizado al conteo de trazas, esta es una técnica de análisis de datos llamado regresión de Poisson. En un decaimiento radiactivo o creación de una traza, se puede tomar el error de la medida como su desviación estándar si y sólo si la medida es un número de eventos sobre un tiempo de observación dado en un detector.

La densidad de trazas es el número n de trazas contadas sobre la superficie del detector entre el área A_n del mismo, siendo su error:

$$\delta\rho = \frac{\bar{n}}{A_n} \quad (\text{Ec. 4.6})$$

De modo equivalente al proceso de reacción nuclear (n,α) efectuado en el boro se puede estimar mediante la siguiente ecuación:

$$\bar{A} = N\sigma\phi B \quad (\text{Ec. 4.7})$$

Siendo N la densidad de núcleos blancos para la reacción (n,α) , es decir, el número de núcleos de ^{10}B por unidad de volumen, σ la sección eficaz de captura de neutrones térmicos del ^{10}B , ϕ el flujo de neutrones de la fuente ^{252}Cf y B el coeficiente de intensidad de la reacción estudiada comprendido entre 0 y 1.

El flujo de neutrones transmitido a través de la capa de boro enriquecido en función de la distancia que recorre se atenuará de acuerdo a la ecuación:

$$I = I_0 e^{-\Sigma x} \quad (\text{Ec. 4.8})$$

Las intensidades I e I_0 son análogos a los flujos ϕ y ϕ_0 , Σ la sección eficaz macroscópica de captura de neutrones térmicos del boro enriquecido y x la distancia que atraviesa el flujo de neutrones en el H_3BO_3 en promedio es:

$$\bar{A} = N\sigma\phi_0 e^{-\Sigma x} B \quad (\text{Ec. 4.9})$$

Si se expresa en función de la densidad de trazas nucleares inducidas por las partículas alfa:

$$\rho = \frac{N\sigma\phi_0 e^{-\Sigma x} B t}{K} \quad (\text{Ec. 4.10})$$

El número de átomos se determina a través de:

$$N = \frac{\rho N_A}{W} f W \quad (\text{Ec. 4.11})$$

Donde ρ es la densidad del boro enriquecido, N_A el número de Avogadro, f la abundancia isotópica del ^{10}B en boro enriquecido y W el peso atómico del boro. Finalmente, se determina el flujo de neutrones de la fuente ^{252}Cf por medio de la ecuación:

$$\phi_0 = \frac{K\rho W}{\rho_B N_A f \sigma e^{-\Sigma x} B t} \quad (\text{Ec. 4.12})$$

Si ahora se consideran las trazas inducidas por las partículas alfa en los detectores cubiertos de cadmio, se llega a una ecuación semejante a la anterior:

$$\phi_{0Cd} = \frac{K_{\rho Cd} W}{\rho_B N_A f \sigma e^{-\Sigma x} B t} \quad (\text{Ec. 4.13})$$

Donde ρ_{Cd} es la densidad de trazas nucleares inducidas en los detectores cubiertos de cadmio. Se tiene que ϕ_{0Cd} es el flujo de neutrones epitérmicos provenientes de la fuente ^{252}Cf , pues al cubrir los detectores de trazas nucleares con láminas de cadmio este absorberá todos los neutrones térmicos dejando pasar todos los neutrones de energías mayores.

En consecuencia, el flujo de neutrones térmicos proveniente de la fuente radioisotópica ^{252}Cf es:

$$\phi_{nt} = \frac{KW(\rho - \rho_{Cd})}{\rho_{BN_A} f \sigma e^{-\Sigma_x Bt}} \quad (\text{Ec. 4.14})$$

Aquí, el peso atómico del boro es $W = 10,8 \pm 0,8$ uma, la densidad del boro es $\rho = 2,46 \text{ g/cm}^3$ y el número de Avogadro $N_A = 6,0223 \times 10^{23}$ átomos. La abundancia isotópica f del ^{10}B contenido en B enriquecido fue calculada el siguiente modo: en el boro enriquecido existe 98 % de ^{10}B , lo que implica una abundancia isotópica de 0,98 ($f = 0,98$).

El coeficiente de intensidad es $B = 0,94$ debido a que la reacción $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ estudiada en este trabajo corresponde al primer estado excitado del ^7Li que representa el 94% de todas las posibles reacciones. El tiempo de irradiación t fue de 3 meses para un total aproximado de $7,78 \times 10^6$ segundos.

Las densidades de trazas nucleares ρ y ρ_{Cd} fueron halladas experimentalmente después de recubrir totalmente el detector (CR39^{TM}) con boro y la mitad del mismo con una hoja delgada de cadmio (esta absorbe neutrones térmicos con una sección eficaz muy alta que es de 20600 barn).

La sección eficaz de captura de neutrones térmicos para la reacción $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ es $\sigma = 3843 \pm 3 \text{ b}$ (<http://www.nndc.bnl.gov/>).

A partir del número de trazas por unidad de área detectadas en la superficie de los detectores y el flujo de neutrones de la unidad irradiadora, se determinó el coeficiente de calibración, $5,5 \times 10^4$ neutrones/cm² por trazas/cm² considerando también los valores de eficiencia y sensibilidad reportados por Alvarado et al. (2008).

CAPÍTULO V

5. Materiales y Métodos

5.1 Metodología en la determinación del campo neutrónico.

Las irradiaciones preliminares con neutrones de los detectores se han realizado con una fuente radioisotópica de ^{252}Cf de fisión ($20\mu\text{Ci}$ para la fecha de envío). El campo de neutrones térmicos disponible dentro de la celda de irradiación se determinó por medio de un material detector (CR-39TM) con conversor de boro natural con ^{10}B 20% y ^{11}B 80%, siguiendo la metodología de; Alvarado (2010), con la modificación de utilizar un material conversor con una concentración del 98% de ^{10}B ; esta modificación en la metodología permite obtener unos resultados considerablemente mejores.

De hecho permitieron determinar la relación entre campo de neutrones térmicos y epitérmicos y disponer de una técnica de calibración para ser utilizada en los experimentos con LINAC utilizado en radioterapia. Estos fueron realizados con detectores pasivos de policarbonato (PADC – tipo CR-39TM de la Baryo Track, Fukubi Chemical Co. Ltd.), con un acelerador Varian Clinica IX Trilogy (Varian Medical Systems, Palo Alto, USA).

Las reacciones nucleares con fotoneutrones se pueden registrar únicamente por vía indirecta, en este caso utilizando reacciones nucleares con producción de partículas alfa; estas al interactuar con el material detector, registran por medio de trazas latentes la energía y masa de las partículas cargadas de elevado LET (Linear Energy Transference en unidades de $\text{keV}/\mu\text{m}$ o MeV/cm).

La fenomenología del registro de la partícula cargada se explica a través del comportamiento de la radiación alfa que tienen carga positiva. Esta al penetrar la materia atraen a su paso eléctricamente a los electrones cercanos, debido a interacciones coulombianas, produciendo ionización de estos átomos, perdiendo así

una pequeña fracción de su energía en cada ionización producida, frenándose gradualmente hasta llegar al reposo.

Cuando su velocidad ya se ha reducido de manera sensible, atrapan electrones del material y finalmente se detienen, así la densidad de ionización que inicialmente es relativamente pequeña al terminar el recorrido en la materia abruptamente aumenta al acumularse.

Las partículas alfa producen una ionización específica muy elevada, al perder la totalidad de su energía en un recorrido muy corto. En la Figura 5.1 se observa la medida de la ionización específica en función de la distancia recorrida, que viene dada gráficamente por la llamada Curva de Bragg.

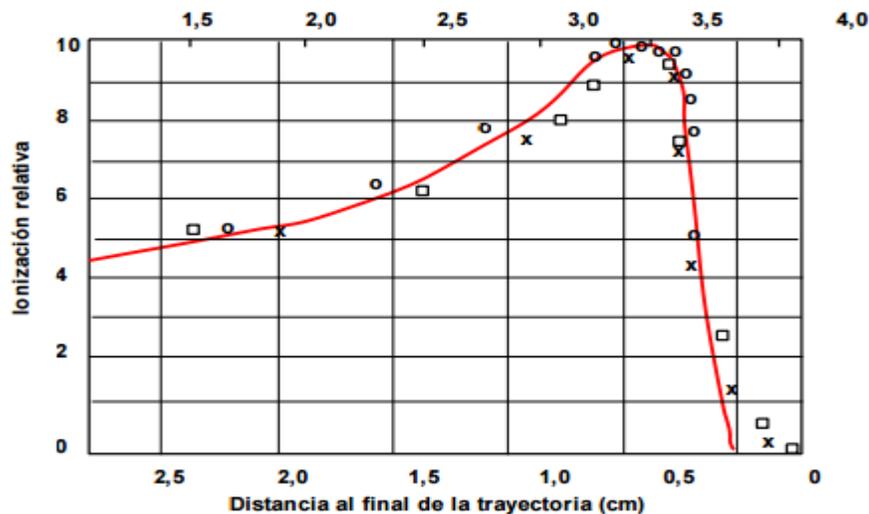


Figura 5.1. Ionización específica de una partícula única de alcance medio, en función de la distancia a la fuente y a la parte final de su trayectoria. http://casanchi.com/casanchi_2001/materia01.htm

El daño producido por la ionización es un proceso irreversible en el material, y aplicando un tratamiento químico con una solución de NaOH 6N, 70 °C es posible ampliar la traza. Esta se lleva a cabo con una velocidad $v = V_B / V_T$ de 5 micrómetros por hora. Empleando un tratamiento de algunas horas se observan trazas de 12–16 micrómetros), fácilmente visible bajo microscopio óptico de 10 x 20. En figura 5.2 de la próxima página se ilustran fotografías donde se observan de típicas densidades de trazas e histograma generado por el software MORFOL.

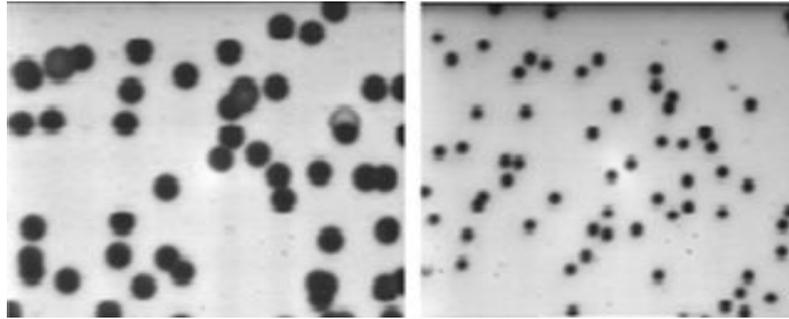


Figura 5.2. Fotografías típicas de densidades de trazas. El diámetro de la trazas es de $10\mu\text{m}$..

Para determinar la tasa de remoción de espesores unitarios del detector no expuesto a radiaciones se emplea la ecuación $V_B = \Delta h/t$, donde t es el tiempo de tratamiento químico; se requiere conocer el valor del Δh y siguiendo Palfalvi et al., 2011, se obtiene de la ecuación 5.1.

$$\Delta h = \frac{(m_1 - m_2)t_1}{2m_1(1+k)} \quad \text{Ec. 5.1}$$

donde m indica la masa del material detector antes y después del baño químico, k es el factor de corrección debido al efecto esquina, que se determina con la ecuación 5.2:

$$k = \frac{pt_1}{A} \quad \text{Ec. 5.2}$$

Aplicando las ecuaciones y utilizando los valores experimentales se obtiene que la velocidad de remoción de estratos de $1\mu\text{m}$ es de $V_B = 1,34 \pm 0,03\mu\text{m h}^{-1}$. Existe también una ecuación empírica (5.3) (Palfálvi et al., 2011):

$$\Delta h = 104,809 - 104,857 e^{-\text{dalfa}/131,117} \quad \text{Ec. 5.3}$$

La cual permite establecer, basado en los valores promedio de la apertura de la traza (diámetro en μm), el valor del espesor removido en $\mu\text{m h}^{-1}$. Esto es importante

cuando se esperan fluctuaciones en la temperatura del baño de tratamiento. La ecuación empírica se refiere a un tiempo de tratamiento químico de 6 horas para los detectores.

En la Figura 5.3 se reportan las trazas observadas bajo el microscopio, las trazas inducidas por partículas alfas de una fuente de polonio-210, para dos tiempos de tratamiento químico y en la pantalla la distribución de trazas en función del diámetro. Las trazas presentan una dispersión en los diámetros y por su puesto en la longitud de penetración en el PADC.

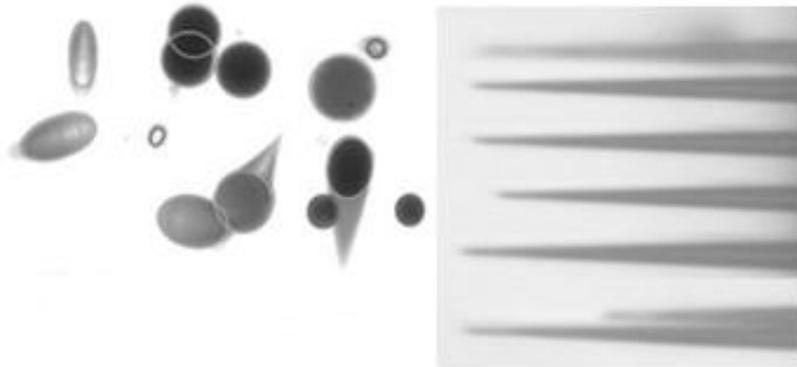


Figura 5.3. Ilustración de la dispersión del diámetro y longitud de penetración en los detectores PADC. Aadaptado de Palfálvi et al., 2011.

Las imágenes digitalizadas son obtenidas por una cámara CCD (inglés Charge-Couple Device, dispositivo de carga acoplada). Permite analizar la imagen digital de la cual se determina la densidad de trazas correspondiente al flujo neutrónico. El programa analizador de las imágenes digitalizadas es el MORFOL desarrollado en AEKI-KFKI, Budapest, Hungría (Palfálvi et al., 1997).

El software reportan los valores de diferentes parámetros geométricos como el diámetro las trazas si son circulares (para el caso de trazas oblongas trazas de menor diámetro (μm) y trazas de mayor diámetro (μm), área (μm^2), redondez, excentricidad. Igualmente lleva un registro del número total de trazas estudiadas por unidad de área.

En el detector se inducen trazas por partículas cargadas como se dijo antes por lo tanto, los neutrones se detectan por reacciones de dispersión (n,p) reacciones nucleares (n, α) que constituyen la mayoría de las probables reacciones nucleares.

Para lograrlo se emplea los átomos liviano existentes en el PADC y para la reacción (n,α) se utiliza el boro enriquecido al 98% en ^{10}B y se aprovecha su elevada sección eficaz para neutrones térmicos e inducir la producción de partículas alfa.

La partícula cargada que acompaña esta reacción, en el caso que disponga de una energía mayor del valor de umbral ($E > 200$ keV para las alfa y 500 keV para los protones) y un ángulo de incidencia mayor de 21 grados, induce la formación de la traza latente. Debido a que las trazas se forman bajo condiciones de revelado químico se requiere establecer la velocidad de remoción del material plástico.

La calibración se realiza utilizando un conjunto de detectores PADC con el fin de determinar la velocidad de remoción del material plástico. Los detectores antes de la exposición se someten a un tratamiento químico preliminar para eliminar el fondo debido a posibles trazas latentes formadas durante el almacenamiento (defecto de manufactura, presencia del gas radioactivo natural radón, entre otros) y disponer del valor del coeficiente de sensibilidad y el factor de calibración con menor incertidumbre.

Se realizan las irradiaciones de los detectores en los diferentes configuraciones de ensamblado a saber: el CR39TM solamente, el recubierto con una película delgada de ^{10}B sin y con cadmio, dentro y fuera del conjunto termalizador (grafito y parafina). Al someter los detectores a análisis se determinan los parámetros de mayor interés (perímetro y área de la traza, distribución según el tamaño, área del detector y por supuesto, la densidad de trazas inducidas por neutrones de todos los grupos energéticos con su desviación estándar.

Completado la calibración, se ensambla un conjunto de detectores para luego ubicarlos en puntos seleccionados de la sala de radioterapia y locales adyacentes, como se ilustra en la Figura 5.4.

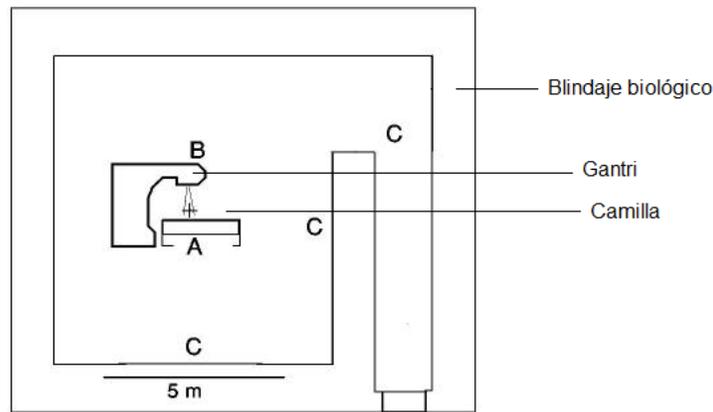


Figura 5.4. Esquema de principio de la sala de radioterapia indicando la posición del Linac B, la camilla A y los puntos inspeccionados C.

El tiempo de exposición en los locales mencionados fue tres meses; las mediciones se repiten en varias ocasiones para establecer cuáles son los valores en promedio más probables del gradiente del campo neutrónico térmico y epitérmico con menor incertidumbre.

Después de la exposición los detectores son procesados para su análisis en laboratorio. Un típico resultado en relación a la distribución del diámetro de las trazas se reportado en un histograma, como el ilustrado en la Figura 5.5, en la cual están indicados los valores del diámetro en promedio, la desviación estándar (SD), el parámetro que indica la falta de simetría y de cuanto se aleja de la distribución normal (kurtosis).

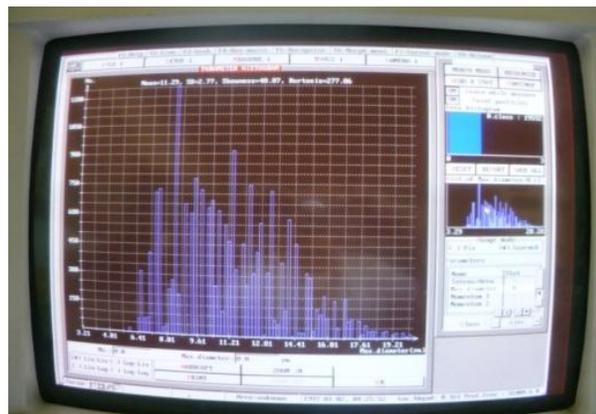


Figura 5.5. Pantalla que ilustra los datos relativos a las trazas detectadas y clasificadas en función del diámetro. Foto tomada por el autor.

En la Figura 5.6 se presentan los datos para el análisis e interpretación de la fenomenología bajo escrutinio. En la abscisa se indican los valores del diámetro de la traza correspondiente a los protones de retroceso y las alfas de la reacción mencionada.

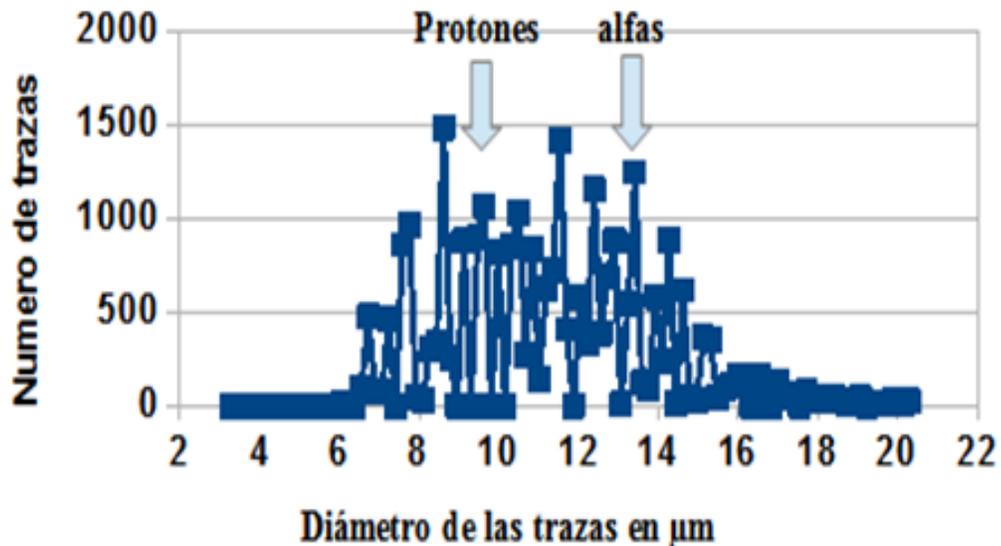


Figura 5.6. Histograma de los diámetros en (μm) ($\text{CR39}^{\text{TM}} + {}^{10}\text{B}$). Las flechas corresponden a las trazas inducidos por protones de retroceso (n,p) y las alfas de la reacción de conversión (n,α).

El programa de análisis clasifica las trazas tratadas en base a los valores del diámetro, áreas, tamaño, redondez, utilizando la posibilidad de “entrenar” el programa para reconocer como traza, solamente las que tienen características definidas por el operador. Los resultados obtenidos indican la presencia de trazas identificadas como protones de retroceso (n,p); de diámetro relativamente pequeño comparado con el registro dejado por las partículas alfa.

En la Figura 5.6 aparecen numerosos protones de retroceso y se interpretan debido al alto número de neutrones epitérmicos que interactúan con los núcleos de hidrogeno presente en el PADC. La separación en dos grupos de trazas por su tamaño son correspondientes a los ya mencionados protones y a las partículas alfas del convertidor de neutrones (${}^{10}\text{B}$).

Sajo Bohus y Greaves (1989), reportan caracterizaciones de haces de protones, deuterones y partículas alfa en la región de energía de 6 MeV/amu aprovechando el

potencial detector de trazas nucleares del CR39TM utilizando la técnica de microscopio electrónico.

En este estudio los investigadores, construyen histogramas a partir de parámetros geométricos medidos en CR39TM, después de ser irradiados con protones y partículas alfa en un ciclotrón; demostrando que es posible identificar claramente las trazas originadas por protones y partículas alfa. Asimismo destacan el potencial espectroscópico del material y sugieren su uso con propósitos de medidas dosimétricas.

A partir del número de trazas por unidad de área detectadas en la superficie de los detectores y el flujo de neutrones de la unidad irradiadora de referencia, se determinó el coeficiente de calibración, 5.5×10^4 neutrones/cm⁻² por trazas/cm⁻² considerando también los valores de eficiencia y sensibilidad reportados por Alvarado, 2008 y Kumara *et al.*, 2010.

CAPÍTULO VI

6. Resultados

En esta sección reportamos los resultados de las mediciones realizadas para determinar el campo neutrónico debido a los dos grupos de energías a saber: térmica y epitérmica o rápida. Los valores son determinados en base a la distribución de las áreas de las trazas y sus densidades relacionadas a las partículas alfa que son los productos de la reacción mencionada.

Repetimos que la metodología de presentación de los resultados se debe únicamente a las partículas alfa de la reacción boro (n,alfa) inducido por los neutrones que forman el campo neutrónico, con y sin filtro de cadmio. Es decir que a partir de la comparación de las distribuciones se determinan las intensidades de los grupos neutrónico rápido y térmico.

Tabla VI.I. Descripción de los detectores y grupos neutrónicos esperados.

Detector	Neutrones Térmicos	Neutrones Epitérmicos
CR39 TM	Inducen trazas de Protones + iones de retroceso	Inducen trazas Protones de retroceso
CR39 TM con ¹⁰ B	Inducen trazas de protones + iones + trazas alfa	Inducen trazas de protones Trazas alfa
CR39 TM con Cd	Filtrados (neutrones térmicos se absorben)	Inducen trazas de protones
CR39 TM con Cd + ¹⁰ B	Filtrados	Inducen trazas de protones Trazas alfa

La Figura 6.1. ilustra la imagen de la variedad trazas inducidas en detectores pasivos.

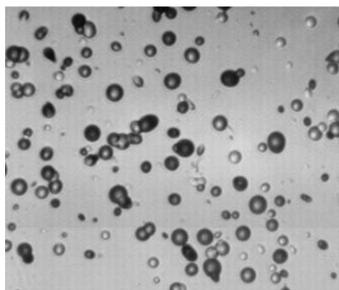


Figura 6.1. Imagen digitalizada correspondientes a las trazas inducidos por protones e iones pesados de retroceso y las alfas de la reacción de conversión (n,α) observada en el detector D11 (CR-39TM + ¹⁰B).

El programa de análisis MORFOL (AEKI Budapest Hungría) clasifica las trazas de la imagen digitalizada en base los valores del diámetro, áreas, tamaño, redondez, utilizando la posibilidad de “entrenar” el programa para reconocer como traza, solamente los que tienen características definidas por el operador. El programa genera también un informe sobre el número de trazas analizadas, el área unitaria visualizada por la cámara digitalizadora, el área total de las aperturas de las trazas indicado en μm^2 clasificados por tamaño y por su forma geométrica.

En la siguiente tabla se reportan los valores de las trazas analizadas con base a diferentes parámetros geométricos:

Tabla VI.II. Informe típico producido por el programa MORFOL.

Área [μm^2]-0.class, 8.60, 299.41, 100, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 7, 134, 144, 519, 624, 355, 662, 344, 678, 663, 338, 712, 707, 367, 718, 732, 377, 705, 347, 724, 711, 399, 690, 699, 340, 676, 604, 362, 688, 343, 722, 710, 355, 699, 676, 337, 665, 643, 317, 613, 292, 606, 510, 243, 480, 470, 235, 409, 357, 190, 303, 152, 282, 268, 108, 207, 146, 73, 154, 61, 96, 84, 55, 73, 57, 47, 68, 48, 22, 49, 17, 36, 20, 13, 23, 24, 5, 18, 22, 9, 6, 8, 18, 11, 3, 6, 2, 5, 2, 0, 1, 1,

Roundness-0.class, 0.98, 1.02, 100, 65, 0, 90, 0, 0, 35, 0, 51, 0, 0, 24, 0, 68, 0, 0, 48, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 141, 0, 0, 3, 0, 97, 0, 0, 100, 0, 63, 0, 0, 78, 0, 39, 0, 0, 0, 0, 70, 0, 0, 63, 0, 93, 0, 0, 26373

Eccentricity-0.class, 0.99, 1.31, 100, 0, 0, 0, 513, 0, 0, 796, 0, 0, 916, 0, 0, 844, 0, 0, 1212, 0, 0, 1549, 0, 0, 1580, 0, 0, 0, 1647, 0, 0, 1818, 0, 0, 1500, 0, 0, 1408, 0, 0, 1269, 0, 0, 1247, 0, 0, 1145, 0, 0, 1093, 0, 0, 0, 999, 0, 0, 857, 0, 0, 785, 0, 0, 732, 0, 0, 682, 0, 0, 693, 0, 0, 527, 0, 0, 508, 0, 0, 0, 414, 0, 0, 465, 0, 0, 451, 0, 0, 381, 0, 0, 335, 0, 0, 335, 0, 0, 273, 0, 0, 263, 0, 0, 0,

Max. Diameter [μm]-0.class, 3.29, 20.28, 100, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 19, 0, 0, 78, 375, 66, 63, 429, 0, 760, 795, 36, 27, 214, 338, 1292, 179, 0, 713, 0, 816, 969, 0, 768, 0, 779, 914, 278, 747, 119, 586, 660, 1371, 384, 0, 571, 348, 1149, 426, 736, 1007, 12, 627, 1429, 159, 114, 706, 269, 1258, 8, 1036, 40, 22, 642, 643, 75, 206, 230, 337, 204, 0, 351, 60, 0, 231, 140, 73, 0, 102, 32, 73, 45, 62, 29, 7, 55, 56, 1, 33, 48, 2, 33, 9, 30

Los primeros tres números indican: diámetro menor 3.29 diámetro mayor 20.28 y las divisiones de las trazas en 100 grupos de tamaño.

Típica información generada por el analizador de trazas

Identifier: 7873363

Operator: hatso, Laci

Note: neutron Trinidad

Total nb.of particles = 27564

Class Range Nb.of particles

0 8.60 - 299.41 μm 27564 (100.000 %)

1 171.83 - 178.84 μm 0 (0.000 %)

2 361.65 - 376.42 μm 0 (0.000 %)

Scanned área = 167133248.0 μm^2

Área of class 0 = 3148529.9 μm (1.884 %)

Área of class 1 = 0.0 μm (0.000 %)

Área of class 2 = 0.0 μm (0.000 %)

Total fractal área = 3148529.9 μm^2 (1.884 %)

Non-classified fractal área = 16260247.0 μm^2 (9.729 %)

Class Range Fractal área:

0 8.60 - 299.41 μm^2 100.00 %

1 171.83 - 178.84 μm^2 0.00 %

2 361.65 - 376.42 μm^2 0.00 %

Mean particle área = 114.2 μm^2

Trazas nucleares dejadas por protones de retroceso, partículas α , debido a los neutrones interactuando con ^{10}B en el detector CR-39TM, son observadas en la imagen digitalizada que aparece en la Figura 6.2. que sigue:

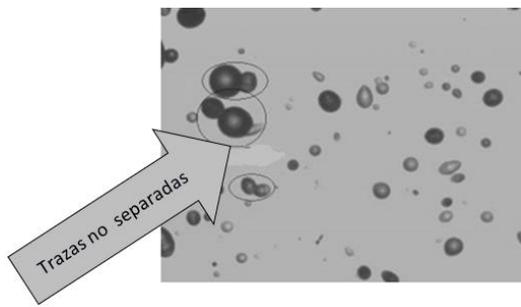


Figura 6.2. Imagen digitalizada de trazas nucleares dejadas por los protones y iones de retroceso además de las partículas α , debido a los neutrones de un amplio espectro energético que son registrados después de interactuar con boro y $CR-39^{TM}$.

De fotogramas similares se derivan valores de los parámetros mencionados que luego se resumen en una tabla y en un histograma como sigue:

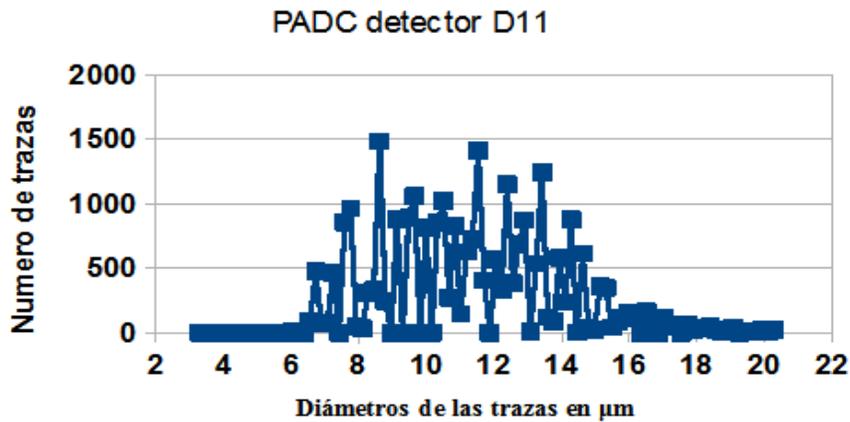


Gráfico 6.1. Histograma de los diámetros en (μm D11 ($CR-39^{TM} + {}^{10}B$) correspondientes a las trazas inducidos por protones e iones pesados de retroceso y las alfa de la reacción de conversión (n, α).

Interpretación grafica de la metodología de la distribución diferencial.

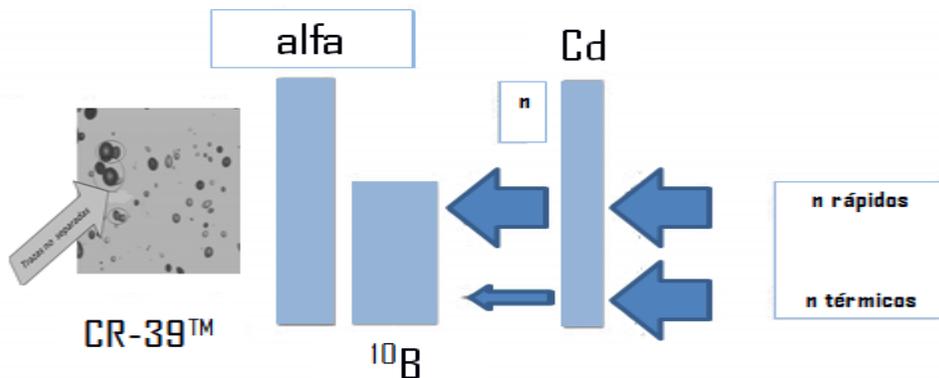


Figura 6.3. Representación artística de la metodología empleada en las mediciones.

La figura 6.3. ilustra esquemáticamente como el Cd filtra los neutrones térmicos del espectro incidente (la flecha delgada indica que el número de neutrones que posiblemente atraviesan la lámina de cadmio es despreciable). Los neutrones rápidos interactúan con el boro que al absorber el neutrón se excita y experimenta una fisión del núcleo en dos partes con emisión de una cantidad de energía gamma como se ha visto anteriormente. Las partículas alfa son registradas como círculos de diferentes tamaños alrededor de un valor promedio siguiendo una distribución del tipo de Gauss.

El espesor de la película de ^{10}B en este caso es importante pero no determinante; si no es muy delgada y uniforme las partículas alfa de los estratos más lejanos a la superficie del detector sufren auto absorción y la mayoría no dispone de suficiente energía cinética para inducir una traza latente es decir están por debajo de la energía de umbral de los 200 keV de energía y por ende no pueden ser contabilizada como traza visible. La consecuencia es una mayor dispersión en los tamaños de las trazas. Si la película del conversor es delgada y uniforme, algunos micrones, entonces tendremos un número mayor de partículas alfa registradas con la máxima energía de $\sim 1.65\text{ MeV}$.

El caso ideal es la formación de trazas muy regulares circulares con una dispersión despreciable como se ilustra en las dos imágenes que a continuación se encuentran en la Figura 6.4.:

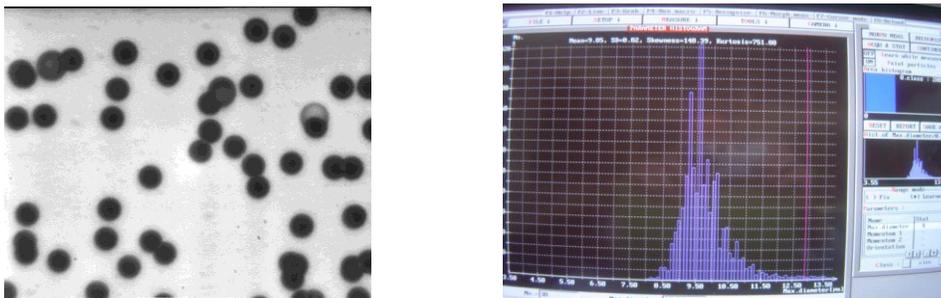


Figura 6.4. Imagen digitalizada de trazas alfas y su representación en un histograma. La dispersión hacia la derecha del histograma se debe a que se contabilizan las trazas sobrepuestas como si fuera una sola partícula. La fuente utilizada ^{210}Po , es cortesía de Palfalvi (AEKI-Hungría).

La distribución de las trazas de protones debida al campo de neutrones (neutrones rápidos y térmicos), se indica en el siguiente gráfico:

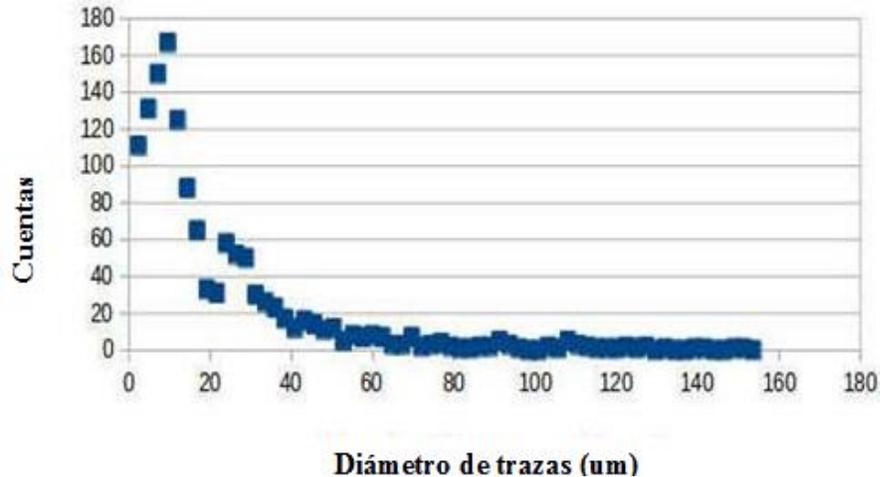


Gráfico 6.2. *Distribución de las trazas correspondiente a los neutrones rápidos y térmicos de dispersión (n,p).*

La distribución del diámetro de las trazas en el detector D11, que se reporta en el gráfico 6.2. representa el conjunto de trazas nucleares inducidas en el detector CR-39TM debido a los neutrones rápidos y térmicos, con recubrimientos de boro. Por lo tanto, la información en el gráfico representa la distribución de los valores del diámetro de las trazas debido a los protones y núcleos más pesados de retroceso. Dada la dispersión, no se evidencia directamente la presencia de los dos picos característicos como era de esperarse de las partículas que los indujeron: protones e ion pesados de retroceso.

Pero es posible una separación de los dos grupos de neutrones que inducen las trazas, en cuanto esperamos un resultado bimodal con un primer máximo alrededor de 10 micras (protones) y un segundo alrededor de 14 micras (alfa) utilizando el método del conversor de boro y tiempos diferentes de tratamiento químico.

El método consiste en obtener por diferencia entre la distribución de trazas observadas en el detector desnudo, es decir solamente CR-39TM recubierto con boro y el detector CR-39TM recubierto con boro y cadmio para obtener la distribución de trazas de interés en esta investigación.

Al efectuar esta sustracción la distribución obtenida con los detectores recubierto de boro y cadmio observamos trazas debido a las partículas alfa. En el gráfico siguiente podemos observar claramente dos picos es decir la distribución bimodal esperada de las trazas:

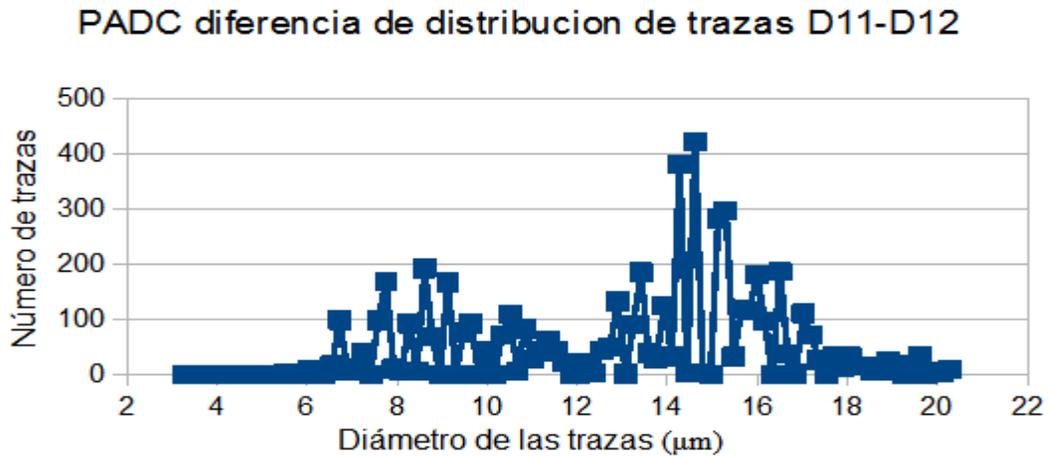


Gráfico 6.3. Resultados del proceso de sustracción de distribución de trazas. Los máximos corresponden a los diámetros de protones y de las partículas alfas respectivamente.

Los detectores se han posicionados en pares, (cinco detectores con convertidor de boro y cinco más con recubrimiento de cadmio), sobre las paredes internas del búnker, en la cercanía del acelerador y otros más lejos es decir algunos metros del acelerador. El conjunto de los resultados tratados según la descripción mencionada se reportan en los gráficos siguientes:

D31-D32

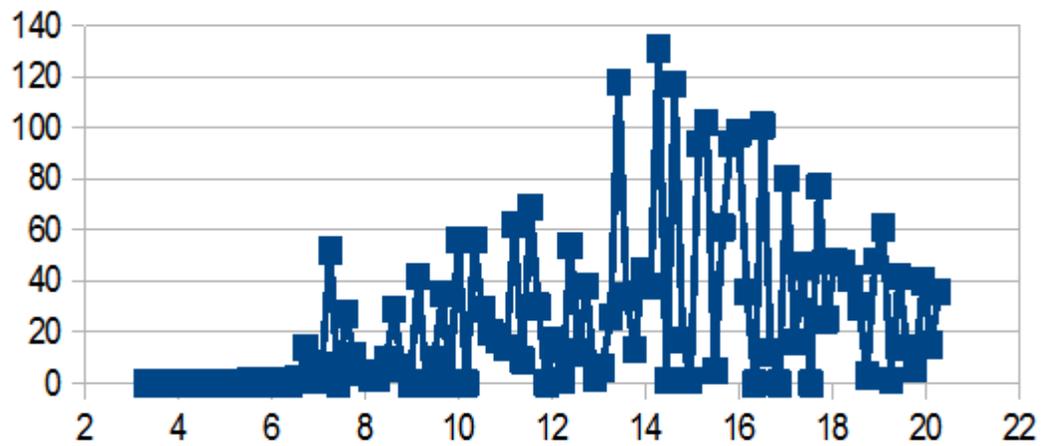


Gráfico 6.4. Distribución de los diámetros en (μm) con el detector posicionado en un lugar más lejano del acelerador.

D52-D51

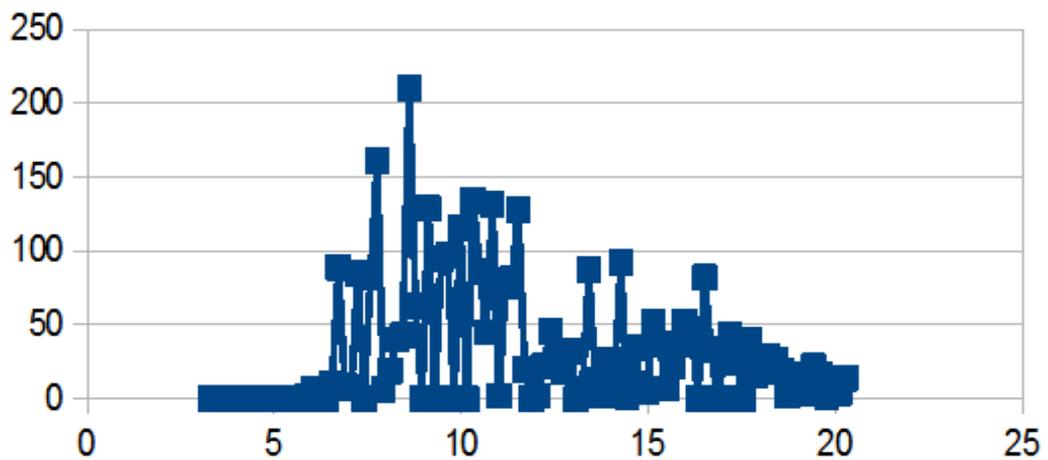


Gráfico 6.5. Distribución de los diámetros con el detector posicionado en un lugar más cercano al acelerador.

D42-D41

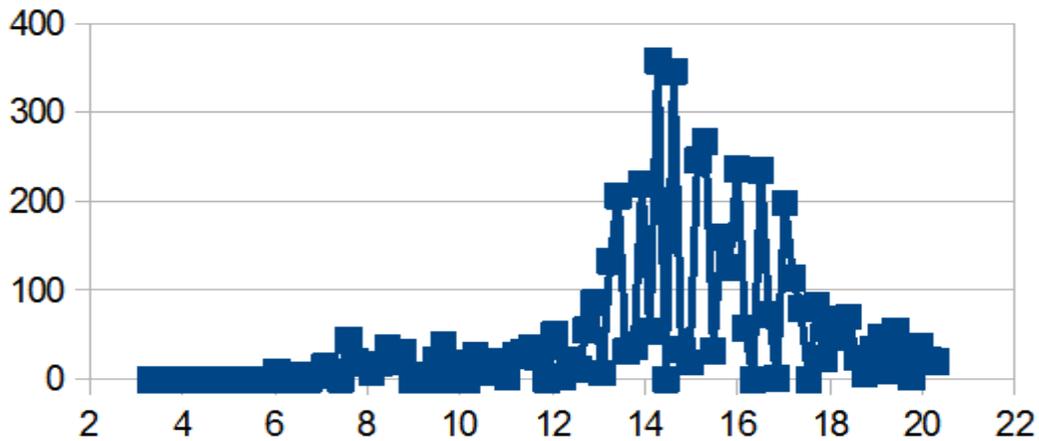


Gráfico 6.6. *Distribución de los diámetros con el detector posicionado en un lugar donde el campo de los neutrones térmicos es más intenso.*

Del gráfico 6.4. al gráfico 6.6., se observa que existe en un lado del detector pasivo un número mayor o menor de trazas, indicando que las tasas de reacciones (n , α) son mayores en las zonas donde el número de neutrones térmicos se incrementa. Este efecto es evidenciado con diferentes intensidades en los gráficos anteriores; pero con mayor énfasis en el gráfico 6.6., Siendo la de mayor interés por caracterizar el lugar donde los neutrones experimentaron mayor porcentaje del proceso de termalización.

En el caso del gráfico 6.4., la región de las trazas de menor diámetro son casi 2,5 veces más frecuentes comparada con las de mayor diámetro. En referencia a los parámetros del análisis, se destaca que el número total de trazas analizadas en promedio es de 22.980 ± 152 y el área en promedio es de $111.5 \pm 10.6 \mu\text{m}$. Se reporta en subsiguiente página la Tabla 6.III. con algunos valores obtenidos del análisis de las trazas nucleares.

Tabla VI.III. Datos relacionados al análisis de las trazas nucleares.

PADC-CR39	Diámetro (μm)	SD; Skew; Kurtosis	Densidad tr cm^{-2}	Neutrones por cm^2/s [$\times 10^6$]
D-11	11,21	2,55; 36,57; 284,56	32,1	1,76
D-12	NA	NA	37,9	2,08
D-21	11,99	2,79; 17,81; 246,2	49,5	2,07
D-22	11,29	2,77; 48,87; 277,08	37,6	2,72
D-31	12,33	3,25; 28,64; 239,7	34,0	1,88
D-32	12,01	3,17; 37,62; 239,7	39,2	2,16
D-41	11,34	2,74; 53,18; 301,92	31,8	2,24
D-42	11,96	2,99; 32,63; 251,90	40,8	1,75
D-51	11,61	290; 40,77; 261,69	47,9	2,70
D-52	12,11	3,02; 25,79; 242,99	49,0	2,64

La diferencia entre los valores de la densidad de trazas de los detectores varía entre 1,08 y 11,88 trazas cm^{-2} , se debe a la presencia del recubrimiento del boro enriquecido (entre 2 y 22 %).

Al estimar la intensidad del campo neutrónico para determinar valores de dosis adicional al paciente empleando detectores pasivos de carbonato de polialil diglicol (PADC–tipo CR-39TM) los resultados demuestran que existe una contribución no despreciable a la dosis absorbida por el paciente debido a los fotoneutrones que en un 78% son atribuibles a los neutrones epitérmicos.

Utilizando la equivalencia de 1,2 trazas por mSv se obtiene una dosis para neutrones epitérmicos de 27 mSv en los puntos seleccionados del bunker a una distancia de algunos metros del cabezal del acelerador. Este valor es comparable con

el valor promedio de dosis por neutrones determinado por Al-Othmany et al. (2010), en el cabezal del acelerador y las paredes internas de una sala con similares características a la utilizada en este trabajo.

Se deduce que la densidad de las trazas correspondientes a las partículas alfa de las reacciones del boro varía en un 18 %, dependiendo de la ubicación en la sala durante la operación del acelerador. Esto se interpreta en base a las diferentes propiedades de los materiales estructurales y del entorno en las cuales el neutrón difunde.

El valor Q determinado en este trabajo es $3.6 \times 10^{10} \text{ n cm}^{-2}$ por Gy (a 15MV), es comparable con el reportado por Followill et al. (2003), ($96 \times 10^{10} \text{ n cm}^{-2}$ por Gy; a 18 MV del haz); es de notar que el valor Q aumenta con la energía del haz, a paridad de diseño del Linac. Por último, se destaca que la carga de trabajo 400 Gy/semana induce una dosis adicional de 0.024 mSv/semana al paciente en tratamiento.

La dosis adicional debido a los fotoneutrones por tratamiento se estima entre 2 y 4 mSv. Los valores recomendados por las normas en medicina nuclear (Bethesda, 1993), son superiores a los valores obtenidos en este estudio; en consecuencia se estima que solamente un 0.2 % de los pacientes tratados pueden desarrollar cáncer secundario, en oposición al valor 10 %, estimado por Hall et al. (2008).

CAPÍTULO VII

7. Discusión y conclusiones.

Las investigaciones en el campo de la dosimetría de neutrones llevan a indicar que la producción de neutrones como consecuencia de las reacciones fotonucleares en el cabezal y otros componentes de los Linac (blanco, filtro de aplanado y colimador) están ampliamente documentadas y su contribución a la dosis no deseada recibida por el paciente como consecuencia de su tratamiento no es despreciable.

Por ello es importante determinar las dosis de neutrones recibidos; medidas no insustancial que requieren el realizar estimaciones, fundamentalmente con simulaciones Monte Carlo o mediante procesos pasivos o activos de detección neutrónica.

Por esta razón, el trabajo desarrollado en esta investigación se enmarcó dentro del campo de control dosimétrico de los fotoneutrones en la sala de radioterapia, empleando detectores pasivos para realizar medidas neutrónicas en el Linac.

El principal objetivo fue el desarrollo de una metodología fiable para la estimación de la dosis debida a la presencia de neutrones en tratamientos de radioterapia, así como establecer una metodología de mediciones de neutrones térmicos y epitérmicos por medio de detectores pasivos tipo CR39TM a aceleradores lineales Linac y a partir de ellas determinar la relación entre los dos grupos de energía de los neutrones, las posiciones de mayores intensidades del flujo neutrónico y su contribución de dosis adicional al paciente.

Todas las lecturas de los detectores CR39TM registran trazas de protones y de partículas alfa, inducidas por la presencia de neutrones térmicos y epitérmicos, tanto de forma directa como por los dispersos. Las pruebas realizadas con los CR39^{MT} muestran una desviación estándar relativa en promedio menor al 3 %; mediciones que

permiten emplearlos como detector confiables para la detección de partículas portadoras de cargas positivas.

Los histogramas construidos a partir de las medidas de los diámetros de las trazas tomadas en los detectores reflejan: que los más pequeños son originados por núcleos de hidrogeno de retroceso, con picos alrededor de 8 micrómetros y los provocados por las partículas alfa inducidas, con picos más grandes alrededor de 14 micrómetros. Estas por sus características geométricas, se relacionan con los protones de retroceso (n,p) y a los productos de las reacciones (n,alfa).

Asimismo, se deriva de los histogramas que la densidad de las trazas correspondientes a las reacciones (n,alfa) presentan pocas variaciones, dependiendo de la ubicación en la sala durante la operación del Linac. Esto se interpreta en base las diferentes propiedades de los materiales estructurales y del entorno.

Es importante resaltar que el valor Q determinado para el Linac fue de 1.8×10^{10} n cm⁻² por Gy (a 15 MV), comparable al reportado por Followill et al. (2003), (96×10^{10} n cm⁻² por Gy; a 18 MV del haz). Es de notar que el valor Q aumenta con la energía del haz, a paridad del diseño del Linac. Por último, se destaca que el sistema instalado en la sala de radioterapia cumple con las normas internacionalmente aceptadas. En consecuencia se estima que solamente un 0.2 % de los pacientes tratados puedan padecer cáncer secundario, en oposición al valor estimado por Hall et al. (2008), (10 %).

Los resultados demuestran que existe una contribución no despreciable de la dosis absorbida por el paciente debido a los fotoneutrones que en un 78 % son atribuibles a los neutrones epitérmicos.

En conclusión, se observó que el campo neutrónico es más intenso en el cabezal del generador, lo cual concuerda con los resultados obtenidos por Jao-Perg et al. (2001), quienes reportaron que la dosis equivalente de neutrones disminuía con el incremento de la distancia al isocentro, usando detectores de burbujas. También son congruentes con los resultados obtenidos por Vega-Carrillo y et al. (2007), y los reportados por Zabihinpoor y Hasheminia (2011), logrados de manera simulada como experimentalmente.

Otro resultado derivado del estudio indica que los neutrones térmicos ocupan una fracción que varía entre el 2 % y 26 % de todos los fotoneutrones generados; en consecuencia, el campo neutrónico epitérmicos constituye la mayor componente de fotoneutrones medidos. Se interpreta este resultado dado que el factor de difusión y de termalización de los materiales del entorno de la fuente es relativamente pequeño.

CAPÍTULO VIII

8. Conclusiones y recomendaciones

A consecuencia del elevado número de fotoneutrones se genera un campo de radiación no deseado cuando los fotones de alta energía interactúan con distintos componentes del gantry presentes en salas de radioterapia durante el tratamiento con Linac que operan con voltajes mayores a los 10 MV; que requiere del control preciso de la contaminación producida por los fotoneutrones en el campo de tratamiento y en la sala mediante mediciones dosimétricas.

Como alternativa viable para atender a esta necesidad se implementó un sistema de detectores pasivo de medida de la fluencia de neutrones térmicos y epitérmicos dentro de la sala de radioterapia basado en la producción de trazas nucleares en películas de policarbonato de dialildietilenglicol o CR39TM.

Este material presenta gran resistencia a la abrasión y al calor, dado que se puede usar continuamente a temperaturas de hasta 100° C y durante una hora a 130° C.

Así el estudio centro sus objetivos en la estimación de la dosis debida a la presencia de neutrones en tratamientos de radioterapia para establecer una metodología de mediciones de fluencia de neutrones térmicos y epitérmicos por medio de detectores pasivos tipo CR39TM en Linac para posteriormente determinar la relación entre los dos grupos de energía de los neutrones, las posiciones de mayores intensidades del flujo neutrónico y su contribución de dosis adicional al paciente.

Una vez desarrollado el procedimiento de producción de trazas en las películas de los detectores CR39TM y obtenidos los resultados se concluye:

En atención a las características excepcionales del CR39TM en términos de resolución espacial y desde el punto energético queda demostrado que este material ofrece confiabilidad como sistema dosimétrico indirecto de campo neutrónico al ser sensibles a la presencia de núcleos de hidrogeno desde 1 MeV.

También tiene la capacidad de registrar daño local de eventos individuales y su insensibilidad a la luz visible, a las radiaciones beta y gamma que lo caracteriza para realizar dosimetría indirecta de neutrones.

Al determinar la relación entre los dos grupos de energía de los neutrones, las posiciones de mayores intensidades del flujo neutrónico y su contribución a la dosis adicional al paciente, los resultados demuestran que existe una contribución no despreciable a la dosis absorbida por el paciente debido a los fotoneutrones que en un 78 % son atribuibles a los neutrones epitérmicos.

Utilizando la equivalencia de 1,2 trazas por mSv se obtiene una dosis para neutrones epitérmicos de 27 mSv en los puntos seleccionados del bunker a una distancia de algunos metros del cabezal del Linac.

Se concluye que la densidad de las trazas correspondientes a las partículas alfa de las reacciones del Boro enriquecido varía hasta en un 18 %, dependiendo de la ubicación en la sala durante la operación del Linac. Esto se interpreta en base a las diferentes propiedades de los materiales estructurales y del entorno en las cuales el neutrón difunde.

Referencias

- Al- Mustansiriya J. Sci. Vol. 20, No 3, 2009. 83. Relationship between the Energy of Alpha Particle and the Geometrical Parameters of Alpha Particle Track on Cr-39 Nuclear Track Detector. Artículo publicado por Murtadha F. Sultan. Physics Department, College of Science, Al Mustansiriyah University. <http://www.iasj.net/iasj?func=fulltext&aId=78752>.
- Alvarado, R. (2008). Aplicación de detectores pasivos y activación neutrónica en la detección de neutrones térmicos y epitérmicos. Proyecto de grado Presentado ante la Ilustre Universidad Simón Bolívar.
- Alvarado, R., Palacios, D., Sajo-Bohus, L., Greaves, E., Barros, H., Nemeth, P., & Goncalves, I. F. (2010). Neutron flux characterization using LR-115 NTD and binary glass metal as converter. *Revista Mexicana de Física*.
- Apel, P. Y., Behar, M., Fink, D., Hnatowicz, V., & Papaléo, R. M. (2004). *Fundamentals of Ion-Irradiated Polymers* (Doctoral dissertation, Ed. D. Fink), Springer, Berlin, Germany).
- Awschalom, M., & Sanna, R. S. (1983). Applications of Bonner sphere detectors in neutron field dosimetry.
- Bernier, J., Hall, E.J. y Giaccia, A. (2004) Radiation oncology: a century of achievements. *Nature Reviews- Cancer*.
- Bohus, L. S., & Greaves, E. D. (1989). Low-beam-current profile monitoring and track formation in SSNTD CR-39. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part D. Nuclear Tracks and Radiation Measurements*.
- Brinkman, J.A. (1956). Production of Atomic Displacements by High Energy Particles, *American Journal of Physics*.
- Cairns, R.A., Harris, I.S. y Mak, T.W. (2011) Regulation of cancer cell metabolism. *Nature Reviews- Cancer*.
- Castellanos ME (2006) Las nuevas tecnologías: necesidades y retos en radioterapia en América Latina. *Revista Panamericana de Salud Pública*.
- Castro, J.R., Linstadt, D.E., Bahary, J.P., Petti, P.L., Daftari, I., Collier, M., Gutin, P.H., Gauger, G. y Phillips, T.L. (1994) Experience in Charged Particle Irradiation of Tumors of Skull Base: 1977-1992. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*.

- Combs, S.E., Habermehl, D., Kessel, K., Bergmann, F., Werner, J., Brecht, I., Schirmacher, P., Jäger, D., Büchler, M.W. y Debus, J. (2013) Intensity modulated radiotherapy as neoadjuvant chemoradiation for the treatment of Siang Onkologie.
- D. S. Followill, M. S. Stovall, S. F. Kry, Geoffrey S. Ibbott. Neutron source strength measurements for Varian, Siemens, Elekta, and General Electric linear accelerators. *J.App. Clinical Med. Phys.*
- D'Errico, F., Nath, R., Tana, L., Curzio, G. y Alberts, G.W. (1998) In-phantom dosimetry and spectrometry of photoneutrons from an 18 MV linear accelerator. *Medical Physics.*
- Demizu, Y., Fujii, O., Iwata, H. y Fuwa, N. (2014) Carbon Ion Therapy For Early-Stage Non-Small-Cell Lung Cancer. *BioMed Research International.*
- Domingo, C., García-Fusté, M.J., Morales, E., Amgarou, K., Terrón, J.A., Roselló, J., Brualla, L. (2010) Neutron spectrometry and determination of neutron ambient dose equivalents in different LINAC radiotherapy rooms. *Radiation Measurements.*
- Dörschel, B., Hermsdorf, D., Kadner, K., & Starke, S. (2002). Variation of the track etch rate along the trajectories of light ions in CR-39.
- Dunford, C. L. (2006). Brookhaven National Laboratory. SIGMA, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory.
- Eary, J.F. (1999) Nuclear Medicine in Cancer Diagnosis. *Lancet*, 354:853-857. [energia_nuclear.php](#).
- Espinosa, G. (1994). Trazas nucleares en sólidos. Universidad Nacional Autónoma de México.
- Espinosa, G., Golzarri, J. I., Fragoso, R., Vazquez-Lopez, C., Saad, A. F., El-Namrouy, A. A., & Fujii, M. (2012). Ageing effects on polymeric track detectors: studies of etched tracks at nanosize scale using atomic force microscope. *Revista mexicana de física.*
- Fleischer, R. L., Price, P. B., & Walker, R. M. (1975). Nuclear tracks in solids: principles and applications. Univ of California Press.
- Furnari, J. C. (2012). Estudio de reacciones nucleares inducidas por neutrones sobre germanio. Determinación, trazabilidad y aplicaciones de los datos nucleares (Doctoral dissertation, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires).

- Greaves, E. D., Sajo-Bohus, L., Manrique, M., & DeArriba, C. (2005). Radioisotope neutron activation analysis of cryolite-alumina solution. *Acta Physica et Chimica Debrecina*, 38-39.
- Greenhalgh, T. y Symonds, P. (2014) Principles of chemotherapy and radiotherapy. *Obstetrics, Gynaecology and Reproductive Medicine*, 24:259-265.
- Hanahan, D. y Weinberg, R.A. (2000) The Hallmarks of Cancer. *Cell*.
- Hanahan, D. y Weinberg, R.A. (2011) Hallmarks of Cancer: The Next Generation. *Cell*.
- Herranz, E., Herraiz, J.L., Vicente, E., España, S., Cal-González, J., Udías, J.M. (2008) Hadronterapia. I Encuentro Complutense para la Divulgación en Física Nuclear y de Partículas.
- J. K. Pálfalvi, L. Sajó-Bohus, J. Szabó, J. Pálfalvi Jr. Study on etching of PADC track etch detector by an alpha source. Presented at the 25th- ICNT in Solids, Sept. 4-9, (2011), Puebla Mexico. <http://www.fisica.unam.mx/ints/25thICNTS-2011/home.php>.
- J. Palfalvi, I. Eordogh, K. Szasz, L. Sajo-Bohus. (1997). New generation image analyzer for evaluating SSNTDs. *Radiat. Meas.* 28, 849-852.
- J.K. Palfalvi, L. Sajo-Bohus, M. Balasko, I. Balashazy. (2001). Neutron field mapping and dosimetry by CR-39 for radiography and other applications. *Radiation Measurements*.
- Jaradat, A.K. y Biggs, P.J. (2008) Measurement of the neutron leakage from a dedicated intraoperative radiation therapy electron, *Medical Physics*, 35:1171-1178.
- Kim, H.S., Park, Y.H., Koo, B.C., Kwon, J.W., Lee, J.S., Choi, H.S. (2007) Evaluation of the photoneutron field produced in a medical linear accelerator, *Radiation Protection Dosimetry*, 123: 323-328.
- Konefał, A., Polaczek-Grelik, K., & Zipper, W. (2008). Undesirable nuclear reactions and induced radioactivity as a result of the use of the high-energy therapeutic beams generated by medical linacs. *Radiation protection dosimetry*, 128(2), 133-145.
- Larcher, A. M., Bonet Durán, S. M., & Lerner, A. M. (2000). Dosis ocupacional debida a neutrones en aceleradores lineales de uso médico. *Autoridad Regulatoria Nuclear Argentina, Buenos Aires*.

- Lenox, A.J. (2001) Accelerators for cancer therapy. *Radiation Physics and Chemistry* 61: 223- 226.
- Lozares, S., Mañeru, F., y Pellejero, S. (2009) Radioterapia con partículas pesadas. *Anales del Sistema Sanitario de Navarra*, 32 (Supl. 2): 85-95.
- Martín-Landrove, R., Sajo-Bohus, L., & Palacios, D. (2013). Nuclear track evolution by capillary condensation during etching in SSNT detectors.
- Molinari, A. J. (2013). Captura neutrónica en boro (BNCT) para el tratamiento del cáncer bucal: desarrollo de nuevas modalidades de BNCT, evaluación de su radiobiología, eficacia terapéutica y potencial radiotoxicidad en un modelo de hámster (Doctoral dissertation, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires).
- Naser, M. E. (2009). Evaluation of the Effectiveness of the Cadmium Difference Method in Determination of Thermal Neutron Flux.
- National Cancer Institute EE.UU (2014).
- National Council on Radiation Protection and Measurements (1993).
- Nikezic, D., & Yu, K. N. (2004). Formation and growth of tracks in nuclear track materials.
- Parsons, W., Jones, S., Zhang, X., Cheng-Ho, J. et al. (2008) An Integrated Genomic Analysis of Human Glioblastoma Multiforme. *Science*, 321: 1807-1812.
- Física.net. (2000). http://física.net.com.ar/energias/nuclear/en05_energia_nuclear.php.
- Price, P. B., & Walker, R. M. (1962). Chemical Etching of Charged-Particle Tracks in Solids. *Journal of applied physics*, 33(12), 3407-3412.
- R. Nath, ER. Epp, JS. Laughlin, WP. Swanson, VP Bond. (1984). Neutron from high-energy x-ray medical accelerator: an estimated of risk to the radiotherapy patient. *Med. Phys.*,11(3), pp231-241.
- Saint Martin, G., Bernaola, O. A., Pozzi, E., Thorp, S., Cabrini, R. L., & Tomasi, V. H. (2007). Technical aspects in the obtention of tissue autoradiography using solid state nuclear track detectors.
- Sajo-Bohus, L., Barros, H., Greaves, E. D., & Vega-Carrillo, H. R. (2015). Graphite moderated (252) Cf source. *Applied radiation and isotopes: including data, instrumentation and methods for use in agriculture, industry and medicine*, 100, 108-112.

- Sajo-Bohus, L., Simon, A., Csako, T., Nemeth, P., Palacios, D., Espinosa, G., & Barros, H. (2009). ^{10}B Boron distribution measurement in laser ablated B 4 C thin films using (n, α) reaction and LR-115 passive detector.
- Sanz Ortiz, F., Rivera Herrero, A., Ferré, J. y Vega Villegas, M.E. (2000). Tratamiento oncológico activo de la enfermedad neoplásica avanzada y terminal. *Medicina Clínica*, 114: 304-307.
- Siang, C., Turner, R.N. y Flatley, M.J. (2014) Radiotherapy: basic principles and technical advances. *Orthopaedics and Trauma*, 28: 167- 171.
- Silk, E. C. H., & Barnes, R. S. (1959). Examination of fission fragment tracks with an electron microscope. *Philosophical Magazine*, 4(44), 970-972.
- Sleeman J, Steeg PS (2010) Cancer metastasis as a therapeutic target. *European Journal of Cancer* 46: 1177-1180.
- Sociedad anticancerosa de Venezuela. Información estadística. Año 2014.
- V. Kumara, RG. Sonkawadeb, AS. Dhaliwal. Optimization of CR-39 as neutron dosimeter. *Indian Journal of Pure & Applied Physics*, 48, (2010), pp. 466-469
- Vega-Carrillo, H.R., Manzanares-Acuña, E., Iñiguez, M.P., Gallego, E., Lorente, A. (2007) Study of room-return neutrons. *Radiation Measurements*, 42: 413- 419.
- Videira, M., Leones Reis, R. y Brito, M.A.(2014) Deconstructing breast cancer cell biology and the mechanisms of multidrug resistance. *Biochimica et Biophysica Acta*, 1846: 312-325.
- Waller E. J. (2003). Neutron Production associated with radiotherapy linear accelerators using intensity modulated radiation therapy mode. *Health Phys*.
- Wayteck, L., Breckpot, K., Demeester, J., De Smedt, S.C. y Raemdonck, K. (2013) A personalized view on cancer immunotherapy, *Cancer Letters*, 352: 113 125.
- Weinberg, R.A. (1996) How Cancer Arises. *Scientific American*, 1996: 62-70.
- Young, D. A. (1958). Etching of radiation damage in lithium fluoride. *Nature*, 182.
- Zanini A., Durisi, E., Fasolo, F., Visca, L., Ongara, C., Nastasi, U., Burn, K., W., Annand, J., R., M. 2004. Neutron spectra in a tissue equivalent phantom during photon radiotherapy treatment by linacs. *Rad. Protec. Dosimetry*, 110, 1-4, 157-160.