

# RADIACIÓN MESÓNICA EN TERAPIAS CON IONES PESADOS

Tesis de Maestría

Lic. Carolina Rabin Lema

## Orientadores

Dr. Marcello Gonçalves, CNEN, Brasil  
Dr. Raúl Donangelo, UDELAR, Uruguay

Noviembre 2011



Facultad de Ciencias  
*Universidad de la República*



UNIVERSIDAD  
DE LA REPÚBLICA



PEDECIBA

# Agradecimientos

Quisiera agradecer en primer lugar al Dr. Marcello Gonçalves y al Dr. Raúl Donangelo sin los cuales no habría podido realizar esta tesis.

Al Instituto de Física de la Facultad de Ciencias por apoyar este trabajo en el marco de mis estudios de posgrado.

También a Pedeciba Física por permitirme trabajar en esta maestría y por apoyarme financieramente.

Agradecer a la ANII que me apoyó financieramente durante casi todo mi trabajo.

También al CLAF que apoyó económicamente para poder realizar viajes, con el fin de reunirme con mi director de tesis.

Y por último a Gabriel González quién me brindó su apoyo incondicional durante todo el desarrollo de este trabajo.



# Resumen

Las terapias con iones pesados, particularmente iones de carbono, son técnicas desarrolladas recientemente que se utilizan para combatir algunos tipos de cáncer, principalmente aquellos que se encuentran en profundidad o en zonas de difícil acceso, entre otros. Los tratamientos radiantes utilizan la simulación Monte Carlo para determinar la dosis y la forma más eficiente de suministrarla.

En esta tesis el objetivo principal ha sido determinar, en diferentes hipótesis de interacción nuclear, la radiación secundaria y la dosimetría debida a los mesones producidos en las colisiones entre iones de carbono, como los utilizados en aceleradores para uso hospitalario, y los núcleos que componen el tejido.

Uno de los principales resultados obtenidos es que el número de mesones producidos depende fuertemente de los efectos del medio nuclear en las colisiones. Ha sido calculada la multiplicidad, el espectro y la distribución angular de los mesones, así como también de sus productos de decaimiento.

Finalmente ha sido realizada una estimación del depósito de energía de esta radiación en el tejido. Estos cálculos dosimétricos muestran que la mayor parte de la radiación secundaria es depositada en tejido sano.



# Abstract

Heavy-ion therapies, specially those that employ carbon ions, are recently developed techniques used to combat some cancer types, specially ones that are located in very internal regions or in zones that present difficult access. Radiation treatment planning uses Monte Carlo simulations in order to determine the doses needed and the suitable ways to administer them.

The main objective of this thesis is to determine, under different nuclear interaction hypotheses, secondary radiation and dosimetry due to the mesons produced in the collisions between carbon ions, like those produced in medical accelerators, and the atomic nuclei in human tissues.

One of the most relevant results of this thesis is that the number of mesons produced depends strongly on the effects of the nuclear media. The multiplicity, energy spectrum and angular distribution of these mesons has been calculated, as well as those of their decay products.

Finally, we have estimated the energy deposited by this radiation in tissue. This calculation indicates that, in many cases, most of this energy could be deposited in the healthy tissue surrounding the tumor.



# Tabla de contenidos

Lista de Tablas

Lista de Figuras

Introducción..... 1

## Capítulo I. Partículas e interacción con la materia.

I.1 Partículas e interacciones.....	9
I.2 Colisiones y leyes de conservación.....	14
I.3 Sección eficaz.....	18
I.4 Resonancias.....	20
I.5 Piones y sus decaimientos.....	22
I.6 Kaones y sus decaimientos.....	24
I.7 Interacción de partículas pesadas y cargadas con la materia.....	25
I.8 Interacción de los fotones con la materia.....	32
I.9 Coeficiente de atenuación lineal.....	34
I.10 Dosimetría.....	36

## Capítulo II. Código Monte Carlo.

II.1 MBHIT en colisiones binarias.....	40
II.2 El código MBHIT con la formación de <i>clusters</i> .....	44
II.3 Diagrama de Flujo de MBHIT.....	49
II.4 Consideraciones Numéricas.....	50
II.5 Modificaciones al código original.....	53

## Capítulo III. Dosimetría para la radiación secundaria.

Estimación de la dosis.....	55
-----------------------------	----

## Capítulo IV. Resultados

IV.1 Decaimientos.....	63
IV.2 Multiplicidades y espectros.....	64
IV.3 Cálculo de energías depositadas y dosis en agua y tejido-equivalente.....	

Conclusiones..... 88

Bibliografía..... 91



# Lista de Tablas

Tabla I.1: Isospín de las partículas utilizadas en MBHIT.....	17
Tabla I.2: Extrañeza de las partículas simuladas en MBHIT.....	18
Tabla I.3: Características de las resonancias simuladas por MBHIT.....	21
Tabla I.4: Principales modos de decaimiento del kaon cargado.....	25
Tabla I.5 : Constantes para la corrección de Barkas.....	28
Tabla I.6: Factores de ponderación de la radiación.....	37
Tabla I.7: Factores de ponderación para órganos y tejidos .....	37
Tabla II.1: Características de las resonancias utilizadas en MBHIT simula.....	51
Tabla II.2: Secciones eficaces máximas para la creación de resonancias a partir del ajuste de datos experimentales.....	52
Tabla III.1: Caminos libres medios obtenidos por interpolación lineal a partir de datos experimentales.....	58
Tabla III.2: Probabilidades de colisión con los elementos constituyentes del agua.....	60
Tabla III.3: Probabilidades de colisión con los elementos constituyentes del tejido-equivalente.....	60
Tabla III.4: Parámetros técnicos del equipo HIBMC del Centro Medico de Hyogo .....	61
Tabla IV.1: Multiplicidades de piones cargados respecto de la colisión binaria.....	68
Tabla IV.2: Multiplicidades de piones neutros comparadas con la multiplicidad en colisiones binarias para diferentes energías del haz incidente. ....	70
Tabla IV.3: Valores medios y dispersiones de energía para piones negativos.....	71
Tabla IV.4: Valores medios y dispersiones angulares para piones negativos. ....	72
Tabla IV.5: Valores medios y dispersiones de energía para piones positivos.....	73
Tabla IV.6: Valores medios de energía y ángulo de salida para fotones en una colisión $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ a 391 $\text{MeV}$ . . .	78

Tabla IV.7: Simulación con PENELOPE del transporte de fotones en un fantoma cilíndrico de tejido-equivalente de Ø8cm x 20 cm , para núcleos de $^{12}\text{C}$ a 330 $\text{MeV/n}$ .....	83
Tabla IV.8: Simulación con PENELOPE del transporte de fotones en un fantoma cilíndrico de agua de Ø20cm x 30 cm, para núcleos de $^{12}\text{C}$ a 391 $\text{MeV/n}$ .....	83
Tabla IV.9: Energía depositada por colisión por piones para iones de $^{12}\text{C}$ a 391 $\text{MeV/n}$ en un cilindro de agua de Ø20cm x 30 cm.....	85
Tabla IV.10: Energía depositada por colisión por piones para iones de $^{12}\text{C}$ a 391 $\text{MeV/n}$ en un cilindro de tejido equivalente de Ø20cm x 30 cm.....	85
Tabla IV.11: Energía depositada por colisión por fotones para iones de $^{12}\text{C}$ a 391 $\text{MeV/n}$ en cilindros de agua y tejido-equivalente.....	86
Tabla IV.12: Dosis depositada por iones de $^{12}\text{C}$ a 330 $\text{MeV/n}$ en un cilindro de tejido- equivalente de Ø8 $\text{cm}$ x 20 $\text{cm}$ tomando como referencia los parámetros técnicos de un equipo convencional y una dosis promedio de un tratamiento real.....	87

# Lista de figuras

Figura 1: Dosis relativa en agua para diferentes tipos de radiación.....	3
Figura I.2: “Spred Out Bragg Peak” para iones pesados.....	4
Figura 3: Relación entre la dosis absorbida y el RBE para iones de $^{12}\text{C}$ .....	5
Figura I.1: Línea de estabilidad.....	11
Figura I.2: Esquema ilustrativo de la sección eficaz.....	19
Figura I.3: Octete mesónico pseudoescalar.....	22
Figura I.4: Poder de frenado másico vs. energía para iones de carbono en aire.....	30
Figura I.5: Curva de Bragg: Poder de frenado másico vs. distancia recorrida para iones de carbono de 2000 MeV en tejido blando (ICRU).....	30
Figura I.6: Efecto Compton.....	32
Figura I.7: Coeficientes de atenuación másicos en aire.....	35
Figura II.1: Diagrama de nucleones participantes y espectadores.....	45
Figura III.1: Esquema de fantoma para la estimación de la dosis depositada.....	58
Figura IV.1 Espectro de piones positivos por colisión para una colisión central $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ a 391 MeV/n.....	64
Figura IV.2 Espectro de piones negativos por colisión para una colisión central $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ a 391 MeV/n.....	64
Figura IV.3: Espectro de piones neutros por colisión en una colisión central $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ a 391 MeV/n.....	65
Figura IV.4: Multiplicidad de piones cargados por colisión en función de la energía incidente del haz para diferentes criterios de formación de <i>cluster</i> en una colisión central $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ .....	67
Figura IV.5: Multiplicidad de piones neutros en función de la energía del haz incidente para diferentes criterios de formación de <i>cluster</i> en una	

colisión central $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ .....	69
Figura IV.6: Espectro de piones negativos por colisión para los diferentes criterios de formación de <i>clusters</i> en una colisión central $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a $391 \text{ MeV/n}$ .....	71
Figura IV.7: Distribución angular respecto de la dirección de incidencia de piones negativos por colisión en una colisión central $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a $391 \text{ MeV/n}$ .....	72
Figura IV.8: Espectro piones positivos por colisión para los diferentes clusters en una colisión central $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a $391 \text{ MeV/n}$ .....	73
Figura IV.9: Distribución angular de piones positivos respecto de la dirección de incidencia por colisión en una colisión central $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a $391 \text{ MeV/n}$ . .....	74
Figura IV.10: Diagrama de momentos de los piones positivos en una colisión central $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a $391 \text{ MeV/n}$ .....	74
Figura IV.11: Espectros de piones cargados en función de la energía cinética en colisiones $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ y $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ para todas la hipótesis de colisión y para diferentes energías del haz incidente.....	75
Figura IV.12: Espectros de piones cargados en función de la energía cinética en colisiones $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ y $^{12}\text{C} + ^1\text{H}$ para todas las hipótesis de colisión y para diferentes energías del haz incidente.....	76
Figura IV.13: Espectro de piones cargados por colisión en tejido- equivalente para diferentes valores de energía incidente del $^{12}\text{C}$ .....	77
Figura IV.14: Espectro de piones neutros por colisión para los diferentes criterios de formación de <i>clusters</i> en una colisión central $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a $391 \text{ MeV/n}$ .....	78
Figura IV.15: Espectro de fotones por colisión para los distintos criterios de <i>cluster</i> para una colisión central $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a $391 \text{ MeV/n}$ .....	79

Figura IV.16: Distribución angular respecto de la dirección de incidencia de fotones por colisión en una colisión central de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a $391 \text{ MeV/n}$ .....	79
Figura IV.17: Espectro de fotones por colisión en tejido-equivalente para diferentes valores de energía del haz incidente.....	80
Figura IV.18: Prototipo de archivo Material.DAT.....	81
Figura IV.19: Prototipo de archivo Pencyl.IN.....	82
Figura IV.20: Espectro de fotones en tejido-equivalente para $^{12}\text{C}$ a $330 \text{ MeV/n}$ , en una simulación de 1.000.000 eventos.....	82

# Introducción

El cáncer es una de las enfermedades que más afecta a la población. En Uruguay el riesgo de contraer cáncer antes de los 75 años es del 28.1% y el riesgo de morir por cáncer antes de los 75 años es del 15.8% [lar]. Esta enfermedad está relacionada con una reproducción celular descontrolada, a pesar de que existen varios mecanismos biológicos destinados a impedir que esto suceda. Ocurre que si se producen suficientes mutaciones en el ADN de forma que estos mecanismos sean anulados, entonces la multiplicación celular puede descontrolarse resultando en un crecimiento y división más allá de los límites normales. Este crecimiento sin límite puede llegar a comprometer diversos órganos, interferir con funciones vitales y eventualmente provocar la muerte.

Los tratamientos para combatirlo son cada vez más eficientes, pero en general son muy invasivos, y constantemente se procura mejorarlos para disminuir los efectos secundarios que producen. Desde 1896, un año después del descubrimiento de los rayos X (RX), las terapias para el tratamiento del cáncer que utilizan las radiaciones ionizantes son una de las herramientas más eficaces. Esto se debe a que las radiaciones ionizantes tienen la energía suficiente para destruir las células cancerígenas, y debido a que éstas dedican sus funciones principalmente a su reproducción, no pueden reparar eficientemente los daños que produce la radiación y finalmente mueren. Pero así como estas radiaciones destruyen a las células cancerígenas, también tienen la potencialidad de dañar a las células sanas. Este es uno de los principales efectos indeseados de este tipo de tratamiento. Es por tal motivo que se intenta realizar tratamientos que depositen la

energía de la radiación en zonas bien delimitadas, donde se ubica el tumor, y así proteger el tejido sano circundante evitando efectos secundarios indeseados. En la actualidad existen varias modalidades de tratamientos radiantes y uno de ellos es la radioterapia con hadrones, como protones o iones pesados de carbono y neón entre otros [Kra].

Desde hace más de una década las terapias con iones pesados —principalmente con iones de carbono— están siendo utilizadas, a pesar de su elevado costo, por ser eficaces para el tratamiento de ciertos tipos de cáncer.

Esto se debe a la propiedad que presentan las partículas pesadas, cargadas y con altas energías de depositar muy poca energía al ingresar a un medio material, y tender a depositarla casi en su totalidad en una zona muy estrecha —conocida como Pico de Bragg— al final de su recorrido en el medio [Wil]. La profundidad y la magnitud de dicho pico dependen de la masa, la carga y la energía inicial de estas partículas. Este fenómeno permite depositar eficientemente la energía en una zona concreta del tejido. Por otra parte la efectividad biológica de esta forma de radiación es sensiblemente mayor que la de las terapias convencionales con rayos X o gamma. Finalmente, los iones pesados presentan poca dispersión lateral.

Además, la utilización de haces de carbono permite el monitoreo a tiempo real del tratamiento mediante una tomografía por emisión de positrones, PET. La producción de isotopos radioactivos del carbono emisores de positrones como el  $^{11}\text{C}$  y  $^{10}\text{C}$  son consecuencia de la fragmentación nuclear de los iones provenientes del haz [Psh, Eng]. La fragmentación de los iones por colisiones nucleares es un fenómeno importante en este tipo de terapias. Estos fragmentos, neutrones, núcleos livianos y otros más pesados, en general producidos en estados excitados y que decaen por evaporación de los núcleos y emisión de fotones, son responsables de generar un depósito de energía por detrás del Pico de Bragg [Cus1, Cus 2], entre otros efectos.

La magnitud física que cuantifica la energía depositada en cierto órgano o tejido es la *dosis absorbida*, o simplemente *dosis*. Es la cantidad de energía por unidad de masa irradiada que deposita cualquier tipo de radiación en cualquier tipo de material. Esta magnitud se mide en grays ( $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/Kg}$ ).

En el gráfico a continuación se muestra el “Pico de Bragg” en el cual se puede observar

que los iones de carbono son mucho más eficientes que las terapias convencionales con fotones para depositar dosis a gran profundidad.

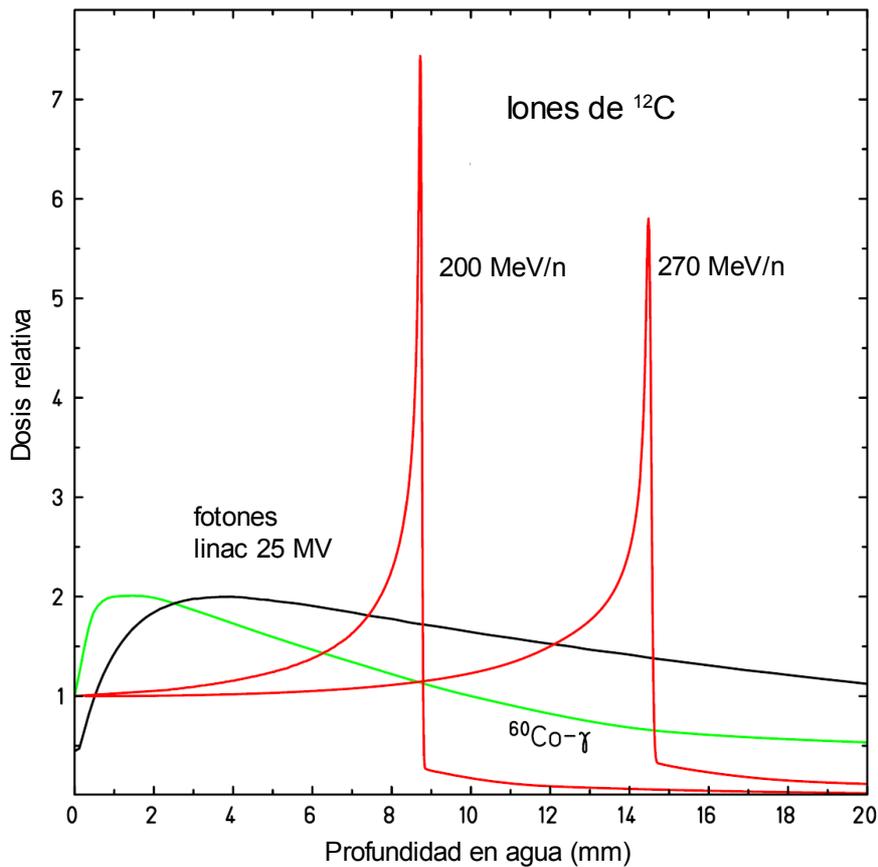


Figura I1: Dosis relativa en agua para diferentes tipos de radiación [Sch1].

Además los iones pesados presentan fluctuaciones estadísticas en la pérdida de energía por colisión y de desviación angular que son mucho menores si los comparamos con partículas cargadas más livianas, como los electrones, o incluso si las comparamos con los fotones que son los más utilizados en los tratamientos convencionales. Esto hace que el depósito de dosis esté geométricamente mejor controlado. El gráfico de la figura 2 muestra que el pico de Bragg es muy estrecho para iones pesados monoenergéticos. Es posible mediante el uso de filtros moderar la energía de las partículas incidentes y por lo tanto ir generando y superponiendo varios Picos de Bragg formando un “plateau” conocido como SOBP (“Spread Out Bragg Peak”). De esta forma se entrega la energía necesaria en el volumen de tejido tumoral disminuyendo la dosis de radiación que recibe el tejido sano circundante, que como se mencionó es una medida fundamental para cualquier tratamiento que utilice radiaciones ionizantes.

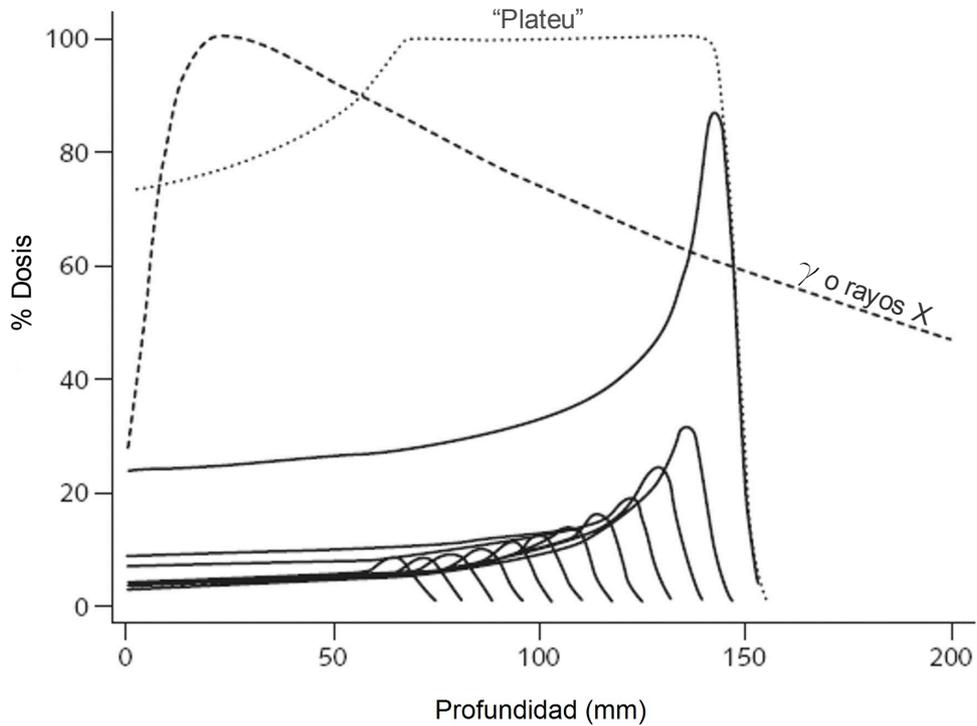


Figura I.2: "Spred Out Bragg Peak" para iones pesados. [Ter]

Generalmente en radioterapia con iones pesados se utiliza una magnitud llamada *dosis biológica efectiva*, medida en Grays Equivalentes ( $GyE$ ), que se obtiene de multiplicar a la dosis por un factor llamado  $RBE$  (*Efectividad Biológica Relativa*). Esta magnitud se define mediante la expresión [Kra]:

$$RBE = \frac{D_x}{D} \quad (I.1)$$

En esta expresión  $D$  hace referencia a la dosis de un tipo de radiación específico que genera cierto efecto biológico y  $D_x$  es la dosis de rayos X necesaria para generar el mismo efecto biológico bajo las mismas condiciones.

El factor  $RBE$  permite comparar la dosis en este tipo de tratamiento con la dosis entregada en un tratamiento radiante convencional realizado con fotones.

Los iones de carbono presentan beneficios adicionales frente a otros núcleos o hadrones: muestran un aumento del  $RBE$  en la zona del Pico de Bragg en comparación con la región de entrada al tejido [Bev]. Este fenómeno se pierde para iones más allá del oxígeno [Ntro].

Además el Pico de Bragg cae más abruptamente que por ejemplo en el caso de los protones.

A continuación en la figura 3 se muestra la relación entre la dosis absorbida, que es la magnitud física y el factor RBE que tiene en cuenta factores de origen biológico.

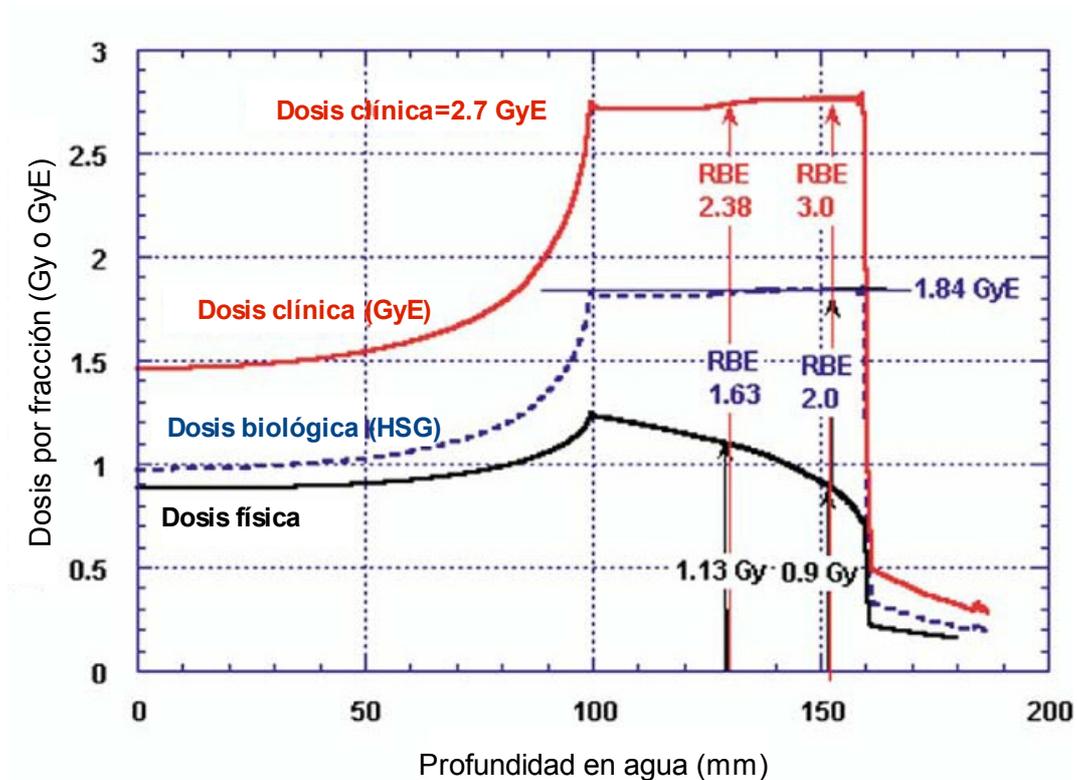


Figura I.3: Relación entre la dosis absorbida y el RBE para iones de  $^{12}\text{C}$  [Kan].

La planificación de un tratamiento para cada paciente se realiza a partir de una imagen del tumor — obtenida mediante una tomografía computada y/o con una resonancia magnética — junto con algún método de simulación computacional. Esto hace que un tratamiento dependa de las hipótesis utilizadas para simular la interacción de los iones de carbono con los tejidos tumoral y sano.

En la actualidad existen varios códigos destinados para este fin como Geant4, FLUKA y SHIELD-HIT, entre otros [Gea1, Gea2, Flu, Shi]. Todos ellos se basan en el método Monte Carlo que permite simular la propagación de la radiación en medios materiales ya que esta es de carácter aleatorio. Contienen una gran cantidad de subrutinas destinadas a simular los distintos procesos que pueden ocurrir cuando los iones interactúan con el tejido. Procesos como la excitación y la ionización del medio, la pérdida de energía por

radiación, colisiones coulombianas nucleares, así como la producción de partículas como consecuencia de colisiones inelásticas nucleares, están incluidos en estos programas.

Las energías de incidencia de los iones de carbono que son de interés clínico abarcan el rango de energía por nucleón (neutrón o protón) de 80 a 430  $MeV/nucleón$  (a partir de este momento  $MeV/nucleón$  será referido como  $MeV/n$ ) [Sch2]. Desde el punto de vista de la física nuclear estas son consideradas energías intermedias. En este rango de energía, en el cuál se pierde la estructura de los núcleos individuales obteniéndose un sistema denso de fermiones interactuantes, las interacciones nucleares a nivel de los nucleones son de relevancia. La probabilidad de ocurrencia de interacciones nucleares en el tejido varía sustancialmente con la energía de incidencia del haz. Para energías de 200  $MeV/n$  un 30% de los iones sufre interacciones nucleares, degradando el haz original, mientras que este valor puede llegar a ser de hasta un 70% para energías de 400  $MeV/n$  [Hea1]. Estos porcentajes hacen que el estudio de las colisiones nucleares sea de gran interés.

En una colisión entre dos núcleos para el rango de energía mencionado tienen lugar una gran cantidad de colisiones entre los hadrones presentes produciéndose diferentes tipos de partículas. Estas colisiones, debido a que son llevadas a cabo a distancias muy pequeñas y a que son dominadas por la interacción fuerte, son sumamente complicadas, lo que hace necesario plantear modelos simplificados y fenomenológicos que permitan extraer información y predecir los fenómenos que ocurren como consecuencia de las mismas. En una primera aproximación el modelo que generalmente se adopta es aquel en el cual estas colisiones son llevados a cabo a idénticos intervalos de tiempo y en forma *binaria*, o sea que en cada colisión serán dos partículas las que participen mientras las restantes permanecen como espectadoras. Este trabajo estudiará y comparará la producción de mesones en colisiones dinámicas, o sea que el intervalo de tiempo ya no es fijo, y en diferentes hipótesis que darán lugar a la formación de agrupamientos de nucleones que llamaremos "*clusters*". Esto implica que en cada colisión entre los hadrones no sólo participarán dos de ellos sino que, estableciendo ciertos criterios que presentaré más adelante, otras partículas también participarán. Esto significa introducir los efectos del medio nuclear en las colisiones binarias. La introducción de los efectos colectivos entre hadrones en una colisión permite un mejor ajuste de los datos experimentales para la producción de mesones [Kod].

Este trabajo busca determinar la producción de mesones y sus efectos en el rango de

energía de 80 a 430  $MeV/n$ , ya que este es el rango energético utilizado en el ámbito clínico. Se ha tomado en consideración que algunos mesones decaen en tiempos muy pequeños y por lo tanto en la zona donde fueron creados, mientras que otros se propagan en el tejido y decaen fuera de él. Se obtuvieron para todas las partículas generadas la multiplicidad con que fueron producidas y sus espectros de energía. Esto permite realizar una estimación de la dosis depositada en tejido. También se generaron las distribuciones angulares para determinar la dirección de preferencia del depósito de dosis.

Como ya ha sido mencionado, en cualquier tratamiento radiante la magnitud física de interés y que es necesario optimizar es la dosis. En este trabajo se estudiará como varía la dosis para los diferentes criterios de formación de *clusters*.

En esta tesis fue utilizado un código Monte Carlo definido en la referencia [Gon3]. El programa original fue modificado en este trabajo, ampliándolo de forma de poder obtener los datos necesarios acerca de la radiación secundaria mesónica y de poder estimar la dosis correspondiente.

El código con las modificaciones implementadas lleva el nombre de MBHIT (Multi Barion in Heavy Ion Therapy).

Este trabajo está motivado porque existe muy poca literatura publicada en relación a la producción de piones en las terapias con iones pesados. El código original ha probado simular con precisión la formación de mesones como consecuencia de colisiones nucleares para altas energías y constituye una herramienta adecuada para estas investigaciones.

El código ha sido validado con datos experimentales [Gon1]. En esta referencia se muestra que al considerar la formación de *clusters* en colisiones nucleares se obtienen resultados que describen cualitativamente mejor los datos experimentales, en comparación con los mismos cálculos realizados con colisiones de tipo binarias.

Con el objetivo de validar y comparar el código utilizado en este trabajo con algún otro método de simulación, se tomó como referencia el código SHIELD-HIT. Se ha determinado la dosis depositada por piones en una fantoma de agua que ha sido estudiado en la referencia [Gei], que es la única referencia disponible en este tema. Además, con el fin de obtener resultados que puedan ser comparados con las dosis

suministradas por un acelerador real, se utilizaron parámetros técnicos del equipo de tratamiento HIBMC del Centro Médico de Hyogo, en Japón [Chu].

El presente trabajo está organizado de la siguiente manera: el Capítulo I está destinado a introducir algunos conceptos básicos de física nuclear y de colisiones e interacción de la radiación con la materia, que son conceptos utilizados en el código MBHIT. Luego, en el Capítulo II, se detalla el funcionamiento del código en su modo más simple, el de colisiones binarias para entonces detallar colisiones efectuadas con la formación de *clusters*. También se presentan aquí los aspectos más técnicos acerca de las magnitudes utilizadas en el programa y las modificaciones introducidas al código original. El Capítulo III está dedicado a definir el modelo planteado para la estimación de la dosis en diferentes medios materiales. En el Capítulo IV, se presentan los resultados más importantes del trabajo. Finalmente se exponen las conclusiones obtenidas.

# Capítulo I. Partículas e interacción con la materia.

Este capítulo comenzará definiendo algunos conceptos esenciales sobre los núcleos atómicos, sus interacciones y sobre las partículas secundarias que se generan como producto de las colisiones nucleares.

## I.1 Partículas e interacciones.

El núcleo atómico está caracterizado por la cantidad de protones y neutrones que contiene. Estas partículas son fermiones de spin  $\frac{1}{2}$  y por lo tanto están sujetas al principio de exclusión de Pauli. La cantidad de protones está dada por el número atómico  $Z$  y la de neutrones por  $N = A - Z$ , siendo  $A$  el número de masa.

Los núcleos presentan diámetros que son típicamente 10.000 veces más pequeños que el diámetro atómico. Además, tienen densidades aproximadamente constantes dentro de un volumen que aumenta proporcionalmente con  $A$ , con lo cual el radio nuclear se puede aproximar mediante la expresión:

$$R = r_0 A^{1/3} \tag{I.1}$$

en la cual  $r_0$  es una constante cuyo valor es del orden de  $1.1 \text{ fm}$  [Boh].

La masa de un núcleo atómico está dada por la expresión:

$$m = Z m_p + (A - Z) m_n - \frac{B(A, Z)}{c^2} \quad (1.2)$$

en la cual  $m_p$  y  $m_n$  son las masas del protón y del neutrón respectivamente,  $c$  es la velocidad de la luz y  $B(A, Z)$  es la llamada *energía de ligadura* del núcleo en su estado base.  $B(A, Z)$  es entonces  $c^2$  por la diferencia entre la masa de un núcleo que se encuentra en el estado base y la suma de las masas de sus constituyentes. Esta energía se puede parametrizar mediante una expresión que es conocida como *fórmula semi-empírica de masas* [Mey]:

$$B(A, Z) = a_{vol} A - a_{super} A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \frac{1}{2} a_{sym} \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \delta + \eta \quad (1.3)$$

En esta expresión el primer término se debe a que el alcance de la fuerza nuclear es muy corto y por lo tanto el número de partículas que interactúan con esta fuerza es proporcional a  $A$ . El término de superficie refleja que las partículas que allí se encuentran son menos atraídas que el resto, dado que tienen menos vecinos en su entorno. El tercer término describe la repulsión coulombiana que sienten los protones, el siguiente término de simetría surge de la gran estabilidad que presentan los núcleos que poseen igual cantidad de protones ( $Z$ ) que de neutrones ( $N$ ). Los restantes términos introducen correcciones debidas a la gran estabilidad que presentan los núcleos con número par de protones y número par de neutrones y que existen además algunos núcleos que muestran una mayor estabilidad aún. Las constantes involucradas son determinadas ajustando la expresión con datos experimentales [Mey].

Desde los experimentos realizados en las décadas del 60 y 70 se sabe que tanto protones como neutrones no son partículas elementales, sino que tienen estructura interna y son un sistema de tres partículas fermiónicas ligadas consideradas elementales, los *quarks*. [Gri]. Los neutrones y los protones reciben en forma indistinta el nombre de *nucleones*, nombre que surge a partir de la noción de isospín propuestas por Heisenberg [Gri]. Se llaman hadrones a las partículas que interactúan fuertemente. Los hadrones se clasifican en bariones, como el protón y el neutrón, y mesones que serán definidos más adelante.

En la naturaleza los núcleos estables son conocidos y se encuentran sobre la llamada línea de estabilidad [Seg], como se puede observar en la figura I.1.

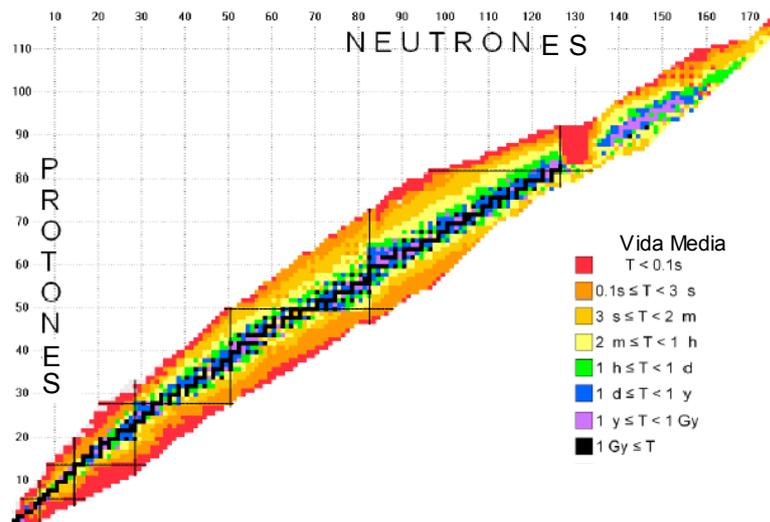


Figura I.1: Línea de estabilidad [Van].

Estos son núcleos que no decaen espontáneamente y por lo tanto es necesario entregarles energía para disociarlos. La mencionada estabilidad está relacionada con las propiedades de las interacciones fuertes existentes entre los nucleones, que compensan la repulsión coulombiana entre los protones de un núcleo [Seg].

Sabemos que existen cuatro tipos fundamentales de interacción entre partículas elementales y que cada una de ellas presenta sus propios mediadores [Gri].

Estas son:

- la interacción fuerte, cuyos mediadores son los gluones y que son ocho en total,
- la interacción débil, que es mediada por los bosones vectoriales  $W^-$ ,  $W^+$ ,  $Z^0$ ,
- la interacción electromagnética, mediada por el fotón y
- la interacción gravitatoria, cuyo medidor sería el gravitón.

Las primeras tres interacciones son descritas por una teoría física basada en la simetría de “gauge”. QCD (siglas del inglés: Quantum Chromo Dynamics) es la teoría de la interacción fuerte, QED (siglas del inglés: Quantum Electro Dynamics) es la teoría de la interacción electromagnética y la teoría electrodébil (Glashow- Weimberg-Salam) es la que unifica a las interacciones eléctricas y débiles. Se llama Modelo Estándar a aquel que

comprende a todas las teorías salvo a la asociada con la interacción gravitatoria.

A nivel nuclear, la interacción dominante es la llamada interacción fuerte “residual”. Esta es responsable de la fuerza entre nucleones y tiene origen en la interacción fuerte entre los quarks que los forman. La estabilidad nuclear para los núcleos de la línea de estabilidad se debe a las características de la interacción fuerte y electrodébil.

La interacción nuclear se caracteriza por:

- ser independiente de la carga, o sea que es muy similar para protones y neutrones,
- ser de corto alcance, o sea que actúa entre nucleones que se encuentran a distancias menores a 2 fm aproximadamente de forma que cada nucleón interacciona únicamente con sus vecinos más próximos.

La fuerza nuclear y las propiedades que resultan para los núcleos son descritas por diferentes modelos nucleares que explican el espectro y demás magnitudes que son medidas en los experimentos para los diferentes núcleos.

El modelo más simple para describir un núcleo es conocido como *Modelo del Gas de Fermi* [Seg]. En este modelo la interacción entre nucleones es despreciada y el núcleo es considerado como una colección de neutrones y protones libres en el volumen nuclear. Dado que los nucleones son fermiones, estos deben situarse en estados cuánticos diferentes. El número de estados cuánticos ocupados en el estado base es, tanto para protones como para neutrones:

$$n = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 R^3 P_f^3 \quad (1.4)$$

En esta expresión  $R$  es el radio nuclear y  $P_f$  representa el llamado *momento de Fermi*. Esta última cantidad surge de dividir el espacio de fase en celdas de volumen  $(2\pi\hbar)^3$  y asignar dos partículas a cada celda.

Se obtiene entonces que:

$$P_{f,p} = (3\pi^2)^{1/3} \hbar \left(\frac{Z}{V}\right)^{1/3} \quad (1.5)$$

y

$$P_{f,n} = (3\pi^2)^{1/3} \hbar \left(\frac{A-Z}{V}\right)^{1/3} \quad (1.6)$$

donde  $V$  es el volumen nuclear.

En el caso particular en que  $Z = \frac{A}{2}$  se deduce que:

$$P_f = \frac{297}{r_0} \text{ MeV} / c \quad (1.7)$$

y la energía cinética correspondiente, llamada *energía de Fermi* es:

$$E_f = \frac{P_f^2}{2m} = \frac{48.2}{r_0^2} \text{ MeV} \quad (1.8)$$

donde  $r_0$  se escribe en *fm*.

Existen otros modelos nucleares que describen con mayor precisión las propiedades de los núcleos. Uno de ellos es el *modelo de capas* [Mey] que permite describir los niveles nucleares adecuadamente para un número importante de núcleos, en forma más precisa que el modelo de Fermi. En este modelo cada nucleón se mueve en forma independiente de los demás, sometido al potencial generado por los restantes nucleones. Resolviendo la correspondiente ecuación de Schrödinger se obtienen los niveles de energía en los núcleos y los momentos angulares de cada nivel. En los niveles de energía los nucleones se ubican obedeciendo el principio de exclusión de Pauli, de forma que en cada uno de estos niveles se ubican dos nucleones con proyecciones de spin opuestas. Se llama capa al conjunto de niveles que corresponden a un número cuántico en particular.

El modelo de capas es un modelo de partícula independiente y es capaz de describir una gran cantidad de núcleos si además se incorporan otras propiedades físicas de las interacciones entre nucleones como:

- el acoplamiento *spin-órbita* que describe la interacción entre el momento angular orbital y el de spin de cada nucleón, lo que conduce al desdoblamiento de los niveles y
- la interacción de *pairing* que puede extenderse a lo largo de todo el núcleo y que favorece el apareamiento de aquellos nucleones con momentos angulares opuestos, de forma que los núcleos que presenten una capa cerrada tienen momento angular total igual a cero en su estado base.

Otros modelos nucleares como el *modelo rotacional* o el *vibracional*, que son *modelos colectivos*, describen al núcleo en término de variables colectivas y no a través de los

grados de libertad asociados a los nucleones. Son adecuados para estudiar diversas propiedades de los núcleos, pero no haremos uso de los mismos en esta tesis [Hen, Boh].

Dado que este trabajo estudia colisiones nucleares en el rango de energía de 80 a 430  $MeV/n$  los efectos de la energía de ligadura de los nucleones, que es del orden de 8  $MeV$ , puede despreciarse. Esto hace que los nucleones pueden ser considerados como partículas independientes y el modelo de Fermi representa una elección adecuada para generar los núcleos para las colisiones.

## I.2 Colisiones y leyes de conservación.

En cualquier tipo de colisión microscópica entre partículas se conservan las siguientes cantidades:

- el cuadri-momento  $(\vec{p}, E)$  ,
- el momento angular total  $(J=L+S, Orbital, S spin)$  ,
- la carga eléctrica,
- el número leptónico y
- el número bariónico.

En las colisiones nucleares, dado que la interacción fuerte es la que domina frente a los restantes tipos de interacción, diferentes procesos pueden ocurrir siempre que se conserven además las siguientes magnitudes:

- sabor,
- paridad,
- conjugación de la carga e
- isospin .

Muchas de estas magnitudes han surgido en base a la experimentación, para poder explicar porque no ocurrían ciertas reacciones que a priori no presentaban ningún impedimento cinemático. Posteriormente estas cantidades han sido ampliamente verificadas en los experimentos [Pdg] y son también entendidas desde el punto de vista

teórico con QCD y el Modelo Estándar. A continuación serán discutidos algunos detalles de estas leyes de conservación que son importantes para este trabajo.

Como ha sido mencionado la QCD es la teoría física que describe las interacciones fuertes. En el Modelo Estándar, y de acuerdo a los experimentos de altas energías [Pdg], se considera la existencia de seis quarks de diferente *sabor*: “up”, “down”, “charm”, “strange”, “top”, “bottom” ( $u, d, c, s, t, b$ ), que difieren en masa y carga eléctrica, los cuales además poseen otro número cuántico llamado *color*, que toma tres valores diferentes y que corrientemente son llamados: “red”, “blue” y “green” ( $r, b, g$ ). Las partículas observadas en la naturaleza no tienen color (son singletes de color) con lo cual son posibles las siguientes configuraciones de quarks:

- aquellas compuestas por tres quarks que son llamadas bariones, son partículas fermiónicas cuya función de onda total  $\psi = \psi(r) \cdot \psi(\text{spin}) \cdot \psi(\text{sabor}) \cdot \psi(\text{color})$  es antisimétrica. Tal es el caso de los protones y los neutrones. Existen 27 posibilidades de formar un sistema de 3 quarks pero en la naturaleza el único estado físico que existe es el estado de singlete, que presenta la función de onda de color siguiente:

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{6}}(rgb - rbg + gbr - grb + brg - bgr) \quad (1.9)$$

- aquellas compuestas por un quark y un antiquark son llamadas mesones, que son partículas de spin entero y tienen una función de onda simétrica. Este es el caso de los piones y los kaones entre otros.

Además de las anteriores también existen las correspondientes antipartículas. Por ejemplo aquellas formadas por tres antiquarks son los antibariones.

Se define el número bariónico de manera que:

- para los bariones es igual a 1,
- para los mesones es igual a 0,
- para los antibariones es igual a -1,
- para los quarks es igual a 1/3, para que sea coherente con la descripción de los hadrones mencionados y
- para los antiquarks es igual a -1/3.

Las leyes de conservación mencionadas tienen las siguientes consecuencias en los procesos físicos que pueden tener lugar:

- la conservación de paridad significa que la imagen especular de un proceso físico también es un proceso posible y es igualmente probable y
- la conjugación de carga significa que dada una reacción, si esta es transformada de forma que todas las partículas se transformen en sus antipartículas, entonces la nueva reacción también debe existir con igual probabilidad.

El isospín es un número cuántico que tiene origen [Gri] en que el protón y el neutrón son partículas de masa casi idéntica y además en que la fuerza residual que actúa entre ellos es idéntica en los casos protón-protón, protón-neutrón y neutrón-neutrón, en una buena aproximación. Se propuso entonces estudiar la dinámica nuclear a partir de diferentes estados de isospín de una misma partícula, el nucleón.

El isospín es una magnitud análoga al espín en el sentido que cumple las mismas reglas de conmutación:

$$[\hat{I}_i, \hat{I}_j] = i\hbar \varepsilon_{ijk} \hat{I}_k \quad (I.10)$$

$$\hat{I}^2 |I, I_3\rangle = I(I+1)\hbar |I, I_3\rangle \quad (I.11)$$

Los estados cuánticos corresponden a un espacio abstracto llamado *espacio de isospín*. En este contexto el nucleón posee isospín total  $I=1/2$ , con lo cual los dos autoestados

de  $\hat{I}_3$  son  $\left|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right\rangle$  y  $\left|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle$  y corresponden al protón y al neutrón respectivamente.

Las interacciones fuertes son entonces invariantes ante rotaciones en el espacio de isospín y por lo tanto el isospin es una cantidad conservada por estas. Se cumple entonces que el Hamiltoniano de las interacciones fuertes conmuta con los operadores de isospin que forman un conjunto completo de operadores compatibles en ese espacio:

$$[\hat{H}, \hat{I}] = 0 \quad (I.12)$$

$$[\hat{H}, \hat{I}_3] = 0 \quad (I.13)$$

Los quarks *up* y *down* poseen masas similares que son mucho menores que las masas de los hadrones. Por otra parte la interacción fuerte no distingue el sabor de los quarks si estos tienen masas iguales. Desde esta perspectiva aquellas partículas formadas por

igual cantidad de quarks *up* y *down* poseen masas y propiedades respecto de la interacción fuerte similares. Es así que se pueden definir los diferentes multipletes de isospin. Entonces los nucleones constituyen un multiplete de isospín  $I=1/2$ , mientras que el pión neutro y los piones cargados constituyen un multiplete de isospin total  $I=1$ . Similarmente ocurre con los kaones y otros bariones y mesones que pueden ser agrupados en multipletes de isospín.

Las partículas con extrañeza surgen en la década del 50 para explicar el comportamiento inesperado de algunas partículas que se producían mediante interacciones fuertes, y se desintegraban en tiempos relativamente largos de  $10^{-10}$  s, o sea mediante interacciones débiles. A estas partículas “extrañas” se les asignó un nuevo número cuántico, la *extrañeza*, que debía conservarse en las interacciones fuertes, pero no en las débiles.

Además, para los hadrones formados por los quarks *u*, *d*, y *s*, se cumple la siguiente relación entre  $I_3$ , la carga Q, el número bariónico B y la extrañeza S [Gri]:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S) \tag{I.14}$$

De la ecuación anterior, y dado que las interacciones electromagnéticas también conservan la extrañeza, además de la carga y el número bariónico (que son conservados por todas las interacciones), se deduce que estas conservan la tercera componente de isospín. Restringiendo la lista siguiente a las partículas que pueden ser simuladas por el código MBHIT los correspondientes valores de isospín se muestran en la Tabla I.1.

Partículas	Isospín
$p, n$	$1/2$
$k^+, k^-$	$1/2$
$\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$	1
$\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^-, \Delta^0$	$3/2$
$\Lambda$	0
$\pi^+, \pi^-, \pi^0$	1
$N^{*0}, N^{*+}$	$1/2$

Tabla I.1: Isospín de las partículas utilizadas en MBHIT [Pdg].

Respecto a la conservación del sabor, en QCD se consideran seis quarks diferentes

dados por los número cuánticos correspondientes que resultan ser conservados en las reacciones fuertes y en las electromagnéticas.

Algunas de las reacciones que son consideradas en MBHIT involucran kaones que son mesones compuestos por un quark  $s$  y un antiquark  $\bar{s}$ . Los valores de la extrañeza para las partículas consideradas en el código se presentan en la Tabla I.2.

Partículas	Extrañeza
$k$ y quark $s$	1
Restantes quarks, $n, p, \pi, \Delta$ y $N^*$	0
$\Sigma$ y $\Lambda$	-1

Tabla I.2: Extrañeza de las partículas simuladas en MBHIT [Pdg].

Hasta aquí han sido presentadas las magnitudes que deben conservarse en las interacciones que simula MBHIT. Ahora se describirán qué procesos son posibles y cómo pueden realizarse:

- dispersión elástica es aquella en la cual no se produce un cambio en la identidad de ninguna de las partículas entre los estados iniciales y finales,
- dispersión inelástica es aquella en la que cambia la identidad de alguna de las partículas, pudiendo ser absorbidas o formarse nuevas o sin cambiar las partículas en el estado final estas pueden estar en estados excitados,
- decaimiento es aquel proceso en el cual una partícula se transforma espontáneamente en otras.

### I.3 Sección eficaz

La sección eficaz es la magnitud fundamental para describir a las reacciones. Es la que determina cuál es la probabilidad de que cierta reacción ocurra y está determinada por las propiedades y la intensidad de las interacciones. Como ha sido mencionado, en una colisión existe más de un canal posible y cada uno de ellos tiene asociada entonces una

probabilidad de ocurrencia, que es proporcional a la respectiva sección eficaz. La sección eficaz tiene dimensiones de área y su interpretación geométrica está dada por la sección geométrica “efectiva” que ofrecería la partícula blanco teniendo en cuenta su tamaño así como la intensidad de las fuerzas interactuantes.

Un haz está caracterizado por su intensidad  $I$  que es la cantidad de partículas emitidas por unidad de área y por unidad de tiempo. La probabilidad de que una partícula del haz interactúe con una del blanco es proporcional a:

$$\frac{N}{I} \tag{1.15}$$

en donde  $N$  es la cantidad de partículas dispersadas por unidad de tiempo en la reacción.

La sección eficaz se define mediante la expresión:

$$\frac{N}{I} = \frac{n(A\Delta x)\sigma}{A} \tag{1.16}$$

En esta expresión  $n$  es la cantidad de núcleos por unidad de volumen que hay en el blanco,  $\Delta x$  es el espesor del blanco y  $A$  es la sección del haz. Esta expresión surge de consideraciones geométricas ya que el producto  $A\Delta x$  es el volumen posible para la interacción y  $n(A\Delta x)$  es la cantidad de partículas que ofrece el blanco para la colisión [Mey].

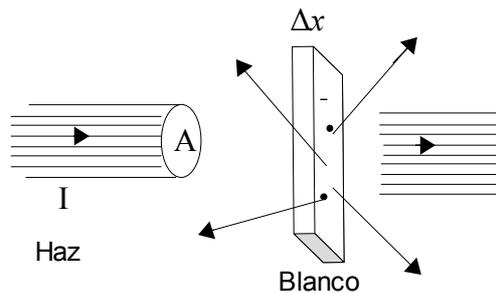


Figura 1.2: Esquema ilustrativo de la sección eficaz.

La sección eficaz  $\sigma$  contiene entonces toda la información de la dinámica de las interacciones que ocurren en cada reacción en particular.

Cuando en una colisión más de una reacción puede ocurrir, cada una de ellas llevará asociada entonces una sección eficaz y por lo tanto la sección eficaz total de la reacción

será la suma de las secciones eficaces individuales:

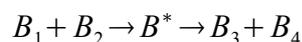
$$\sigma_{tot} = \sum \sigma_i \quad (1.17)$$

## I.4 Resonancias.

Las partículas que decaen por interacciones débiles y electromagnéticas pueden ser observadas en los experimentos en sus trayectos entre su producción y su decaimiento. Sin embargo, para los hadrones que presentan decaimientos fuertes sus vidas medias son extremadamente pequeñas y del orden de  $10^{-24} s$  por lo que decaen prácticamente en el lugar en que son producidos, sin haber recorrido una distancia apreciable macroscópicamente y por lo tanto no pueden ser observadas directamente. Estos hadrones inestables se detectan como “resonancias” en las secciones eficaces de producción.

Las resonancias hadrónicas son estados ligados inestables que se generan cuando colisionan, por ejemplo, dos nucleones o un nucleón y un pion. Se forma entonces un sistema que perdura cierto tiempo que es característico de cada resonancia. Las resonancias pueden colisionar con otras partículas antes de desintegrarse o decaer emitiendo nuevas partículas [Seg].

La manera de representar una resonancia generalmente es a través de una distribución de energía de excitación de Breit-Wigner. Esta describe a la sección eficaz en los valores de energía en la que la resonancia participa como estado intermedio de una reacción:



Su expresión es [Gon3]:

$$f(E) = \frac{k \left( \frac{\Gamma}{2} \right)^2}{c^4 (m - m_0)^2 + \left( \frac{\Gamma}{2} \right)^2} \quad (1.18)$$

en donde  $\Gamma$  representa el ancho de la resonancia, que está relacionado con la vida media de la misma a través de la relación:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (I.19)$$

$m_0$  es el valor más probable para la masa y  $k$  es un factor de normalización en el intervalo  $[m_{min}, m_{max}]$ . Estos valores son el valor más pequeño y el más grande respectivamente para la masa de la resonancia que surgen de consideraciones cinemáticas:

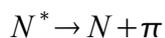
- $m_{min}$  es igual a la suma de las masas de las partículas en las que decaerá y
- $m_{max}$  es igual a la energía disponible en el centro de masa (CM) del sistema.

MBHIT simula la creación de las resonancias  $\Delta$  y  $N^*$  que son caracterizadas por los parámetros que se presentan en la Tabla I.3.

Resonancias	Valor medio (MeV)	Ancho $\Gamma$ (MeV)	$\tau$ (fm/c)	Isospín	Extrañeza
$\Delta$	1232	115	1,71	3/2	0
$N^*$	1440	200	0,99	1/2	0

Tabla I.3: Características de las resonancias simuladas por MBHIT [Gon3,Ver, Pdg].

Los modos de decaimiento para estas resonancias son similares, en el sentido que ambas decaen en un nucleón acompañado de un pión:



Hasta aquí han sido presentados los principales conceptos asociados a las colisiones nucleares. Pero parte importante de este trabajo es hacer una estimación de la energía depositada por la radiación mesónica y por las partículas generadas a partir de sus decaimientos. Entonces, a continuación serán presentados los decaimientos de los distintos mesones que se producen en los eventos simulados con MBHIT y los mecanismos por los cuales las partículas de interés depositarán energía en un medio material.

## I.5 Piones y sus decaimientos.

Los piones son mesones livianos que pertenecen al octete mesónico pseudoescalar que se presenta en la figura I.3 [Gri]:

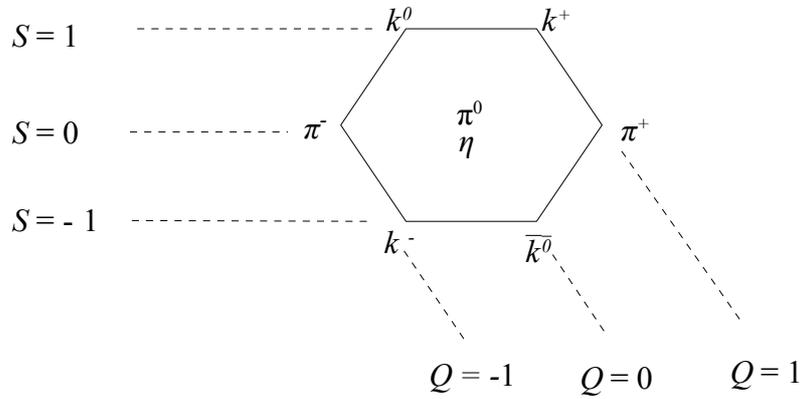


Figura I.3: Octete mesónico pseudoescalar.

Tienen una masa de  $(137,58018 \pm 0,00035) \text{ MeV}/c^2$  en el caso de los piones cargados y de  $(134,9766 \pm 0,0006) \text{ MeV}/c^2$  en el caso del pión neutro [Pdg].

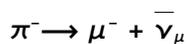
En MBHIT los piones son creados mediante el decaimiento de las resonancias  $\Delta$  y  $N^*$ . Las resonancias se forman al inicio de la colisión nuclear por la colisión de dos nucleones. Entonces, la energía umbral para la creación de piones es la energía umbral de creación de la resonancia más liviana, la resonancia  $\Delta$ . Mediante consideraciones cinemáticas y teniendo en cuenta el ancho de la resonancia y la energía de Fermi de los nucleones, la energía cinética umbral para la creación de la resonancia  $\Delta$  es del orden de  $160 \text{ MeV}$ . Esto no significa necesariamente que el núcleo que es considerado como proyectil deba de tener al menos esta energía cinética de incidencia por nucleón para poder producir piones. Mediante sucesivas colisiones elásticas entre los nucleones algunos pueden alcanzar la energía necesaria para la producción de estas partículas.

Los piones neutros se desintegran mediante interacciones electromagnéticas en tiempos del orden de  $10^{-17} \text{ s}$ , mientras que los piones cargados se desintegran mediante interacciones débiles en  $10^{-8} \text{ s}$ . Como producto de estas desintegraciones se producen fotones y leptones como los muones, electrones, positrones, neutrinos y antineutrinos [Pdg].

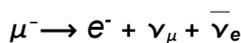
La interacción que poseen los neutrinos con la materia es insignificante para los fines del presente trabajo, de forma que estos no constituyen una fuente de incremento de la dosis en los tratamientos radiantes. Sin embargo las restantes partículas podrían contribuir a aumentar la dosis recibida, y este es el motivo principal por el cual estos fenómenos seán estudiados.

Los modos de decaimiento y las respectivas probabilidades de decaimiento en cada canal de estas partículas son [Pdg]:

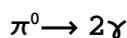
- los piones negativos decaen el  $(99,9870 \pm 0,00004)\%$  de las veces en muones y neutrinos mediante interacciones débiles, con una vida media  $\tau = (2,6033 \pm 0,00055) \times 10^{-8} s$ , según la reacción



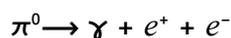
A su vez los muones generados decaen el 100% de las veces en electrones y neutrinos, también mediante interacciones débiles. Los muones tienen una masa de  $(105,65837 \pm 0,000004) MeV/c^2$  y una vida media  $\tau = (2,197034 \pm 0,000022) \times 10^{-6} s$ . Decaen por medio de la reacción



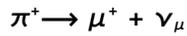
- los piones neutros decaen el  $(98,798 \pm 0,032)\%$  de las veces en dos fotones de alta energía, mediante interacciones electromagnéticas, en un tiempo  $\tau = (8,4 \pm 0,6) \times 10^{-17} s$  según la reacción



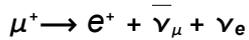
y un  $(1,198 \pm 0,032)\%$  de las veces según la reacción:



- y los piones positivos, así como ocurría con los piones negativos, decaen aproximadamente el 99% de la veces en muones y neutrinos mediante interacciones débiles, en idéntica vida media que los piones negativos según el proceso



A su vez estos muones decaen el 100% de las veces mediante interacciones débiles en positrones y neutrinos, con igual vida media que los muones negativos por la reacción



Una vez determinados los principales modos de decaimiento de estos mesones es necesario determinar cuál es la distancia recorrida por estos antes de decaer, para así discernir de que manera estas partículas contribuirán a la dosis en el tejido.

Para la determinación de las respectivas distancias y debido a que los tiempos de vida media antes mencionados son los tiempos propios de las partículas, mientras que las distancias buscadas se deben determinar en el referencial del laboratorio, será necesario utilizar la expresión para la dilatación temporal:

$$d = \gamma \beta c \tau \tag{I.19}$$

donde

$$\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \tag{I.20}$$

es el factor de dilatación temporal,  $v$  es la velocidad de la partícula y  $\tau$  su vida media.

Es posible expresar el producto de la velocidad por el factor de dilatación  $\gamma v$  en función de la energía total y la masa de las partículas según la expresión:

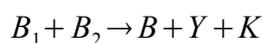
$$\gamma \beta = \frac{p}{m_\pi c} = \frac{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}}{m_\pi c} \tag{I.21}$$

ya que la energía total será una de las cantidades que se obtendrán con MBHIT.

El estudio del decaimiento de los piones será presentada en el capítulo IV de resultados.

## I.6 Kaones y sus decaimientos.

MBHIT toma en consideración además procesos de formación de kaones según el canal:



donde  $Y$  representa un barión extraño, llamado *hiperón*,  $B$  es un barión no extraño y  $K$  es un mesón extraño.

Los kaones son también mesones inestables, que pertenecen al igual que los piones al *octete mesónico*, y cuya masa es aproximadamente  $493 \text{ MeV}/c^2$ . Decaen en tiempos del orden de  $1.2 \times 10^{-8} \text{ s}$  produciendo piones neutros y cargados, así como también positrones, muones y neutrinos a través de los canales principales que se presentan en la Tabla I.4.

Modo de decaimiento	Probabilidad
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	63%
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	21%
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	6%
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	2%
$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$	5%

Tabla I.4: Principales modos de decaimiento del kaon cargado  $K^+$  [Pdg].

La producción de kaones es un proceso en el cual se generan además otras partículas como hiperones y bariones. Esta es una condición necesaria para la conservación de la extrañeza en la reacción. Los hiperones mencionados son los bariones pesados  $\Sigma$  o  $\Lambda$  con masas del orden de  $1100 \text{ MeV}/c^2$  mientras que los bariones pueden ser nucleones así como también resonancias  $\Delta$  y  $N^*$ .

La energía cinética umbral para la creación de kaones a partir de la colisión entre nucleones, teniendo en cuenta consideraciones cinemáticas, es del orden de  $900 \text{ MeV}$ . Dado que en los tratamientos con iones pesados la energía de las partículas incidentes está comprendida en el rango de  $80$  a  $430 \text{ MeV}/n$ , estas partículas tan masivas tienen muy poca probabilidad de creación. Eventualmente esos umbrales se podrán alcanzar en sucesivas colisiones.

## I.7 Interacción de partículas pesadas y cargadas con la materia.

Como ha sido mencionado anteriormente partículas masivas y cargadas se pueden

producir en las colisiones nucleares. Una vez que estas se producen existen diversos mecanismos por los cuales pueden perder su energía al atravesar un medio material. Estos mecanismos son:

- la excitación e ionización,
- la radiación de frenado (bremstrahlung),
- la radiación Cherenkov,
- la radiación de transición y
- las reacciones nucleares.

La ionización y excitación atómica son fenómenos relacionados con los electrones ligados a los átomos del medio y son netamente electromagnéticos. En 1932 H. Bethe determinó una expresión cuántica relativista para determinar la transferencia de energía por unidad de distancia recorrida para una partícula pesada y cargada en materiales uniformes, debida a esta interacción, magnitud conocida como *poder de frenado*. Esta expresión lleva el nombre de *Fórmula de Bethe* y depende del cuadrado de la carga de partícula en cuestión y de su energía a través de  $\beta = v/c$ , en donde  $v$  es la velocidad de la misma [Tur].

Su expresión es:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi k^2 Z_{ef}^2 e^4 n}{m c^2 \beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 \right] \quad (1.22)$$

en la cual:

$$T_{max} = \frac{2m c^2 \beta^2 \gamma^2}{\left[ 1 + 2\gamma \frac{m}{M} + \left(\frac{m}{M}\right)^2 \right]} \quad (1.23)$$

es la máxima energía cinética que puede adquirir un electrón en una colisión,

$$Z_{ef} = Z \left( 1 - e^{-125 \beta Z} \right) \quad (1.24)$$

es la carga efectiva del proyectil que depende de su energía y número atómico [Kra],

$$k_0 = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} = 8.99 \times 10^9 \frac{Nm^2}{C^2},$$

$e =$  módulo de la carga del electrón ,

$n = n^\circ$  de electrones por unidad de volumen del medio material ,

$m =$  masa en reposo del electrón ,

$I =$  energía de excitación media del material y

$M =$  masa en reposo de la partícula incidente .

Siempre que se trate de una sustancia pura  $I$  puede aproximarse por las siguientes fórmulas empíricas [Tur]:

$$I = 19,0 eV \text{ para } Z = 1 \quad (1.25)$$

$$I = (11,2 + 11,72 Z) eV \text{ para } 2 \leq Z \leq 13 \quad (1.26)$$

$$I = (52,8 + 8,71 Z) eV \text{ para } Z > 13 \quad (1.27)$$

Posteriormente fueron introducidas dos correcciones a esta formulación. Una de ellas es la llamada *corrección de densidad* que es significativa para altas energías de la partícula incidente. La segunda es la *corrección de Barkas o de capas*, que considera que a bajas energías las ionizaciones y excitaciones ya no se producen en las capas internas de los átomos del material. La fórmula modificada recibe el nombre de *Fórmula de Bethe-Bloch* y es válida para un rango muy amplio de energía definido por  $0.05 < \beta\gamma < 1000$  [Phy].

Su expresión es :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi k^2 Z_{ef}^2 e^4 n}{m c^2 \beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2 m c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (1.28)$$

en donde  $\delta$  corresponde al término de densidad cuya parametrización se basa en los trabajos de R.M.Sternheimer [Ste]:

$$\delta = 2(L_n 10) x - c \quad \text{si } x \geq x_1 \quad (1.29)$$

$$\delta = 2(L_n 10) x - c + a(x_1 - x)^k \quad \text{si } x_0 \leq x \leq x_1 \quad (1.30)$$

en donde  $x_0, x_1, k, c$  y  $a$ , son parámetros de ajuste que dependen del material, y que se encuentran tabulados en la referencia.

$\frac{C}{Z}$  corresponde al término de corrección de capas y que es válido para energías tales que  $\beta\gamma > 0.13$  .  $C$  se obtiene a partir de la expresión [Bar]:

$$C = (B_1(\beta\gamma)^{-2} + B_2(\beta\gamma)^{-4} - B_3(\beta\gamma)^{-6}) 10^{-6} I^2 + (B_4(\beta\gamma)^{-2} - B_5(\beta\gamma)^{-4} + B_6(\beta\gamma)^{-6}) 10^{-9} I^3 \quad (1.31)$$

cuyos coeficientes se presentan en la Tabla I.5

B1	0.422377
B2	0.0304043
B3	0.00038106
B4	3.858019
B5	0.1667989
B6	0.00157955

Tabla I.5 : Constantes para la corrección de Barkas [Spa].

$Z$  es el número atómico efectivo del material que se obtiene a partir de la expresión:

$$Z = \frac{\sum_j N_j Z_j}{\sum_j N_j} \quad (1.32)$$

en donde  $N_j$  es la cantidad de átomos por unidad de volumen del elemento  $j$  y  $Z_j$  su número atómico.

Además, para el caso en que el medio material no sea una sustancia pura sino una mezcla, como es el caso del agua o el tejido, entonces en la expresión de Bethe debe sustituirse el término  $n \ln(I)$  por la expresión:

$$\sum_j N_j Z_j \ln(I_j) \quad (1.33)$$

en donde  $I_j$  es la excitación media correspondiente a cada elemento químico. Esta aproximación recibe el nombre de *aditividad de Bragg* [Bev].

A continuación serán definidas brevemente las restantes formas de interacción de las partículas cargadas con la materia.

La radiación de frenado se produce por la aceleración de las partículas cargadas al atravesar la materia, la radiación Cherenkov se emite cuando las partículas cargadas poseen una velocidad que supera la velocidad de la luz en el medio y la radiación de transición se emite cuando las partículas cargadas atraviesan medios de densidad variable [Jac]. Por último, las reacciones nucleares son aquellas en las cuales los núcleos

de las partículas incidentes interactúan mediante la fuerza fuerte con los núcleos atómicos del material en el que se propagan. En este procesos los núcleos son fragmentados.

Desde el punto de vista de la pérdida de energía por unidad de distancia, ni la radiación Cherenkov ni la radiación de transición son procesos que contribuyan significativamente [Phy]. En el caso de la radiación de frenado, esta se vuelve importante para energías ultrarelativistas [Jac].

En las reacciones nucleares, en cambio, el porcentaje de núcleos que logran atravesar un material de espesor finito sin haber tenido una colisión nuclear, obedece una ley de decaimiento exponencial dando lugar a depósitos de energía significativos en el caso de las terapias con iones pesados.

Esto surge de suponer que para un espesor infinitesimal  $dx$ , el número de núcleos disminuye proporcionalmente a dicho espesor y al número de núcleos  $N(x)$  presentes, con lo cual

$$dN = -\lambda dx N(x) \tag{1.34}$$

y

$$N(x) = N_0 e^{-\lambda x} \tag{1.35}$$

donde  $N_0$  es el número de núcleos que inciden sobre el material.  $\lambda^{-1}$  recibe el nombre de *camino libre medio* y  $\lambda$  representa la probabilidad por unidad de longitud de que un núcleo sufra una interacción.

Entonces, la probabilidad de que un núcleo no interactúe en un medio de espesor  $L$  finito, considerado como una superposición de  $n$  capas de espesor  $dx$ , es:

$$(1 - \lambda dx)^n = \left(1 - \lambda \frac{L}{n}\right)^n \xrightarrow{n \rightarrow \infty} e^{-\lambda L} \tag{1.36}$$

A continuación se presenta en la figura I.4 una gráfica del poder de frenado másico, para iones de carbono en aire, que representa un típico perfil de esta magnitud.

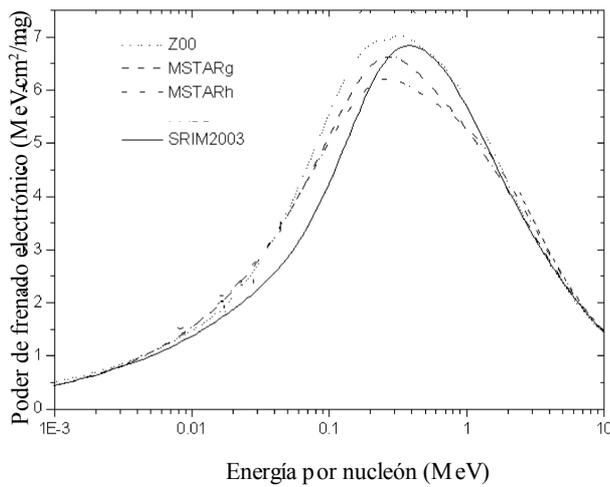


Figura I.4: Poder de frenado másico vs. energía para iones de carbono en aire.

Si se grafica el poder de frenado másico (poder de frenado dividido por la densidad del material) en función de la distancia recorrida la gráfica que se obtiene recibe el nombre de *curva de Bragg*, tal como se muestra en la figura I.5.

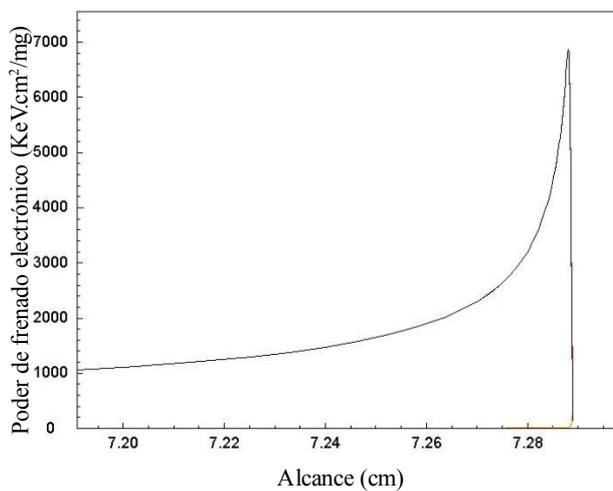


Figura I.5: Curva de Bragg: Poder de frenado másico vs. distancia recorrida para iones de carbono de 2000 MeV en tejido blando(ICRP).

Este perfil del poder de frenado muestra una de las razones por las cuales la radioterapia con iones pesados es útil. La mayor cantidad de energía se deposita principalmente cerca

del pico de Bragg, y esta cae abruptamente detrás del pico, a diferencia de lo que ocurre con los fotones, por ejemplo. Esto se debe a que la fórmula de Bethe-Bloch es dominada por los términos  $1/\beta^2$  y  $Z_{ef}$ . Cuando la partícula penetra en el material va perdiendo su energía y al disminuir la energía el término  $1/\beta^2$  incrementa el poder de frenado. Sin embargo, al disminuir la energía el término  $Z_{ef}$  decrece rápidamente. Esto genera un máximo en el poder de frenado [Kra]. Cuando la partícula penetra en el material y termina de perder su energía, dejando el régimen relativista, es cuando se produce la mayor pérdida de energía por unidad de longitud. Entonces los iones, por ejemplo de carbono, atraen a los electrones atómicos y comienzan a trasladarlos con ellos, lo que hace que la carga del ion se transforme en una carga efectiva menor dada por la ec. 1.24.

A medida que la energía continúa decreciendo el  $Z_{ef} \rightarrow 0$  y no se producen más interacciones electromagnéticas. Entonces,  $\frac{dE}{dx} \rightarrow 0$  y el pico de Bragg se vuelve muy pronunciado al final del recorrido [Mai].

Los procesos microscópicos que ocurren en el Pico de Bragg involucran altas transferencias de energía e interacciones complejas entre el proyectil y los átomos y moléculas del tejido.

A partir del poder de frenado se determina cuál es el *alcance* de una partícula en un medio material mediante la expresión:

$$R(E) = \int_0^{E_i} \left( -\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (1.37)$$

en donde  $E_i$  es la energía cinética inicial de la partícula.

A su vez, integrando el poder de frenado a lo largo de todo el recorrido se obtiene

$$E = \int_0^R \left( -\frac{dE}{dx} \right) dx \quad (1.38)$$

que es la energía depositada por las partículas cargadas en el material por sus interacciones electromagnéticas. Esta magnitud es esencial para el cálculo de la dosis recibida en tratamientos de radioterapia con iones pesados.

## I.8 Interacción de los fotones con la materia.

En las reacciones nucleares pueden producirse piones neutros que posteriormente decaerán generando fotones. Estos fotones presentan diversos mecanismos de interacción con un medio material y mediante algunos de ellos perderán su energía contribuyendo a la dosis al atravesar el medio.

Estas interacciones son:

- la dispersión Rayleigh,
- el efecto fotoeléctrico,
- el efecto Compton,
- la creación de pares electrón-positrón y
- las reacciones fotonucleares.

Dado que la dispersión Rayleigh es el proceso de colisión elástica, esta no contribuirá a depositar energía en el medio. Los otros mecanismos de interacción y el consecuente depósito de energía contribuyen en diferente medida para cada energía. Esto está determinado por la sección eficaz de cada proceso.

El efecto fotoeléctrico, que es un fenómeno en el que se produce la absorción del fotón emitiéndose un electrón, depende fuertemente del número atómico  $Z$  del material en cuestión. Es un efecto que tiene asociada una energía umbral que coincide con la energía de ligadura del electrón. La sección eficaz de absorción fotoeléctrica ( $\tau_x$ ) es proporcional a  $Z^5 r_0^2 / 137^4$  [Seg]. Esta interacción es dominante para energías del fotón inferiores a  $100 \text{ KeV}$ .

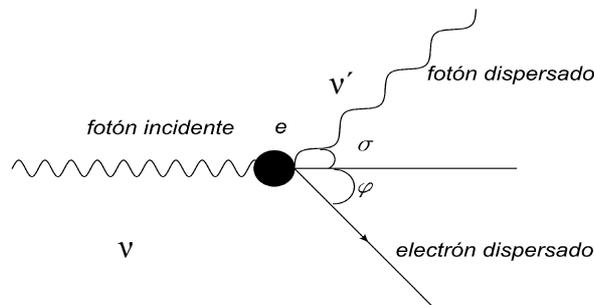


Figura I.6: Efecto Compton.

En el efecto Compton un fotón es dispersado por un electrón atómico transfiriendo parte de su energía a este. Si la energía del fotón es suficientemente grande el electrón puede ser considerado libre. Este proceso se muestra en la figura I.6.

La sección eficaz diferencial del efecto Compton se calcula en electrodinámica cuántica y es conocida como la *Fórmula de Klein-Nishina* [Att]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{k_0^2 e^4}{2m^2 c^4} \left( \frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \left( \frac{\nu}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu} - \sin^2 \theta \right) \quad (1.39)$$

donde

$\nu$  = frecuencia del fotón incidente ,

$\nu'$  = frecuencia del fotón dispersado y

$\theta$  = ángulo de dispersión del electrón .

Integrando la expresión anterior en todo el ángulo sólido se obtiene la sección eficaz total

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (1.40)$$

La dispersión Compton no tiene asociada una energía umbral, pero es más probable si la energía del fotón se encuentra en el rango de 100 KeV a 1.022 MeV [Tur].

La producción de pares es un proceso cuántico relativista en el cual un fotón, en las proximidades de un núcleo atómico, produce un par electrón-positrón. Es un fenómeno que lleva asociada una energía umbral que coincide con el doble de la energía de reposo de un electrón, cuyo valor es de 1.022 MeV. La producción de pares tiene mayor sección eficaz ( $\kappa_T$ ) a medida que aumenta la energía del fotón y esta probabilidad es proporcional a  $Z^2$ , siendo  $Z$  el número atómico de los átomos del medio material [Seg].

En particular para  $h\nu \gg mc^2$

$$\kappa_T = \frac{e^2}{hc} Z^2 r_0^2 \left( \frac{28}{9} \log \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \right) \quad (1.41)$$

Por último, las reacciones fotonucleares son aquellas en las cuales un fotón al impactar con un núcleo atómico es absorbido emitiéndose un nucleón. Para que este proceso sea posible es necesario que el fotón posea una energía que supere la energía de ligadura del nucleón, por lo cual las reacciones fotonucleares también tienen asociada una energía

umbral [Tur].

La sección eficaz correspondiente ( $\varepsilon_T$ ) es varios órdenes de magnitud menor que la combinación de las restantes secciones eficaces mencionadas. Este proceso es una fuente importante de producción de neutrones, lo que implica consideraciones especiales desde el punto de vista de la radioprotección y también porque los núcleos que resultan generalmente son radioactivos.

## I.9 Coeficiente de atenuación.

La probabilidad de interacción por unidad de longitud recorrida en un medio material de un fotón recibe el nombre de *coeficiente de atenuación lineal*. Es la suma de los coeficientes de atenuación individuales del efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton, la creación de pares y las reacciones fotonucleares respectivamente:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa + \varepsilon \quad (I.42)$$

Cada uno de estos coeficientes está relacionado con las respectivas secciones eficaces definidas en la sección anterior a través de las relaciones:

$$\tau = n \tau_T \quad (I.43)$$

$$\sigma = n \sigma_T \quad (I.44)$$

$$\kappa = n \kappa_T \quad (I.45)$$

$$\varepsilon = n \varepsilon_T \quad (I.46)$$

Para el caso particular de un haz monoenergético y colimado, con  $N_0$  fotones iniciales, que atraviesa un material delgado de espesor  $x$ , el número de fotones  $N(x)$  que atraviesan el material obedece una ley exponencial:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (I.47)$$

Para otro tipo de geometrías o para una haz que no es monoenergético el número de fotones que atraviesan el material no es descrito por la ec. I.47. En estas condiciones se define una magnitud llamada *factor de "build up"* que depende tanto de la energía como

del espesor del material de forma que:

$$N(x) = B(E, \mu x) N_0 e^{-\mu x} \quad (1.48)$$

La ley de atenuación exponencial es la responsable de que la dosis absorbida en tejido debida a un tratamiento radiante con fotones sea mayor en la zona de entrada al tejido. Esto hace que una parte importante del tejido sano sea irradiado innecesariamente.

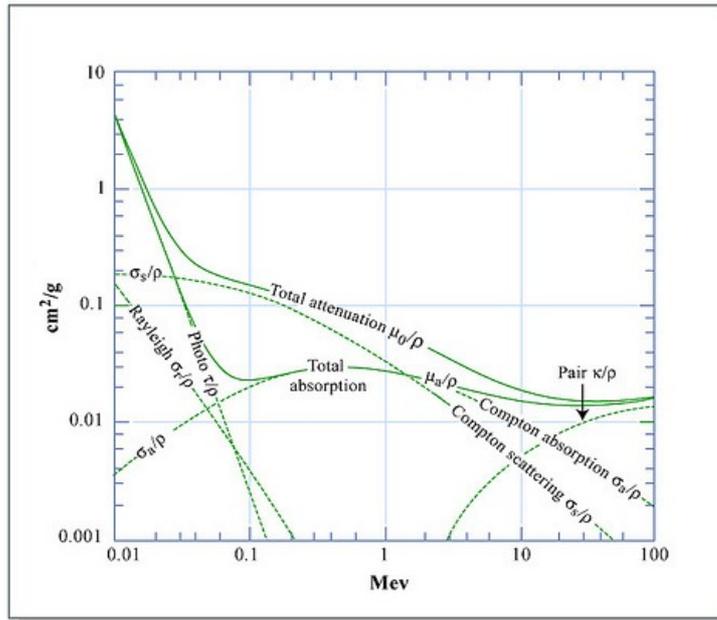


Figura 1.7: Coeficientes de atenuación máscicos en aire [Tur].

En la figura 1.7 se muestran las secciones eficaces divididas por la densidad del material para los procesos mencionados en función de la energía para fotones en aire. Se distingue claramente qué proceso domina en cada región.

Existen códigos computacionales que permiten simular las trayectorias de partículas en medios materiales, así como también determinar el depósito de energía durante estos trayectos. Algunos de estos programas son: PENELOPE, Geant4 y MCNP, entre otros mencionados anteriormente. El paquete de subrutinas PENELOPE (siglas del inglés: PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons) ha sido desarrollado por científicos de la Universidad de Barcelona. Utiliza la simulación Monte Carlo para determinar la dosis tomando en consideración la dispersión Rayleigh, el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la creación de pares para un espectro de fotones, electrones o positrones en un medio material con geometría a elección del usuario [Pen].

Los cálculos dosimétricos para fotones realizados en esta tesis, utilizaron este paquete de subrutinas.

## I.10 Dosimetría

Dado que las radiaciones ionizantes tienen la potencialidad de desencadenar efectos biológicos indeseados, es necesario definir ciertas magnitudes para poder cuantificar la incidencia de los mismos como una función de la cantidad de radiación recibida. También son necesarias estas magnitudes para cuantificar la exposición a la radiación de los individuos y para realizar controles ambientales, entre otros.

Se define *dosis absorbida* como la cantidad de energía por unidad de masa irradiada que deposita la radiación en un material:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (I.49)$$

Esta magnitud se mide en grays.

Además, dado que no todos los tipos de radiación generan los mismos efectos biológicos, se define la *dosis equivalente* en un tejido  $T$ . Esta se obtiene de ponderar a la dosis absorbida por un factor que depende del tipo de radiación,  $w_r$  [Icr]. Esta magnitud se mide en sieverts (Sv):

$$H_T = \sum_r w_r D_{T,r} \quad (I.50)$$

En esta expresión la suma corresponde a todos los tipos de radiación y  $D_{T,r}$  hace referencia a la dosis absorbida por cierto tejido  $T$  para cada tipo de radiación  $r$ .

A continuación se presenta en la Tabla I.6 el factor de ponderación  $w_r$  para los diferentes tipos de radiación.

Tipo de radiación	Factor de ponderación, $w_r$
Fotones	1
Electrones y muones	1
Protones y piones cargados	2
Partículas alfa, fragmentos de fisión e iones pesados	20
Neutrones	Función de la energía

Tabla I.6: Factores de ponderación de la radiación [Icr]

Por último, ya que los diferentes órganos y tejidos presentan diferente sensibilidad a la radiación, se define la *dosis efectiva*. Esta se obtiene de ponderar la dosis equivalente por un factor que depende de cada órgano o tejido,  $w_T$ , tal como se presenta en la Tabla I.7.

$$E = \sum_T w_T H_T \quad (I.51)$$

Tejidos	Factor de ponderación, $w_T$
Médula ósea, colon, pulmón, estómago, mama, resto de tejidos	0,12
Gónadas	0,08
Vejiga, esófago, hígado, tiroides	0,04
Superficie del hueso, cerebro, glándulas salivales, piel	0,01

Tabla I.7: Factores de ponderación para órganos y tejidos [Icr].



# Capítulo II. El código Monte Carlo

## El código MBHIT

Hasta el momento han sido introducidos conceptos básicos de física nuclear, colisiones y pérdida de energía por fotones y partículas pesadas y cargadas en medios materiales. Estos son elementos esenciales para la simulación de colisiones nucleares mediante el código MBHIT y para la estimación del depósito de dosis en medios materiales. Las simulaciones Monte Carlo de las colisiones nucleares que permiten incluir la formación de *clusters*, o sea aquellas en las que participan varias partículas en una colisión, han probado ajustar mejor los datos experimentales para la producción de mesones [Kod], en comparación con aquellas que consideran simplemente colisiones a dos cuerpos.

El código MBHIT puede simular ambas formas de realizar una colisión. Se presentará en primera instancia cómo funciona el código en su formato más elemental para colisiones binarias sin la formación de *clusters*. En la siguiente sección serán introducidos los restantes tipos de colisión, que consideran la formación de *clusters* en sus diferentes posibilidades.

## II.1 MBHIT en colisiones binarias.

MBHIT permite simular la colisión entre dos núcleos. Al iniciar una colisión el programa genera para cada núcleo una distribución radial de probabilidad para la densidad nuclear mediante la función de Woods-Saxon:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r - r_0 \cdot A^{1/3}}{\sigma}}} \quad (\text{II.1})$$

en donde  $r_0 = 1,18 \text{ fm}$ ,  $\sigma = 0,5 \text{ fm}$  mide la difusividad de la superficie nuclear,  $\rho_0$  indica la densidad nuclear promedio y  $A$  el número de masa de cada núcleo. Estos valores numéricos son los utilizados en la referencia [Gon3]. Entonces, un núcleo de radio dado por la ec. I.1 es dividido en un cierto número de cascarones cada uno de ellos con una probabilidad determinada por la ec. II.1.

Posteriormente se asignan las condiciones iniciales de posición y momento para cada nucleón considerando que los nucleones en los núcleos se comportan de acuerdo al modelo de Fermi [Gon3]. Para determinar la posición a cada nucleón se le asignan aleatoriamente los ángulos polar y azimutal,  $(\theta, \varphi)$ , y una probabilidad para su distancia  $r$  al centro del núcleo. Esta última es comparada con aquellas definidas por la función de distribución para así definir, por interpolación lineal, su posición.

Para determinar la cantidad de movimiento se asignan nuevamente en forma aleatoria los ángulos  $(\theta, \varphi)$  y el módulo de la cantidad de movimiento tal que  $0 < p < P_f$ , en donde  $P_f$  es el momento de Fermi dado por la ec. I.7.

El código incluye la posibilidad adicional de elegir si la colisión será frontal o periférica. La diferencia entre una u otra radica en el parámetro de impacto definido para la colisión entre los dos núcleos. En el primer caso el parámetro de impacto será simplemente la suma de los radios nucleares,  $b_{max} = R_1 + R_2$ , mientras que en el segundo caso el parámetro de impacto será un número aleatorio perteneciente al intervalo  $[0, b_{max}]$ . Las colisiones centrales describen en forma adecuada a las colisiones nucleares que tienen lugar en un tratamiento con iones pesados.

Posteriormente se determinan, a partir de las condiciones iniciales para cada nucleón del proyectil y del blanco, todas las posibles colisiones entre los nucleones y sus respectivos instantes. Para ello se considera que dos partículas podrán colisionar siempre que se cumpla la siguiente relación:

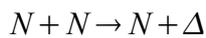
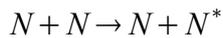
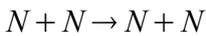
$$b_{ij} \leq \sqrt{\frac{\sigma_{ij}(s)}{\pi}} \quad (II.2)$$

donde  $b_{ij}$  es el parámetro de impacto de la colisión para las partículas  $i$  y  $j$ ,  $\sigma_{ij}$  es la sección eficaz total de la interacción entre los nucleones  $i$  y  $j$ , y  $s$  es la masa invariante de las partículas que colisionan.

Esto es llamado *criterio de dispersión para esferas duras*. Si las partículas fueran esferas duras de radio  $R_1$  y  $R_2$ , la sección eficaz sería igual a la sección geométrica,  $\sigma_{ij} = \pi(R_1+R_2)^2$ , y el criterio implicaría entonces que hay colisión si  $b < R_1+R_2$ .

La sección eficaz total  $\sigma_{ij}(s)$  que se considera para esta proceso incluye todos los posibles canales que pueden ocurrir en esta primera colisión, sean choques elásticos o choques inelásticos que conducirán a la creación de resonancias.

Los canales posibles para estas reacciones son:



en los cuales  $N^*$  representa una de las resonancias bariónicas  $N^{*0}$  o  $N^{*+}$  y  $\Delta$  representa a alguna de las partículas del multiplete ( $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^+$ ,  $\Delta^0$ ,  $\Delta^-$ ) que fueron presentadas en la sección I.4.

El parámetro de impacto  $b_{ij}$  está dado por la cinemática de la interacción [Gon3]:

$$(b_{ij})^2 = (\vec{r}_{ij})^2 + 2 \frac{(m_i m_j c^5)^2}{f(s) \cdot g(s)} \left[ f(s) \frac{\vec{r}_{ij} \cdot \vec{p}_i}{(m_i c^2)^2} - 2 \vec{r}_{ij} \cdot \vec{p}_j \right] \cdot \left[ f(s) \frac{\vec{r}_{ij} \cdot \vec{p}_j}{(m_j c^2)^2} - \vec{r}_{ij} \cdot \vec{p}_i \right] \quad (II.3)$$

donde:

$$\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j, \quad (II.4)$$

$$g(s) = [s - (m_i + m_j)^2 c^4] \cdot [s - (m_i - m_j)^2 c^4] \quad (II.5)$$

$$f(s) = \sqrt{g(s)} + s - (m_i c^2)^2 - (m_j c^2)^2 \quad (II.6)$$

El instante  $t_{ij}$  de cada posible colisión está dado por:

$$t_{ij} = -\frac{\vec{r}_{ij} \cdot \vec{v}_{ij}}{|\vec{v}_{ij}|^2} \quad (II.7)$$

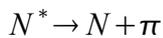
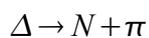
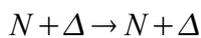
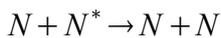
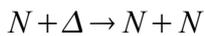
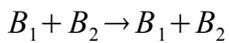
donde:

$$\vec{v}_{ij} = \vec{v}_i - \vec{v}_j \quad (II.8)$$

Aquella colisión que tenga el menor valor  $t_{ij}$  es la colisión que será seleccionada y llevada a cabo. Para los dos nucleones que colisionan, si el proceso involucrado es la creación de una resonancia, se elige según las correspondientes secciones eficaces cuál de ellas será. Luego se generan los momentos de las partículas del estado final de esta colisión de manera de conservar el cuadri-impulso total, mediante una distribución angular uniforme para el caso de formación de resonancias y mediante una distribución angular basada en datos experimentales para el caso de una colisión elástica. Los restantes nucleones son llevados a las nuevas posiciones mediante traslaciones determinadas por dicho intervalo de tiempo.

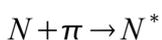
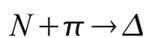
Luego de la primera colisión otros canales además de la colisión elástica o la formación de resonancias pueden ocurrir. Estos son: la absorción de resonancias y el decaimiento de las resonancias generando piones neutros o cargados.

Los posibles canales a partir de este momento son entonces:



Nuevamente se determinan cuales son las partículas que pueden colisionar y los respectivos instantes de interacción aplicando el criterio de esferas duras, tomando en consideración también las secciones eficaces de los nuevos canales. Para determinar cual será la colisión a efectuar, si en la primera interacción una resonancia fue creada entonces también se debe comparar su vida media con los  $t_{ij}$  calculados. El proceso correspondiente al menor valor de todos los tiempos es el que se llevará a cabo, con la consecuente creación de nuevas partículas, si fuera el caso, y la determinación de los cuadri-momentos finales.

A partir de la tercera colisión si algún pión hubiera sido generado por el decaimiento de una resonancia, este posteriormente podrá ser absorbido generando nuevas resonancias según los siguientes canales:



El proceso de selección de la nueva colisión de aquí en más y hasta el final de la ejecución del programa se repite de igual manera que en los casos anteriores, pero ahora tomando en consideración todos los canales mencionados.

Este proceso se repite hasta que no se cumpla más la condición de esferas duras para ningún par de partículas y hasta que no haya ninguna resonancia por decaer en el sistema. En ese momento se considera finalizada la colisión nuclear. Se procede entonces desde el inicio a generar nuevas condiciones iniciales para efectuar un nuevo choque, y así sucesivamente hasta completar el número de colisiones núcleo-núcleo deseadas.

Repitiendo un número suficiente de veces el procedimiento es posible obtener datos estables estadísticamente que permiten calcular las magnitudes de interés. De esta forma los errores estadísticos asociados no serán significativos.

Cada vez que una colisión es efectuada el código MBHIT verifica que no se viole el principio de exclusión de Pauli. Para ello se define para cada partícula un volumen de exclusión en el espacio de fase. Estos volúmenes son definidos como una celda

hipercúbica tal que el tamaño espacial de la celda es igual a la dimensión típica de un nucleón:

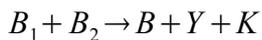
$$\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1.13 \text{ fm} \quad (\text{II.9})$$

y el tamaño asociado al momento cumple con el principio de incertidumbre:

$$\Delta x_i \cdot \Delta p_i = h \quad (\text{II.10})$$

Entonces, una vez efectuada la colisión, se verifica si la ocupación del volumen de exclusión asociado al estado final de los fermiones que colisionaron incluye más de  $(2S+1)(2I+1)$  partículas, siendo  $S$  e  $I$  el spin e isospin totales de la reacción respectivamente. Si la ocupación de esta celda fuera mayor, la colisión se considera prohibida y el programa la descarta para volver a analizar cual será la próxima colisión que se producirá [Gon2].

Además de los canales mencionados el código permite generar otras partículas como los kaones e hiperones según el siguiente proceso:



En este canal  $B$  representa a los bariones no extraños e  $Y$  representa un hiperón  $\Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+$  o  $\Sigma^-$ . Nótese que la conservación de la extrañeza para las interacciones fuertes, exige que en el estado final se produzcan dos partículas extrañas de extrañeza opuesta.

El umbral de energía para la producción de partículas extrañas, que surge de consideraciones cinemáticas para todas las combinaciones de partículas que pueden intervenir en la reacción, es muy superior a las energías utilizadas en el ámbito clínico. Por este motivo las partículas secundarias que se generaran en las colisiones de interés serán únicamente los piones neutros y cargados, y sus respectivos productos de decaimiento.

## II.2 El código MBHIT con la formación de *clusters*.

En la sección anterior fue explicado el funcionamiento del código en su forma más

sencilla, considerando únicamente colisiones de tipo binarias. En esta sección se introducirán las restantes hipótesis de colisión nuclear que el código MBHIT puede simular. Se comenzará por definir qué significa la formación de *clusters* para luego introducir los distintos criterios que los definen.

Una vez determinados los dos bariones que van a colisionar, según el mecanismo presentado en la sección anterior, es posible seleccionar otros bariones vecinos que participarán de la interacción, que llamaremos *nucleones participantes*, debido a diferentes argumentos físicos. Este conjunto de partículas vecinas son las que formarán el mencionado *cluster*. De esta forma se incluyen en forma efectiva en las colisiones binarias los efectos del medio nuclear. Las restantes partículas que no participarán de la colisión serán llamados *nucleones espectadores*.

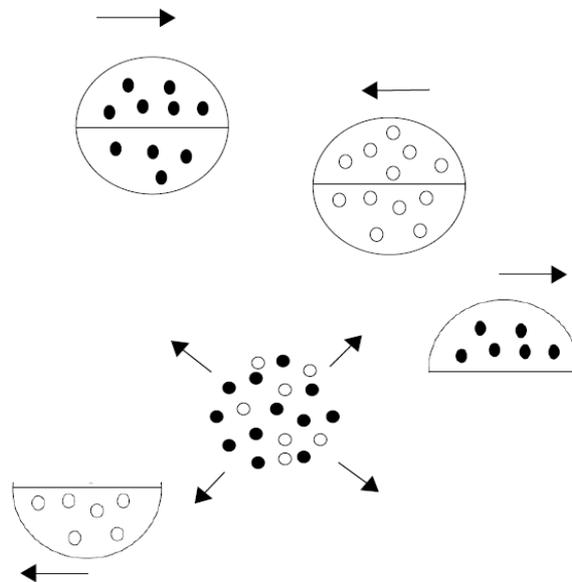


Figura II.1: Diagrama de nucleones participantes y espectadores

Para determinar los bariones que formarán parte del *cluster* el código permite utilizar tres criterios diferentes. Para cada uno de ellos se estudiará y comparará el espectro, multiplicidad, distribución angular de las partículas secundarias producidas, así como la dosis depositada en el tejido y agua debida a estas últimas.

Los criterios de formación de *clusters* se definen a continuación [Gon3].

➤ CCG (criterio de *clusters* grandes)

Una partícula  $K$  pertenecerá al *cluster* si su distancia a los dos bariones que colisionan cumple que en el instante  $t_{ij}$  de la colisión:

$$r_{ki} < \sqrt{\frac{\sigma_{ki}(s)}{\pi}} \quad \text{ó} \quad r_{kj} < \sqrt{\frac{\sigma_{kj}(s)}{\pi}} \quad (\text{II.11})$$

Este criterio implica que pertenecerán al *cluster* todas aquellas partículas que en el instante de la colisión se encuentren, respecto de alguna de las partículas del par original, a una distancia menor que el alcance efectivo de la interacción entre la partícula  $K$  con la partícula  $i$  o con la partícula  $j$ . Este criterio incluye a las partículas que hubieran intervenido en colisiones que desde el punto de vista cinemático hubieran sido permitidas, pero que fueron descartadas por tener tiempos de colisión mayores a  $t_{ij}$ .

➤ CCP (criterio de *cluster* pequeños)

Una partícula  $K$  pertenecerá al *cluster* si además de cumplir la condición CCG cumple que:

$$r_{ki} < d_{ij} \quad \text{ó} \quad r_{kj} < d_{ij} \quad (\text{II.12})$$

Este criterio restringe la cantidad de partículas que pertenecen al *cluster* definido por el criterio CCG, imponiendo una condición geométrica adicional, que incluye únicamente a las partículas que están suficientemente cerca.

➤ FR (criterio de alcance fijo “Fixed Range”)

Una partícula  $K$  pertenecerá al *cluster* si su distancia a alguno de los dos bariones que colisionan es menor que el alcance típico de las interacciones fuertes:

$$r_{ki} < 2 \text{ fm} \quad \text{ó} \quad r_{kj} < 2 \text{ fm} \quad (\text{II.13})$$

Esto implica que en el instante del choque todas aquellas partículas que se encuentran a una distancia tal que experimenten la interacción fuerte con alguna de las partículas del par original formarán parte del *cluster*.

Una vez definidas cuáles son las partículas que pertenecen al *cluster* se procede a realizar una redistribución de la energía y del momento entre éstas, conservando el cuadri-impulso total del *cluster*. De esta forma la colisión binaria es llevada a cabo dentro de un “baño térmico” producido por las partículas que forman el *cluster*. Este criterio incorpora en forma efectiva en la colisión binaria el efecto de las restantes partículas que interaccionan con ellas, modificando la energía disponible para la colisión binaria original.

Para generar los momentos de todos los nucleones de un *cluster*, sujetos a las leyes de conservación correspondientes, se ha utilizado el método desarrollado por Randrup que es una forma eficiente de proceder desde el punto de vista informático [Ran].

En el método introducido por Randrup, los momentos son elegidos iterativamente de forma de conservar el cuadri-impulso total del *cluster*. Para ello, trabajando en el sistema del centro de masa del mismo, se escogen momentos de forma que sus módulos obedezcan una distribución Gaussiana de valor medio:

$$\hat{p} = \sqrt{2M \langle E_K \rangle} \quad (\text{II.14})$$

donde  $\langle E_K \rangle$  es la energía cinética media de las partículas que forman el *cluster* y M es la masa total del *cluster*. Posteriormente se transforman los momentos para que el momento total en el centro de masa del *cluster* sea cero.

Dado que la suma de las energías de las partículas ya no será igual a la energía total

$$E_{CM} \neq E_r = \sum_{i=1}^N \sqrt{\tilde{p}_i^2 c^2 + m_i^2 c^4} \quad (\text{II.15})$$

es necesario reescalar los momentos elegidos a través de un parámetro  $x$  :

$$\tilde{p}_i \rightarrow \tilde{p}_i \sqrt{1+x} \quad (\text{II.16})$$

Para determinar el valor de  $x$  se puede desarrollar la expresión (II.16)

$$E_r \approx \sum_{i=1}^N \sqrt{\tilde{p}_i^2 + m_i^2} \left(1 + \frac{\tilde{p}_i^2}{2m_i^2} x\right) \quad (\text{II.17})$$

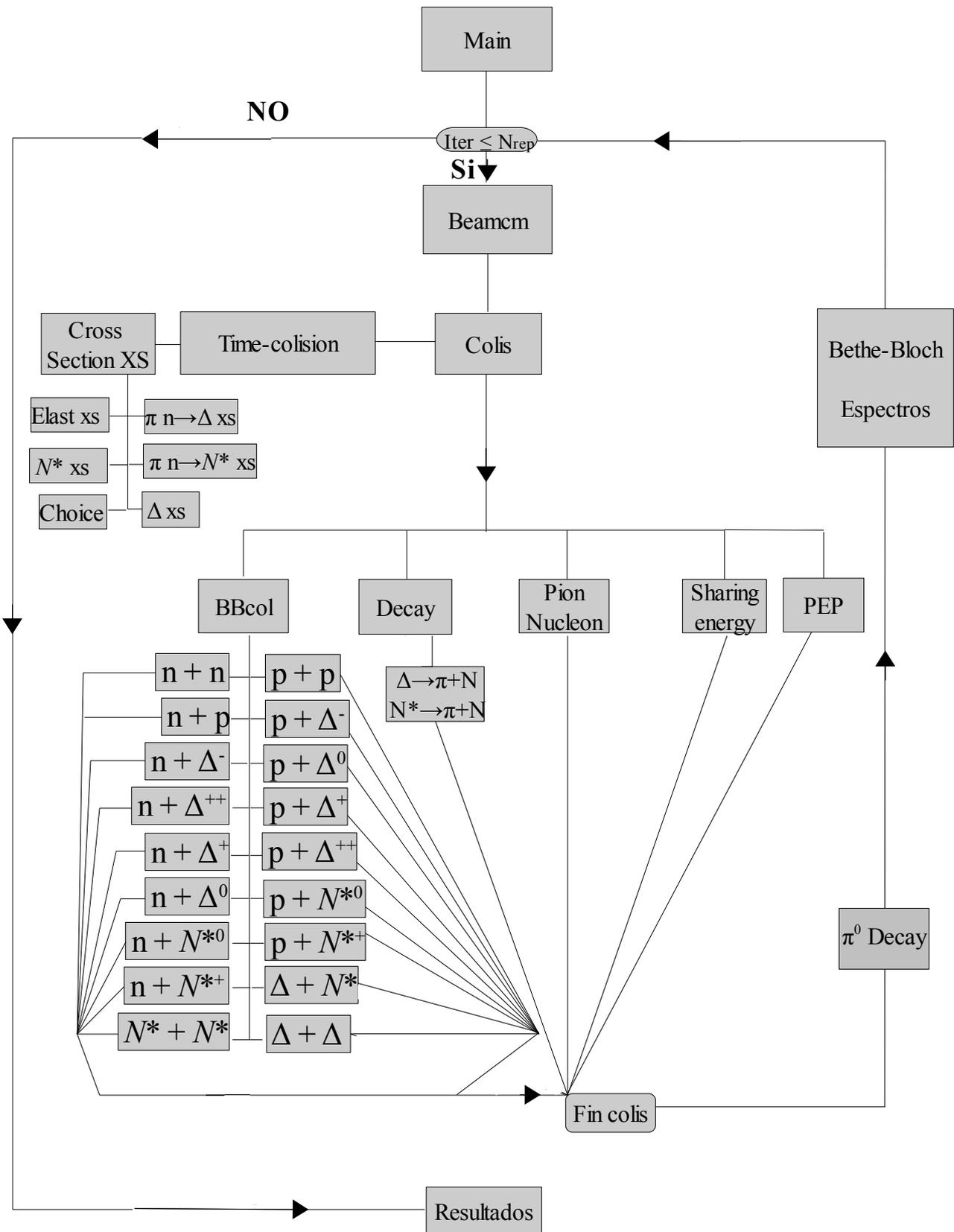
con lo cual:

$$x \approx \frac{E_r - \sum_1^N \sqrt{\tilde{p}_i^2 + m_i^2}}{\sum_1^N \frac{\tilde{p}_i^2}{2m_i}} \quad (\text{II.18})$$

Una vez determinado su valor es posible obtener el valor de los  $\tilde{p}_i$  a partir de la expresión (II.16).

Este procedimiento se repite hasta que la conservación de energía sea obtenida con la precisión deseada. Posteriormente se realiza una transformación de Lorentz para llevar las variables nuevamente al sistema de referencia del laboratorio.

### I.3 Diagrama de flujo del código MBHIT.



## II.4 Consideraciones numéricas en MBHIT.

Los procesos que MBHIT toma en consideración, por ser los más relevantes para el rango de energías consideradas, son los siguientes:

$$B_1 + B_2 \rightarrow B_1 + B_2$$

$$N + N \rightarrow N + \Delta$$

$$N + N \rightarrow N + N^*$$

$$N + \Delta \rightarrow N + N$$

$$N + N^* \rightarrow N + N$$

$$\Delta \rightarrow N + \pi$$

$$N^* \rightarrow N + \pi$$

$$N + \pi \rightarrow \Delta$$

$$N + \pi \rightarrow N^*$$

Dado que cada reacción lleva asociada una probabilidad de ocurrencia, que es determinada mediante la sección eficaz, a continuación se describe cómo MBHIT toma en consideración esta magnitud:

- todas las secciones eficaces para colisiones elásticas entre bariones fueron consideradas iguales a la sección eficaz de la colisión elástica protón-protón,
- para los canales de formación de resonancias que involucran la colisión entre dos nucleones, las secciones eficaces fueron definidas a partir del ajuste de datos experimentales de la sección eficaz de interacción inelástica protón-protón. Además, dado que la resonancia es un estado intermedio metaestable de un sistema nucleón-pión, se puede utilizar la simetría de isospín para relacionar las diferentes secciones eficaces. Para estos canales la sección eficaz fue escrita en función del isospin total inicial y del isospin total final de dos nucleones acoplados a un pion.

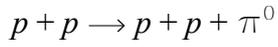
Por ejemplo para la sección eficaz de la reacción  $\sigma_{pp \rightarrow N\Delta}$  se considera que:

$$\sigma_{pp \rightarrow N\Delta} = \sigma_{I0} + 2\sigma_{I1} \quad (\text{II.19})$$

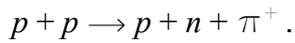
en donde la notación  $\sigma_{ab}$  hace referencia a la sección eficaz total de una reacción que en

el estado inicial presenta únicamente dos nucleones con isospín total igual a  $a$  y en el estado final presenta dos nucleones con isospin total  $b$  y algún pión, de forma que se conserve el isospín total en la reacción.

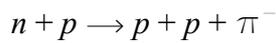
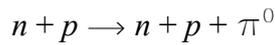
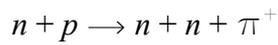
De acuerdo a lo anterior  $\sigma_{II}$  corresponde a la sección eficaz del canal:



y  $\sigma_{I0} + \sigma_{II}$  corresponde a la sección eficaz del canal:



Para la sección eficaz  $\sigma_{NN} \rightarrow NN^*$  imponiendo la conservación de isospín total para el proceso  $n + p$  se obtienen los canales:



Para cada uno de los tres canales anteriores la sección eficaz es  $\frac{1}{2} \sigma_{I0}$ .

Se obtiene entonces que:

$$\sigma_{pn \rightarrow NN^*} = \frac{3}{2} \sigma_{I0} \quad (II.20)$$

Todas las secciones eficaces mencionadas fueron obtenidas a partir de datos experimentales de las referencias [Ver, Gon3].

Para la generación de todas las resonancias, se sorteán sus masas a partir de una distribución de Breit-Wigner con los valores definidos en la Tabla II.1.

Resonancias	Valor medio (MeV)	Ancho $\Gamma$ (MeV)	$\tau$ (fm/c)
$\Delta$	1232	118	1,67
$N^*$	1440	200	0,99

Tabla II.1: Características de las resonancias utilizadas en MBHIT [Gon3, Ver].

La vida media de éstas fueron determinadas a partir de los anchos de desintegración correspondientes según la expresión:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (II.21)$$

A su vez, dado que las resonancias también se pueden generar en procesos de absorción de piones, la sección eficaz correspondiente a estos procesos es de la forma:

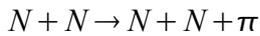
$$\sigma_{\pi N \rightarrow \Delta} = \sigma^{max} \frac{(\Gamma/2)^2}{(\sqrt{s} - M_{N^*0})^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (II.22)$$

Los valores de  $\sigma^{max}$  se presentan en la Tabla II.2.

$\sigma_{\pi^- n \rightarrow \Delta^0}^{max}$	200 mb
$\sigma_{\pi^0 n \rightarrow \Delta^0}^{max}$	135 mb
$\sigma_{\pi^+ n \rightarrow \Delta^+}^{max}$	70 mb
$\sigma_{\pi^- n \rightarrow \Delta^0}^{max}$	70 mb
$\sigma_{\pi^0 p \rightarrow \Delta^+}^{max}$	135 mb
$\sigma_{\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++}}^{max}$	200 mb

Tabla II.2: Secciones eficaces máximas para la creación de resonancias a partir del ajuste de datos experimentales [Gon3, Ver].

Finalmente, el proceso de producción directa de piones a partir de una colisión barion-barion es, en principio, un proceso posible:



Sin embargo, este canal no fue tomado en consideración debido a que su sección eficaz experimental es varios órdenes de magnitud menor a cualquiera de las secciones eficaces consideradas [Gon3].

## II.5 Modificaciones al código original.

Como ha sido presentado a lo largo de las secciones precedentes el código original de las referencias [Gon1, Gon2, Gon3] puede simular la creación piones neutros y cargados, kaones e hiperones, en colisiones centrales o periféricas entre dos núcleos. La creación de estas partículas puede realizarse teniendo en consideración tanto colisiones de tipo binarias así como también colisiones considerando la formación de *clusters*.

De todas las partículas mencionadas, únicamente los piones neutros y cargados serán de interés en este trabajo, ya que la energía umbral de producción de kaones e hiperones es muy superior a las energías utilizadas en el ámbito clínico.

Los mesones y sus productos de decaimiento, dependiendo de sus energías, interaccionan con el medio debido a diferentes procesos físicos. Pueden participar en procesos de ionización, excitación, colisionar con los núcleos atómicos o perder energía por radiación. De esta forma se deposita la energía en el medio contribuyendo a la dosis.

En el código original fue necesario incorporar subrutinas que permitan obtener los espectros en energía, distribuciones angulares y los respectivos valores medios y dispersiones de todos los mesones.

Para aquellos mesones que decaen en el tejido se generaron los productos de sus decaimientos obteniéndose sus cuadri-impulsos, sus respectivos espectros, distribuciones angulares y los valores medios correspondientes.

Para los mesones que no decaen en el tejido fue utilizada la fórmula de Bethe-Bloch dada por la ec. I.28.

El depósito de energía fue simulado en dos materiales: agua y tejido. Las colisiones son realizadas por el código en forma independiente para cada uno de los elementos que las componen. Hemos utilizado un modelo geométrico para calcular la probabilidad de colisión entre el proyectil de  $^{12}\text{C}$  y cada uno de los elementos constitutivos de estas sustancias. Estas probabilidades ponderarán la energía depositada por las partículas generadas en las colisiones con cada elemento, para finalmente obtener la dosis total como la suma de todas las contribuciones individuales.

Con estas incorporaciones al código original es posible obtener para cada uno de los elementos que componen las sustancias de estudio la dosis depositada. Esta proviene de las partículas que no decaen, y, en el caso de las que decaen, por los fotones que se producen en los decaimientos. La dosis debida a estos fotones fue calculada utilizando las subrutinas PENELOPE.

# Capítulo III. Dosimetría para la radiación secundaria.

## Estimación de la dosis

Este trabajo tiene como uno de sus objetivos principales estimar la contribución a la dosis de las partículas secundarias (mesones y sus productos de decaimiento). En los tratamientos radiantes que utilizan iones de carbono un porcentaje de los mismos tiene interacciones nucleares con los núcleos de los átomos y moléculas que componen el tejido y no logran alcanzar el pico de Bragg. Este porcentaje depende de la energía de los iones incidentes. Se puede definir entonces un camino libre medio debido a colisiones nucleares para los núcleos incidentes en el material. Como consecuencia de estas interacciones los núcleos se fragmentan dando lugar, además, a la producción de los mesones de interés para este trabajo. Se estudiará cómo se modifica la multiplicidad de los mesones producidos teniendo en consideración las diferentes hipótesis para tratar las colisiones nucleares que el código MBHIT puede simular.

La dosis es la cantidad de energía por unidad de masa depositada por la radiación. Es

necesario entonces tomar en consideración un cierto volumen de material para realizar el cálculo dosimétrico.

Hemos validado nuestros cálculos comparando los resultados obtenidos con el código MBHIT con un código utilizado corrientemente en el ámbito clínico: SHIELD-HIT v2. Su primera versión fue desarrollada en la década del 70 por Sobolevsky en Rusia, y en 1999 fue reescrito completamente por Dementyev y Sobolevsky [Gei]. Mediante simulaciones con SHIELD-HIT v2 para iones de carbono a  $391 \text{ MeV/n}$  los autores determinaron que la energía depositada por piones en un fantoma de agua de  $20 \text{ cm}$  de diámetro por  $30 \text{ cm}$  de longitud, es de  $2.1 \text{ MeV/colisión}$  [Gei].

Hemos utilizando MBHIT para simular colisiones entre núcleos de oxígeno y de hidrógeno con núcleos de carbono para una energía incidente de  $391 \text{ MeV/n}$ . A continuación, hemos estimado la energía depositada por estas colisiones en el fantoma mencionado.

Fue definida en MBHIT la geometría de un fantoma de agua cilíndrico de  $20 \text{ cm}$  de diámetro por  $30 \text{ cm}$  de longitud, sobre el cual incidieron núcleos de carbono a  $391 \text{ MeV/n}$ , y dentro del cual se calculó la energía depositada por colisión. Esta misma magnitud, además, fue determinada bajo iguales condiciones geométricas y de energía, pero cambiando el agua por tejido, con el fin de verificar cómo cambia la dosis al considerar sustancias similares.

Por último, utilizando los parámetros técnicos del equipo HIBMC del centro médico de Hyogo, para una energía incidente del haz de  $330 \text{ MeV/n}$  y tomando una dosis típica para un tratamiento, se realizó una estimación de la dosis depositada en tejido sano. En este caso la geometría elegida también fue la cilíndrica, pero con diferentes dimensiones de manera que el volumen del fantoma sea el correspondiente a 1 litro.

La energía depositada fue calculada con la fórmula de Bethe-Bloch. Para poder utilizar la misma fue necesario definir algún modelo de tejido para la determinación de las constantes asociadas a las correcciones de densidad y al valor de la excitación media del material. Fue utilizado un modelo de tejido definido por la ICRU (siglas en inglés de la International Commission on Radiation Units and Measurements). Se define allí el tejido blando de cuatro elementos que está compuesto por cuatro elementos básicos: carbono, hidrógeno, oxígeno y nitrógeno. La relación estequiométrica de este material es  $\text{C}_4\text{H}_{54}\text{O}_{26}\text{N}$ . En este trabajo será referido con el nombre de *tejido-equivalente*.

Entonces, para el tejido-equivalente ha sido necesario simular las colisiones:

- carbono-carbono,
- carbono-oxígeno,
- carbono-nitrógeno y
- carbono-hidrógeno.

Para el agua se han simulado las colisiones:

- carbono-oxígeno y
- carbono-hidrógeno.

Las consideraciones que han sido utilizadas en el cálculo fueron:

- que la posición del pico de Bragg varía con la energía de los núcleos incidentes. En particular a  $330 \text{ MeV/n}$  la posición del pico es de  $20 \text{ cm}$  y para  $391 \text{ MeV/n}$  la posición es de  $27,5 \text{ cm}$  [Hea2]. Esto hace que las geometrías cilíndricas tengan acotada su longitud, ya que a distancias mayores las reacciones nucleares de los núcleos de carbono cesan,
- que el camino libre medio de los núcleos varía ligeramente con la energía incidente. Para calcular el camino libre medio para las energías de incidencia simuladas se utilizaron los datos experimentales del porcentaje de núcleos que alcanzan el pico de Bragg. Estos datos se ajustan por una ley de decaimiento exponencial. A  $200 \text{ MeV/n}$  el 70% de los núcleos incidentes alcanzan el pico de Bragg, mientras que a  $400 \text{ MeV/n}$  solamente el 30% logra llegar a él [Hea2]. De estos datos se deduce el porcentaje de los núcleos incidentes que efectivamente sufrieron reacciones nucleares y se fragmentaron. Otras formas de colisión e interacción, como las colisiones elásticas que ocurren a muy bajas energías o las electromagnéticas no producen un cambio en la identidad de los núcleos y por lo tanto no producen mesones.
- Los caminos libres medios para los valores de las energías utilizadas en las simulaciones fueron determinados por interpolación lineal a partir de datos experimentales [Hea2]. Dado que a  $400 \text{ MeV/n}$ , el 30% de los núcleos alcanzan el pico de Bragg que se encuentra a una profundidad en agua de aproximadamente  $27,5 \text{ cm}$  se obtuvo que:

$$\frac{N(27,5\text{ cm})}{N_0} = e^{(-\lambda 27,5)} = 0.3 \quad \text{con lo cual} \quad \lambda = 0.044\text{ cm}^{-1}$$

mientras que a 200 MeV/n llegan el 70% de los núcleos habiendo recorrido una profundidad de 8,6 cm en agua [Hea2], con lo cual se obtuvo que:

$$\frac{N(8,6\text{ cm})}{N_0} = e^{(-\lambda 8,6)} = 0.7 \quad \text{y por lo tanto} \quad \lambda = 0.041\text{ cm}^{-1}$$

Con estos valores se interpolaron los caminos libres medios que se presentan en la Tabla III.1.

Energía del haz (MeV/n)	$\lambda(\text{cm}^{-1})$
330	0,043
391	0,044

Tabla III.1: Caminos libres medios obtenidos por interpolación lineal a partir de datos experimentales.

Para el cálculo de la energía depositada en las geometrías cilíndricas de interés, se supuso que el haz incide perpendicularmente y en el centro de una de las tapas. Los fantomas fueron divididos en secciones de 1 cm, asignando a cada sección una probabilidad de que en ella se produzca la colisión nuclear y consecuentemente las partículas de interés.

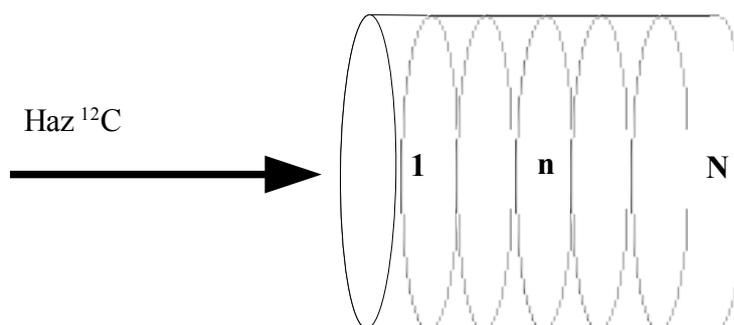


Figura III.1: Esquema de fantoma para la estimación de la dosis depositada.

La probabilidad de ocurrencia de una colisión en la sección  $n$ , es de la forma :

$$P(n) = \lambda e^{-\lambda(n-1)} \tag{III.1}$$

ya que el término exponencial determina la probabilidad de que no haya ocurrido una colisión en las  $n-1$  primeras secciones, y  $\lambda$  es la probabilidad de colisión en cada una de las secciones de 1 *cm* de espesor.

Para determinar la sección en la que ocurre la colisión, se genera para cada pion un número aleatorio, que será ponderado por  $\lambda$ , y se verifica a qué valor de  $n$  corresponde dicha probabilidad. Una vez determinada la sección donde ocurre la colisión y sabiendo el ángulo de salida del pion con relación a la dirección de incidencia, se determina la distancia que recorre dentro del cilindro. Entonces para cada pion se calcula el poder de frenado y se lo multiplica por la distancia calculada. Finalmente se suman las contribuciones de todos los piones, habiendo ponderado previamente los resultados por las probabilidades de que el carbono incidente colisione con uno u otro elemento constituyente de las sustancias, ya que MBHIT simula en forma independiente las colisiones.

Para determinar las probabilidades de colisión con cada elemento, se ha utilizado un modelo geométrico de secciones eficaces del tipo de esferas duras.

Para el agua la probabilidad de colisión con un núcleo de oxígeno o hidrógeno es:

$$Probabilidad(j) = \frac{N_e(j)(R_j + R_{12C})^2}{(R_{16O} + R_{12C})^2 + 2(R_{1H} + R_{12C})^2} \quad (III.2)$$

donde  $j = O$  ó  $H$ ,  $N_e(j)$  son los valores estequiométricos,  $N_e(H) = 1$  y  $N_e(O) = 2$ , y los  $R$  representan los radios nucleares.

Para el tejido-equivalente la probabilidad de colisión con cada elemento se calculó según:

$$Probabilidad(j) = \frac{N_e(j)(R_j + R_{12C})^2}{5(R_{12C} + R_{12C})^2 + 26(R_{16O} + R_{12C})^2 + (R_{14N} + R_{12C})^2 + 54(R_{1H} + R_{12C})^2} \quad (III.3)$$

donde  $j = O, H, C$  ó  $N$  y  $N_e(j)$  son los valores estequiométricos correspondientes a cada  $j$ . Esta elección para determinar las probabilidades se debe a que una colisión nuclear es de corto alcance, y por lo tanto en primera aproximación ocurre si los centros de ambos núcleos se encuentran a una distancia menor o igual a la suma de los radios. Por otra parte la probabilidad de colisión queda determinada por el área relativa que ofrecen los núcleos.

Las probabilidades calculadas se presentan en las Tablas III.2 y III.3.

Elemento	Probabilidades
oxígeno	0,56
hidrógeno	0,44

Tabla III.2: Probabilidades de colisión con los elementos constituyentes del agua.

Elemento	Probabilidades
oxígeno	0,49
hidrógeno	0,40
carbono	0,09
nitrógeno	0,02

Tabla III.3: Probabilidades de colisión con los elementos constituyentes del tejido-equivalente.

La dosis promedio depositada por los piones generados en cada colisión se determinó mediante la siguiente expresión:

$$D = \frac{1}{m} \sum_n P_n \left[ \sum_{\pi^{\pm}} E_{dep}(E_{\pi}, z_{\pi}) + \sum_{\pi^0} E_{dep}(E_{\pi^0}, z_{\pi^0}) + \sum_{E_{dec}, N_{dec}} N_{dec}(E_{dec}, z) E_{dec}(z) \right] \quad (III.4)$$

En esta expresión la suma en  $n$  hace referencia a los cuatro elementos que forman el tejido-equivalente, o a los dos que forman el agua, según sea el caso; el factor  $P_n$  hace referencia a las probabilidades que se muestran en las Tablas III.2 y III.3;  $E_{dep}(E_{\pi^{\pm}}, z_{\pi})$  son las respectivas energías depositadas por colisión por los piones cargados y neutros antes de decaer. Estas energías de origen electromagnético se calculan con la fórmula de Bethe-Bloch y con las diferentes distancias,  $z_{\pi}$ , que recorren los piones dentro de los fantomas.  $N_{dec}(E_{dec}, n)$  es el número de partículas provenientes del decaimiento de los piones que depositan una energía igual a  $E_{dec}$  que será determinada mediante la subrutina Pencil del paquete Penelope, independientemente del mecanismo por el cual esa energía sea depositada. Por último,  $m$  es la masa correspondiente a cada fantoma.

El cálculo fue realizado con los datos obtenidos a partir de MBHIT para todos los casos

que el código simula, colisiones sin *cluster* y colisiones para todos los criterios de formación de *cluster*, y para colisiones centrales y periféricas. Esto fue realizado con la intención de cuantificar y determinar si la elección de las diferentes hipótesis de interacción nuclear modifica la dosis depositada por las partículas secundarias. Estos cálculos serán expuestos en la sección IV.1 de resultados.

Cada tratamiento radiante depende considerablemente del tipo y localización del tumor a tratar. Para realizar las estimaciones hemos elegido entonces utilizar los parámetros técnicos máximos que un equipo específico puede proporcionar. Se seleccionó además una energía de incidencia tal que el pico de Bragg se ubique a una profundidad de 20 *cm*. Además, se tomó en consideración una dosis típica de 75 *GyE* [Ntro] y un RBE = 2,3. El equipo elegido fue HIBMC que se encuentra en las instalaciones del Centro Médico de Hyogo [Chu]. Los parámetros técnicos de este acelerador que se han utilizado se presentan en la Tabla III.4.

Energía máxima ( <i>MeV/n</i> )	400
Intensidad del haz ( <i>pps</i> )	$1.2 \times 10^9$
Duración del pulso ( <i>ms</i> )	400
Frecuencia de pulso	0.5Hz
Tasa de dosis máxima	5 <i>Gy/min</i> en 1 litro

Tabla III.4: Parámetros técnicos del equipo HIBMC del Centro Medico de Hyogo, Japón



# Capítulo IV. Resultados

## IV.1 Decaimientos

En esta sección se presentan los principales resultados obtenidos en esta tesis a partir de la simulación con MBHIT.

Una de las finalidades de este trabajo es estudiar y comparar la dosis depositada en fantomas cilíndricos de agua y de tejido-equivalente debida a partículas secundarias que se generan en las colisiones nucleares, para energías incidentes que se encuentran dentro del rango de interés clínico, de 80 a 430  $MeV/n$ . Una magnitud esencial para la determinación de la dosis es la multiplicidad. Ésta representa el número de partículas por unidad de energía o de ángulo.

En primera instancia se determinó cuáles de los piones generados en dichas colisiones decaen dentro de la zona de estudio. A partir de este resultado se determinó el mecanismo por el cual estos depositan su energía en el medio contribuyendo entonces al aumento de la dosis.

Según lo presentado en la sección I.5 los mesones recorren antes de decaer una distancia promedio en el referencial del laboratorio dada por la ec. I.19.

A partir de la simulación con MBHIT de colisiones entre núcleos de  $^{12}\text{C}$  y de  $^{16}\text{O}$  a 391  $MeV/n$  se obtuvo que la energía total promedio de estas partículas se encuentra en el

rango de 245 a 251  $MeV$ . Esta energía es la energía de reposo más la energía cinética que poseen las mismas. Además, en las simulaciones realizadas, ningún pion cargado fue producido con una energía total mayor a 1000  $MeV$  como se puede observar en las figuras IV.1 y IV.2.

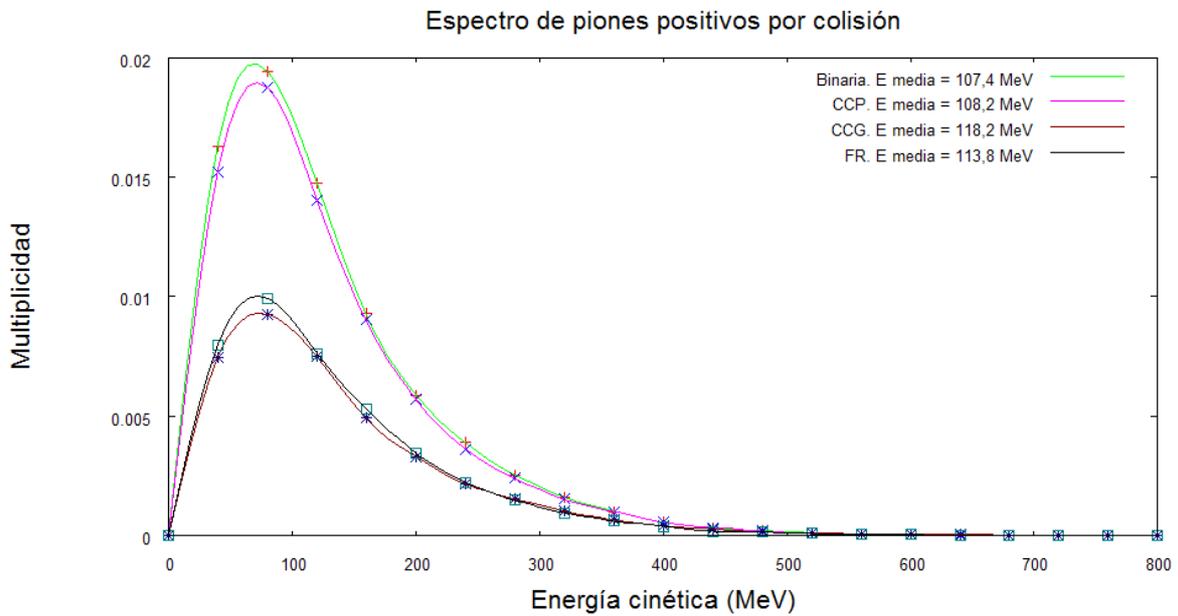


Figura IV.1 Espectro de piones positivos por colisión para una colisión central  $^{12}C + ^{16}O$  a 391  $MeV/n$ .

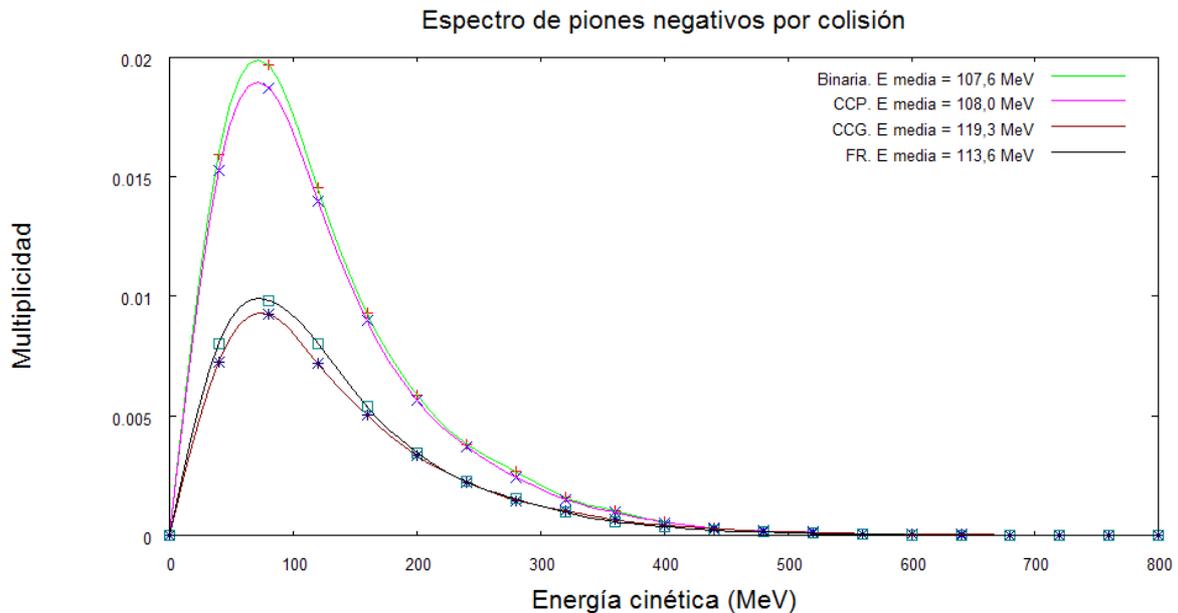


Figura IV.2 Espectro de piones negativos por colisión para una colisión central  $^{12}C + ^{16}O$  a 391  $MeV/n$ .

A partir de estos resultados se puede estimar que  $\gamma\beta = 1,5$  y  $d \approx 11,5 m$ .

Para los piones producidos con el máximo valor de energía total  $\gamma\beta = 7,1$  y  $d \approx 55 m$ .

En el caso de un haz con una energía incidente de  $80 MeV/n$ , que es el valor más pequeño de energía utilizado en el ámbito clínico, la energía cinética media que presentan los piones cargados es de  $30 MeV$ . A partir de este resultado se obtiene que  $\gamma\beta = 0,69$  y por lo tanto  $d \approx 5 m$ .

Estos resultados muestran que los piones cargados no decaerán dentro de los fantomas estudiados. La contribución de estas partículas a la dosis se determina entonces a través de la cantidad de energía depositada por unidad de longitud viajada, que tiene origen electromagnético, utilizando el modelo de Bethe-Bloch.

Para los piones neutros, a partir de la simulación con MBHIT, también se obtuvo que la energía total promedio de estas partículas se encuentra en un rango similar, de  $245$  a  $256 MeV$ , como se puede observar en la figura IV.3. La vida media de estos piones es varios órdenes de magnitud menor que la de los piones cargados ya que su decaimiento es de tipo electromagnético y por lo tanto las distancias que pueden recorrer serán mucho menores.

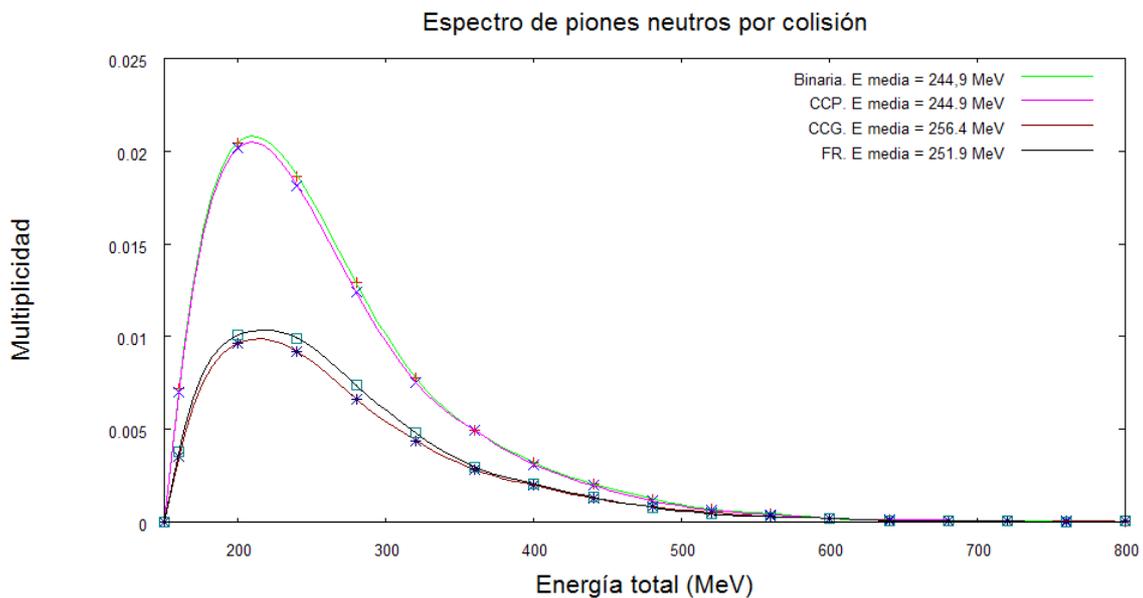


Figura IV.3: Espectro de piones neutros por colisión en una colisión central  $^{12}C + ^{16}O$  a  $391 MeV/n$ .

Entonces, para un valor de la energía promedio,  $\bar{E} = 250 MeV$ , se obtiene que  $\gamma\beta = 1,6$  y por lo tanto la distancia promedio recorrida por estos piones es de  $3,93 \times 10^{-8} m$ , mientras

que para el valor máximo de la energía que se puede estimar en  $1000 \text{ MeV}$ ,  $\gamma\beta = 7,3$  y  $d \approx 1,85 \times 10^{-7} \text{ m}$ .

Estas distancias son despreciables frente a las dimensiones de los fantomas de interés. Por lo tanto los piones neutros contribuyen a la dosis mediante los fotones producidos por sus decaimientos.

Hemos mostrado resultados para una energía cinética incidente en particular que muestra los comportamientos que se obtienen típicamente en los rangos de energía con interés clínico.

Las gráficas presentadas en esta sección son de colisiones centrales entre núcleos de carbono y oxígeno a  $391 \text{ MeV/n}$ . Resultados similares han sido obtenidos para las colisiones del carbono con los restantes núcleos que componen el tejido. Para colisiones periféricas y colisiones centrales los valores medios de energía de los piones producidos son similares. La única diferencia radica en las multiplicidades, que son mucho mayores para el caso central.

A partir de estos resultados fue necesario introducir en el código original el decaimiento de los piones neutros a dos fotones, en el marco de referencia del laboratorio, para determinar su espectro y estudiar la dosis que depositarán utilizando las subrutinas Penelope.

Respecto a la producción de kaones, los resultados fueron los que se pueden anticipar por consideraciones cinemáticas. Estos no fueron generados para ninguna de las energías del rango clínico en ninguna de las hipótesis de colisión realizadas con MBHIT, y para un número de eventos del orden de los necesarios para un tratamiento estandar con lo cual no fue necesario introducir en el código los posibles decaimiento de los mismos.

## IV.2 Multiplicidades y espectros.

Fue demostrado en la sección anterior que el depósito de dosis se producirá a través de los piones cargados mediante la fórmula de Bethe-Bloch, ya que estos no decaerán dentro de las dimensiones de los fantomas de interés, y a través del efecto que produzcan

los fotones producidos en los decaimientos de piones neutros. Los resultados que se presentarán en esta sección son las multiplicidades de piones cargados en función de la energía incidente, sus espectros y distribuciones angulares. Para los fotones también fue estudiada su multiplicidad en función de la energía incidente, así como los espectros y distribuciones angulares.

Primero se presentarán aquellos gráficos que son representativos de todos los obtenidos mediante las simulaciones realizadas con MBHIT, ya que muestran las tendencias de las diferentes magnitudes de interés. Posteriormente se presentan gráficos para complementar los resultados y mostrar que efectivamente se verifican las tendencias observadas. En todas las gráficas de multiplicidad los gráficos son proporcionales a la sección eficaz correspondiente medida en unidades arbitrarias. Hemos elegido graficar la multiplicidad en vez de la sección eficaz, porque esta contiene información más completa y relevante para los aspectos dosimétricos que calculamos en este trabajo.

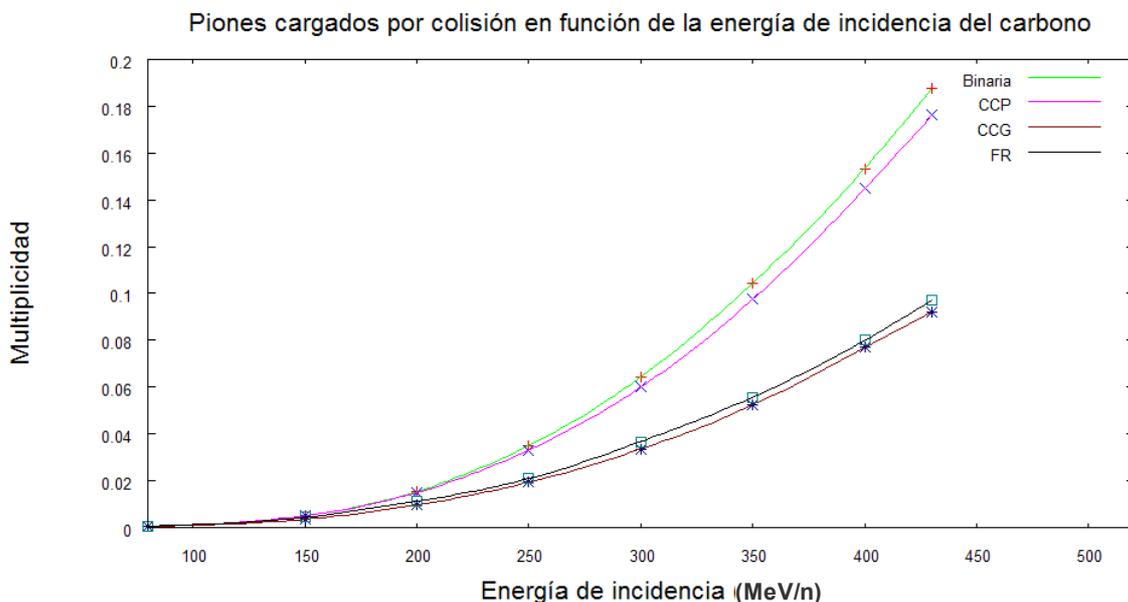


Figura IV.4: Multiplicidad de piones cargados por colisión en función de la energía incidente del haz para diferentes criterios de formación de *cluster* en una colisión central  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ .

En la figura IV.4 se presenta la multiplicidad de piones cargados incluyendo tanto los piones positivos como los piones negativos. Esto se debe a que en el modelo de Bethe-Bloch la energía pérdida por unidad de longitud es proporcional al cuadrado de la carga

involucrada y por tanto no es necesario diferenciarlos para las estimaciones dosimétricas. Este gráfico se obtuvo a partir de la colisión central  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , en el que se muestran ocho valores de energía del haz incidente entre 80 y 430  $\text{MeV}/n$ . La curva que interpola entre los datos obtenidos está graficada en la figura. En todos los casos se obtuvo, mediante el ajuste de datos, una dependencia cuadrática de la multiplicidad con la energía cinética por nucleón de los iones incidentes. En la figura IV.4 se puede observar que la multiplicidad de los piones cargados difiere para energías de incidencia de 250 a 400  $\text{MeV}/n$  en cerca del 100% según el modelo de colisión considerado. Estas diferencias en las multiplicidades se reflejarán en los respectivos cálculos de dosis.

A continuación se presenta la Tabla IV.1 donde se compara la multiplicidad de los piones cargados tomando como referencia la colisión de tipo binaria con valor unidad.

$E_i (\text{MeV})$	80	150	200	250	300	350	400	430
Binaria	1	1	1	1	1	1	1	1
CCP	1	1	0,97	0,95	0,93	0,93	0,94	0,94
CCG	1	0,69	0,62	0,55	0,52	0,5	0,5	0,49
FR	1	0,88	0,72	0,6	0,57	0,53	0,52	0,52

Tabla IV.1: Multiplicidades de piones cargados respecto de la colisión binaria para iguales energías.

A partir de estos resultados se observa que hay muy poca diferencia si se considera una colisión binaria y una colisión con formación de *clusters* pequeños CCP, así como también se presenta muy poca discrepancia entre los resultados si se considera una colisión con formación de *clusters* grandes CCG o bajo el criterio de alcance fijo FR. Sin embargo es notoria la diferencia en los valores si se considera colisiones binarias o CCP y colisiones bajo el criterio CCG o FR. De esta forma se obtienen resultados que difieren hasta un 100% aproximadamente principalmente para el rango de energías a partir de 250  $\text{MeV}/n$ . Esto ocurre porque al considerar la formación de *clusters* y por lo tanto redistribuir la energía de todas las partículas que lo componen, resulta que la energía disponible para la colisión del par original puede verse disminuida, disponiéndose entonces de menos energía para la formación de nuevas partículas. Los resultados de las colisiones realizadas con el criterio CCP no se diferencian sustancialmente de las colisiones binarias, por lo tanto la condición geométrica adicional II.12, que define el criterio CCP, no

agrega a la colisión binaria, en promedio, más partículas adicionales para formar el *cluster*. Además, la condición II.13 para el criterio FR es casi equivalente entonces a la condición II.11 para el criterio CCG. Por lo tanto la distancia efectiva de colisión del criterio CCG es aproximadamente  $2 fm$ .

Estas tendencias fueron obtenidas en las colisiones del carbono con los restantes elementos que componen el tejido-equivalente.

Resultados similares han sido obtenidos para la multiplicidad de piones neutros en función de la energía incidente de los iones de carbono. Esto se muestra en la gráfica IV.5.

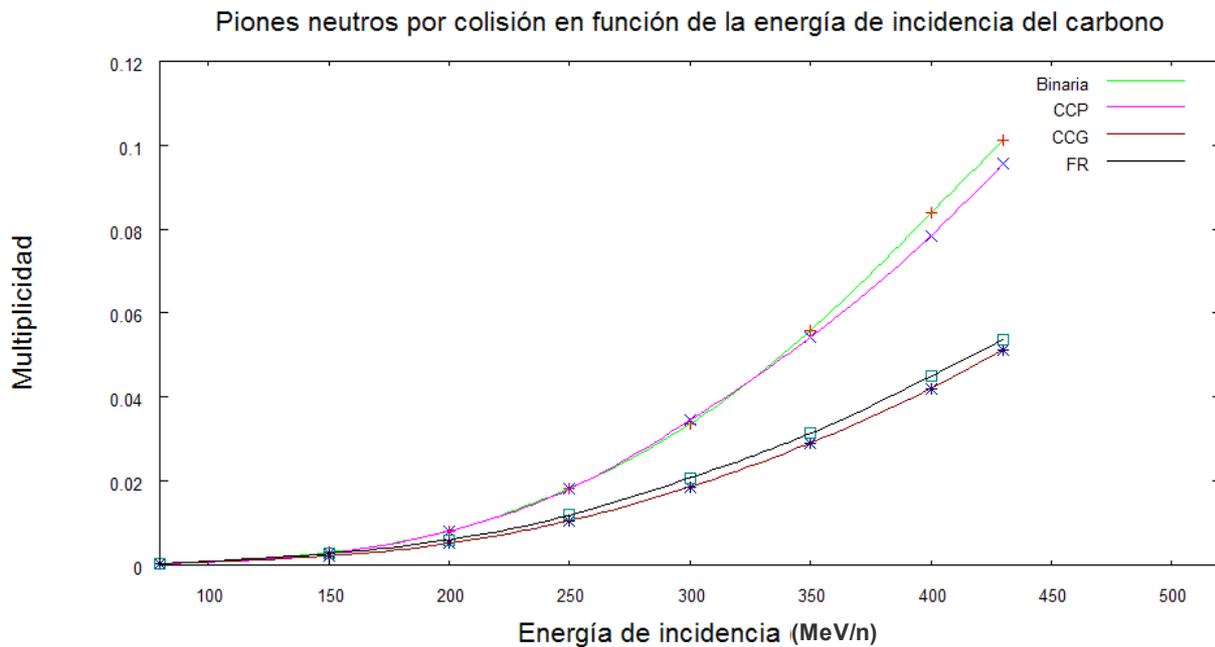


Figura IV.5: Multiplicidad de piones neutros en función de la energía del haz incidente para diferentes criterios de formación de *cluster* en una colisión central  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ .

Nuevamente se observó una tendencia cuadrática para el ajuste de los datos, independientemente de la hipótesis de colisión elegida. Comparando la diferencia entre las diferentes hipótesis de colisión nuclear y tomando como referencia a la colisión binaria con valor unidad, se obtuvo la siguiente Tabla IV.2.

$E_i (MeV)$	80	150	200	250	300	350	400	430
Binaria	1	1	1	1	1	1	1	1
CCP	1,6	0,92	1	1	1	0,97	0,94	0,94
CCG	1,9	0,73	0,63	0,58	0,55	0,52	0,5	0,5
FR	1,8	0,93	0,74	0,65	0,62	0,56	0,54	0,53

Tabla IV.2: Multiplicidades de piones neutros comparadas con la multiplicidad en colisiones binarias para diferentes energías del haz incidente.

A partir de ella se infiere que la multiplicidad de piones neutros, para valores de energía superiores a  $250 MeV/n$ , puede llegar a diferenciarse también en aproximadamente un 100% si se considera una colisión binaria o una colisión con el criterio FR. Estos mismos resultados se obtendrían de estudiar la multiplicidad de fotones para las diferentes energías incidentes, ya que se generarán dos de ellos por cada pion neutro que decae en el medio.

La justificación es la misma que para los piones cargados ya que la cantidad de piones neutros que se producen por colisión no difiere en más de un 2% de la cantidad de piones positivos o de la cantidad de piones negativos. Esto tiene su origen en que las secciones eficaces de producción de todas estas partículas a partir del decaimiento de las resonancias son similares. En todos estos casos la redistribución de energía entre las partículas del *cluster*, en general hace que se disponga de menos energía para la colisión original, lo que lleva a una disminución en la producción de estas partículas.

En la figura IV.6, se presenta el espectro de piones negativos en colisiones binarias y en los diferentes criterios de formación de *clusters* para colisiones centrales  $^{12}C + ^{12}C$  a  $391 MeV/n$ . Se observa que la energía cinética media de las partículas es similar para todos los criterios de colisión. Estos valores, junto con las dispersiones y los porcentajes de piones y energía que quedan dentro del rango de dispersión, se presentan en la Tabla IV.3

<i>Cluster</i>	<i>E (MeV)</i>	<i>dispersión (MeV)</i> $\Delta$	% de piones en $E \pm \Delta$	% de energía en $E \pm \Delta$
Binaria	108.5	82.0	94.1	64.8
CCP	108.5	82.1	76.5	64.9
CCG	119.7	93.4	74.4	68.9
FR	111.9	86.0	75.6	74.7

Tabla IV.3: Valores medios y dispersiones de energía para piones negativos.

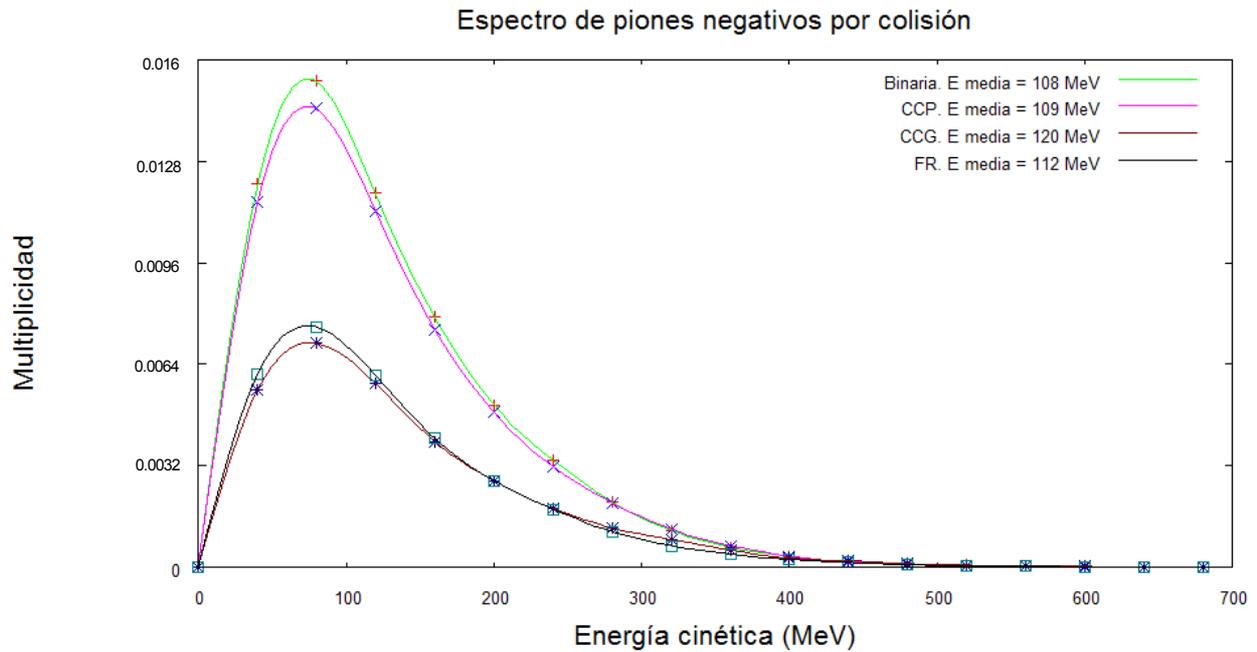


Figura IV.6: Espectro de piones negativos por colisión para los diferentes criterios de formación de *clusters* en un choque central  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a  $391 \text{ MeV}/n$

Por otra parte para la distribución angular de las partículas se obtuvo que gran parte de ellas presentan direcciones hacia adelante respecto de la dirección del haz incidente, como se puede apreciar en la figura IV.7. Esta tendencia es independiente de la forma de colisión elegida.

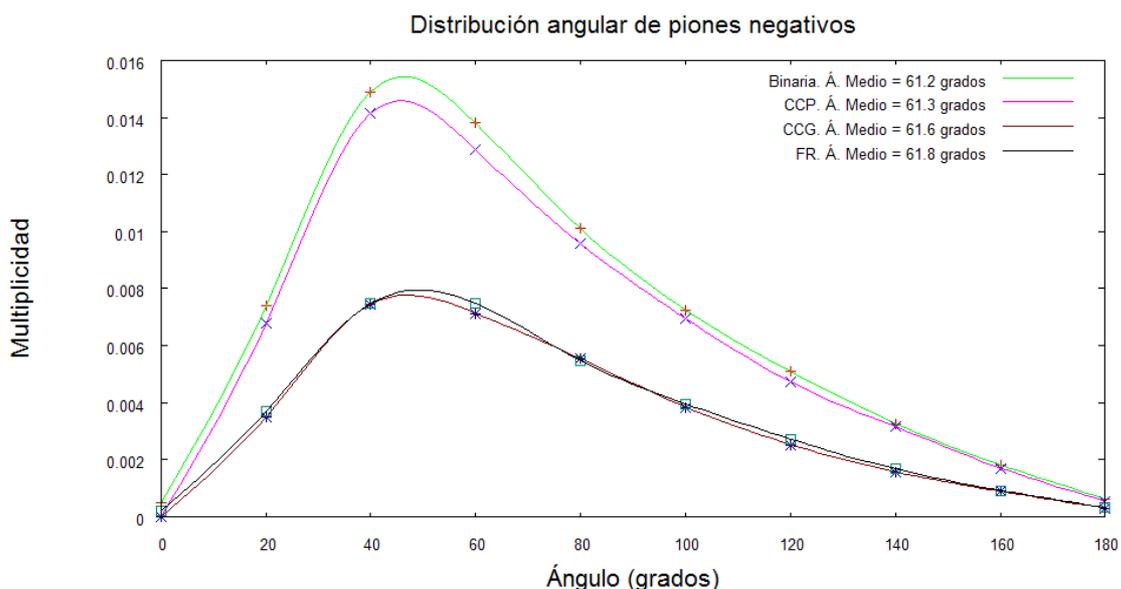


Figura IV.7: Distribución angular respecto de la dirección de incidencia de piones negativos por colisión en una colisión central  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a  $391 \text{ MeV/n}$ .

A continuación se presenta la Tabla IV.4 con los valores medios y las dispersiones para la distribución angular presentada.

<i>Cluster</i>	$\Theta$ (°)	$\Delta$ (°)
Binaria	61.2	37.0
CCP	61.3	37.1
CCG	61.6	36.8
FR	61.8	36.5

Tabla IV.4: Valores medios y dispersiones angulares para piones negativos.

En las distribuciones angulares se observan dispersiones menores que las obtenidas en los espectros de energía. Aproximadamente un 26,9 % de los piones cargados producidos presentan un ángulo de salida hacia atrás respecto de la dirección de incidencia. Este resultado es importante para el depósito de dosis ya que implica que una vez generados los piones cargados, contribuirán a aumentar la dosis principalmente en aquellos tejidos que se encuentren posteriores al lugar donde se produzcan, y por lo tanto habrá poca irradiación del tejido que se encuentre antes de la zona de colisión.

Los resultados para los piones positivos son similares a los obtenidos para los piones negativos. El valor medio de la energía cinética difiere muy poco entre los diferentes criterios de formación de *cluster*. Estos piones también emergen en su mayoría en dirección hacia adelante independientemente del criterio de colisión elegido. A continuación se presenta la Tabla IV.5 con valores medios y dispersiones para piones positivos y las figuras IV.8 , IV.9 y IV.10 que muestran las tendencias mencionadas. Un 26,9% de estos piones presentan ángulos de salida hacia atrás y solamente un 0.86% presentan ángulos cercanos a 180°.

<i>Cluster</i>	$E$ (MeV)	<i>dispersión</i> (MeV) $\Delta$	% de piones en $E \pm \Delta$	% de energía en $E \pm \Delta$
Binaria	108.0	81.5	76.3	65.2
CCP	108.4	81.3	74.7	61.1
CCG	119.3	92.9	74.4	57.2
FR	113.3	86.8	75.4	62.2

Tabla IV.5: Valores medios y dispersiones de energía para piones positivos.

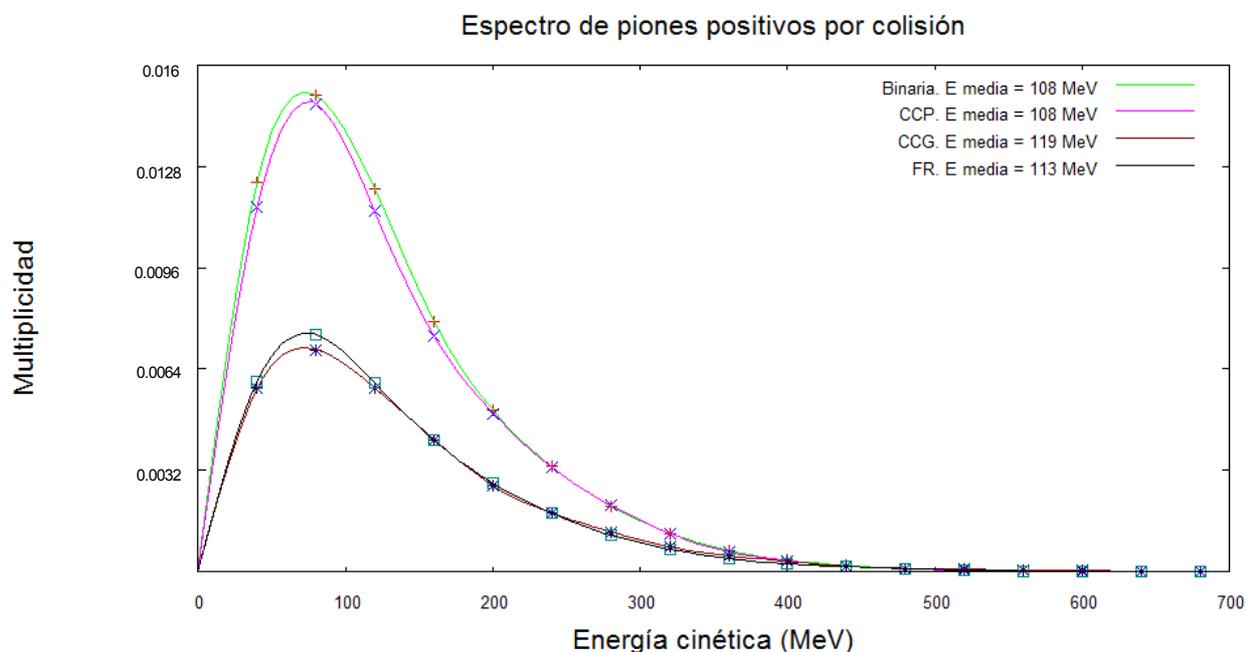


Figura IV.8: Espectro de piones positivos por colisión para los diferentes *clusters* en un choque central

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a 391 MeV/n.

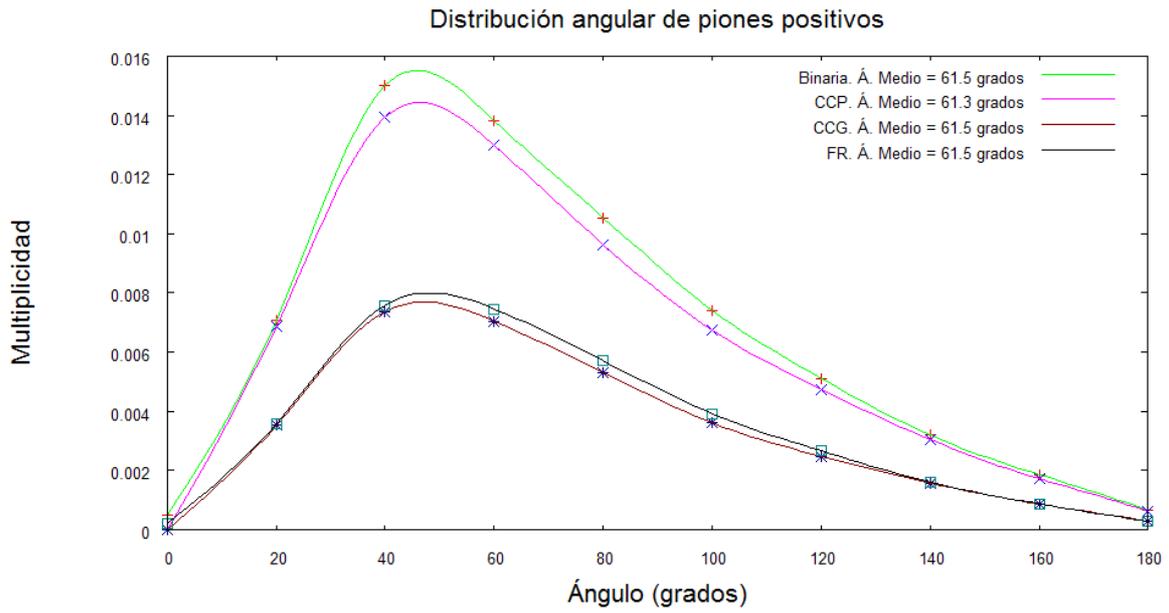


Figura IV.9: Distribución angular por colisión de piones positivos respecto de la dirección de incidencia en una colisión central  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a  $391 \text{ MeV/n}$ .

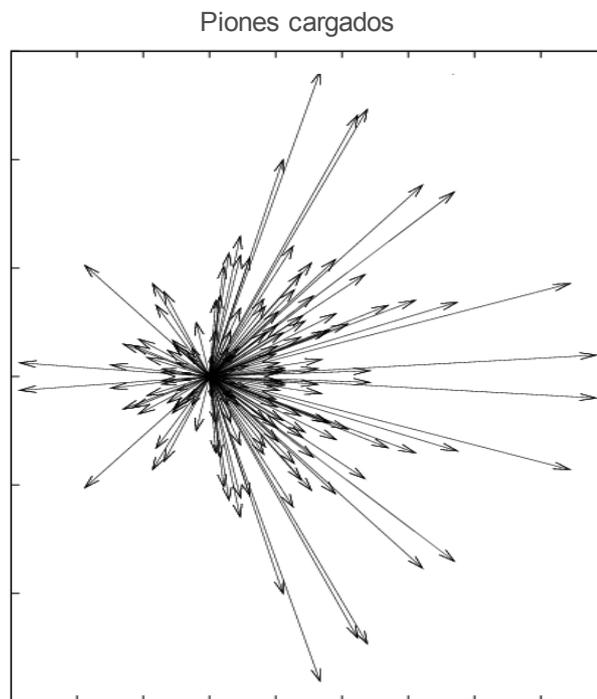


Figura IV.10: Diagrama de momentos de los piones positivos en una colisión central  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a  $391 \text{ MeV/n}$ .

A partir de estos resultados se concluye que todos los piones, independientemente de su carga, se comportan de forma similar. La diferencia radica en que los piones cargados no decaen dentro del volumen de interés mientras que los piones neutros si lo hacen.

Hasta aquí han sido presentados los gráficos obtenidos con MBHIT referidos al comportamiento de los piones cargados generados en colisiones centrales  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  y  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  a  $391 \text{ MeV}/n$ . En todos ellos se verifica que la diferencia en las multiplicidad en colisiones bajo el criterio CCP y CCG es aproximadamente del 100% para energías a partir de  $250 \text{ MeV}/n$ . Para otras energías de incidencia este comportamiento es similar que para las colisiones  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  a  $391 \text{ MeV}/n$ , presentadas en la sección anterior.

El mismo tipo de resultados se observa en las gráficas IV.11 y IV.12 que se presentan a continuación. Estas recopilan la mayoría de los resultados referidos a estas partículas obtenidos con las simulaciones realizadas con MBHIT para colisiones entre núcleos de carbono y los núcleos de los elementos que componen el tejido-equivalente y el agua.

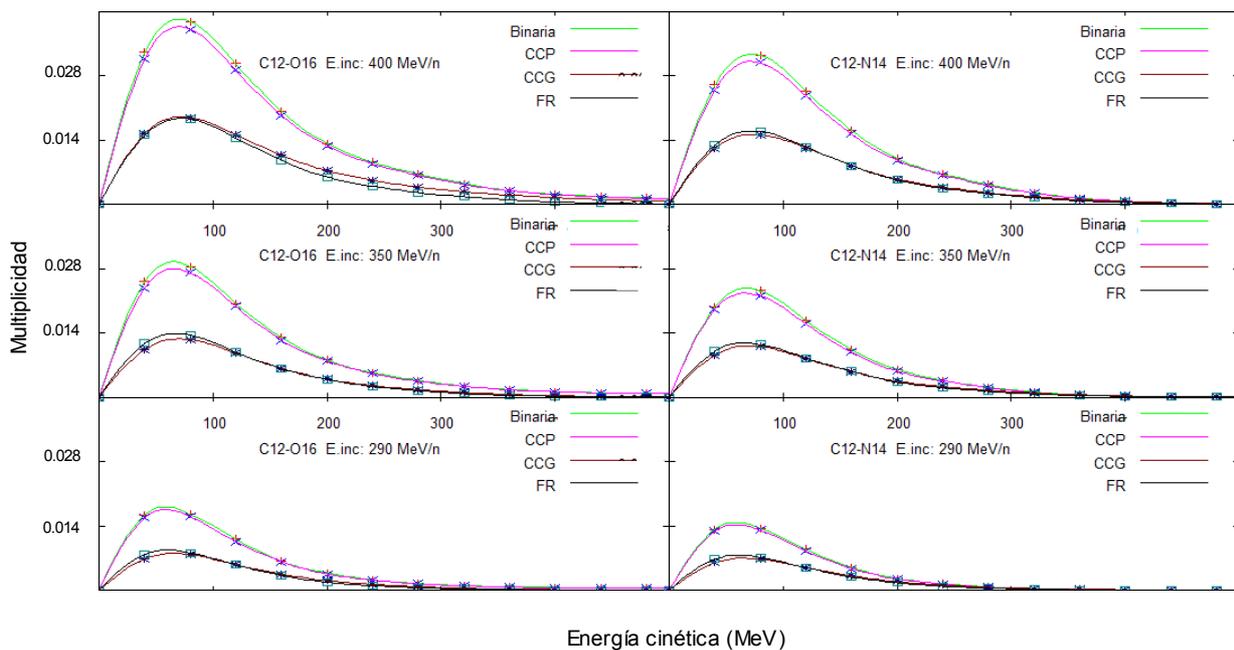


Figura IV.11: Espectros de piones cargados en función de la energía cinética en colisiones  $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$  y  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  para todas la hipótesis de colisión y para diferentes energías del haz incidente.

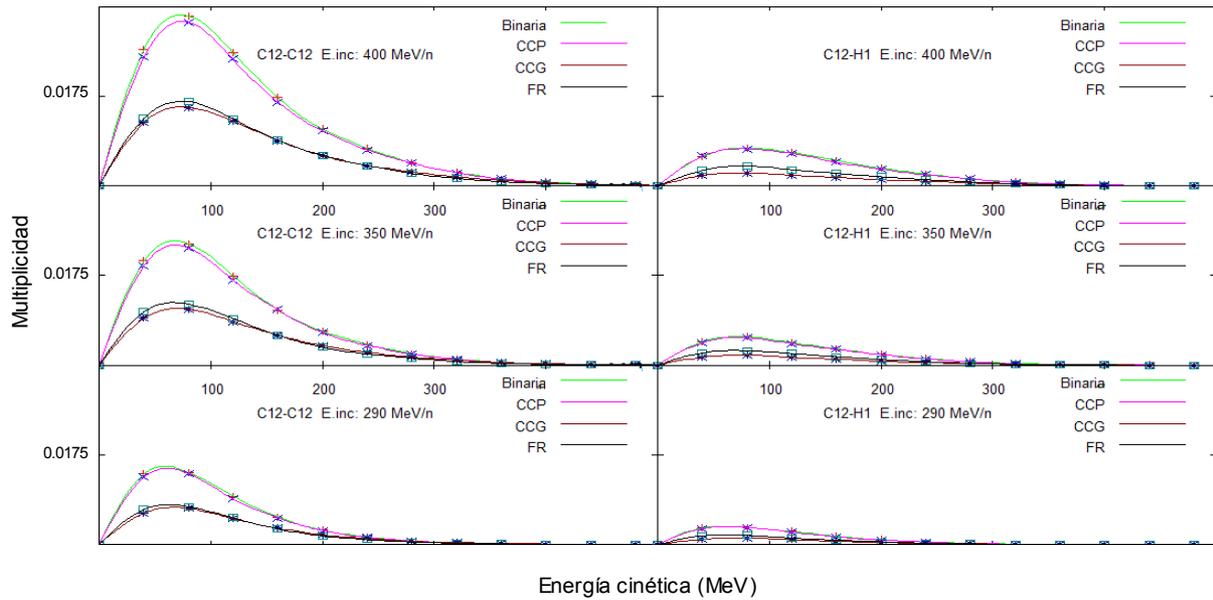


Figura IV12: Espectros de piones cargados en función de la energía cinética en colisiones  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  y  $^{12}\text{C} + ^1\text{H}$  para todas las hipótesis de colisión y para diferentes energías del haz incidente.

En todos los gráficos se verifican las tendencias mencionadas anteriormente. A partir de ellos también se observa que disminuye considerablemente el número de piones producidos a medida que disminuye la energía incidente de los iones de carbono. También disminuye la multiplicidad de piones cuando disminuye el número de nucleones totales disponibles para una colisión, que está dado por el número de nucleones del núcleo incidente más los del núcleo blanco. Por ejemplo, la cantidad de piones cargados producidos en las colisiones  $^{12}\text{C} + ^1\text{H}$  representa menos de un 10% de la cantidad de piones producidos en las colisiones  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , que son aquellas que presentan las mayores multiplicidades. Esto significa que la cantidad de piones producidos en los materiales de interés, tejido-equivalente y agua, debido a colisiones con núcleos de  $^1\text{H}$ , será muy pequeña en comparación con la cantidad de piones producidos por las colisiones con los restantes elementos.

Por último, en la figura IV.13 se muestran los espectros de piones en el modelo de tejido-equivalente propuesto para este trabajo. Para determinar la multiplicidad de piones en este material se tomaron en consideración las probabilidades de colisión que presentan cada uno de los núcleos que componen el tejido definidas en la Tabla III.3.

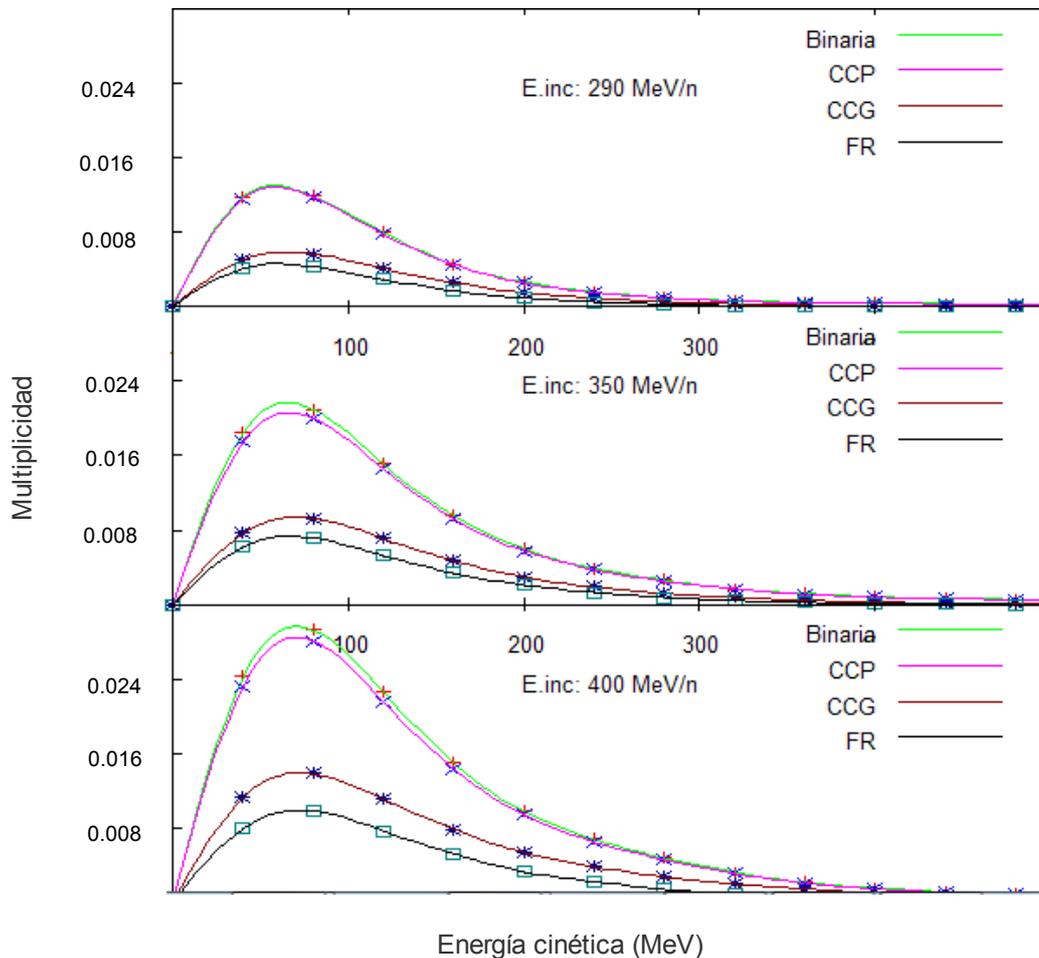
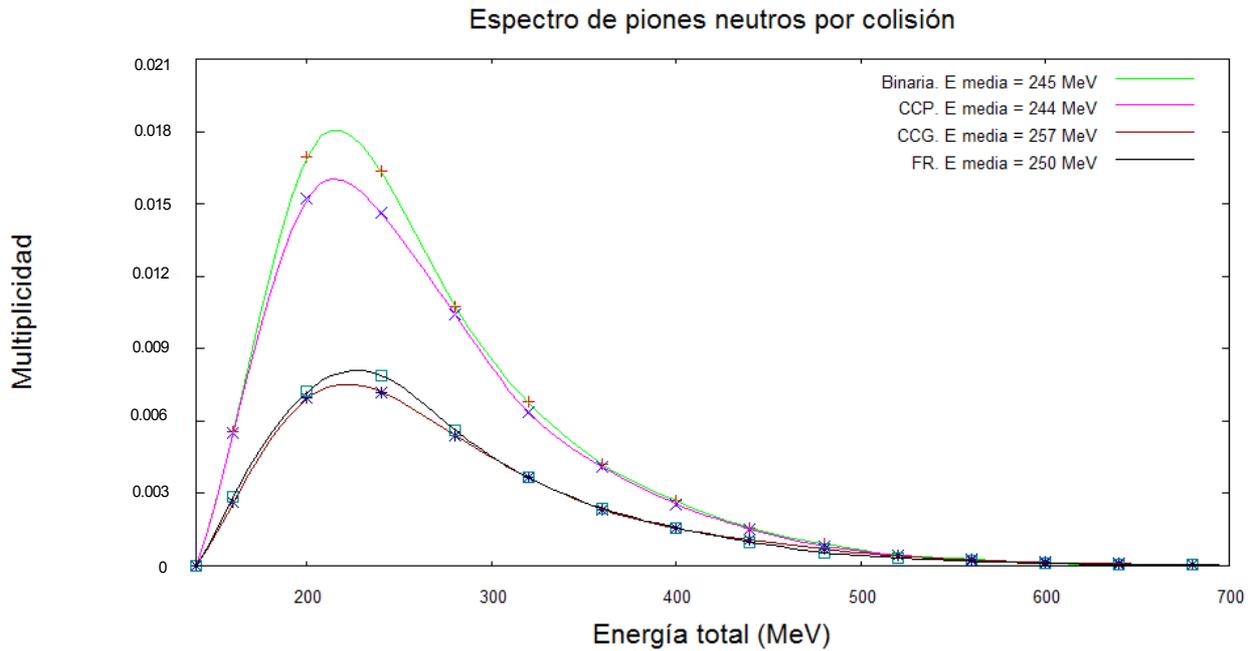


Figura IV.13: Espectro de piones cargados por colisión en tejido-equivalente para diferentes valores de energía incidente del  $^{12}\text{C}$

En todos los gráficos se verifican los mismos resultados cualitativos obtenidos para las colisiones núcleo-núcleo analizadas. Los valores de energía cinética media para los piones cargados son aproximadamente  $150\text{ MeV}$ ,  $144\text{ MeV}$  y  $134\text{ MeV}$  para las energías de incidencia de  $400\text{ MeV/n}$ ,  $350\text{ MeV/n}$  y  $290\text{ MeV/n}$ , respectivamente.

El espectro de los piones neutros se muestra en la figura IV.14. Allí se han graficado las multiplicidades por colisión en función de la energía total de los piones. Esta es una magnitud de interés ya que estos van a decaer en el lugar de su producción y esta energía es la que se encuentra disponible para generar a los fotones.



Los fotones producidos por el decaimiento de estos piones también presentan distribuciones con un pico central y poca dispersión, como se puede observar en la figura IV.15 y en la Tabla IV.6.

<i>Cluster</i>	<i>E (MeV)</i>	$\Theta$ ( $^\circ$ )
Binaria	122.3	70.5
CCP	122.1	70.3
CCG	128.4	70.1
FR	125.2	69.9

Tabla IV.6: Valores medios de energía y ángulo de salida para fotones en una colisión  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a  $391 \text{ MeV}$ .

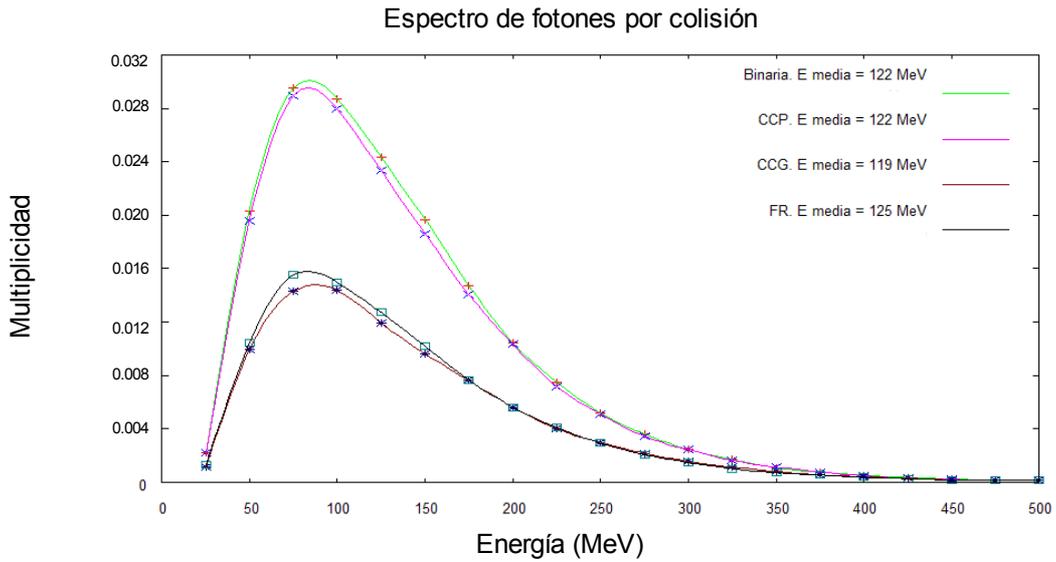


Figura IV.15: Espectro de fotones por colisión para los distintos criterios de *cluster* para una colisión central  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a  $391 \text{ MeV}/n$ .

Esta distribución muestra que los fotones producidos son muy energéticos y que en promedio poseen una energía de  $120 \text{ MeV}$ .

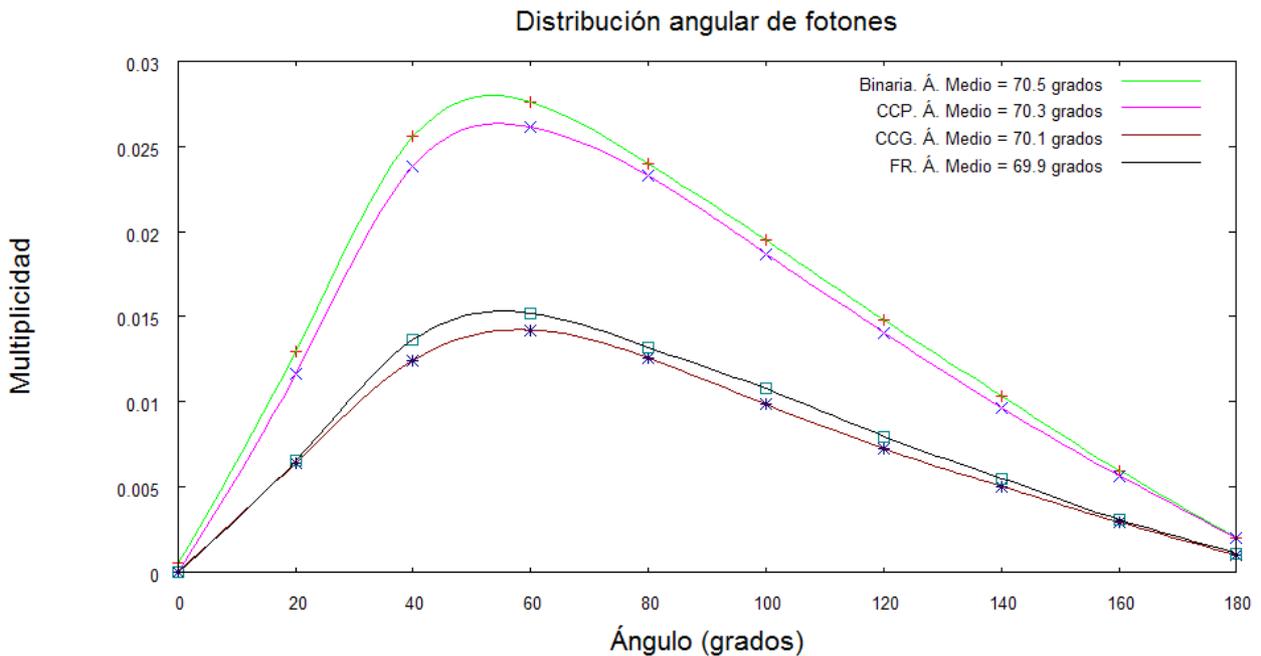


Figura IV.16: Distribución angular respecto de la dirección de incidencia de fotones por colisión en una colisión central de  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a  $\text{MeV}/n$ .

Respecto a la dirección de salida que presentan también tienen en su mayoría direcciones hacia adelante independientemente del tipo de colisión que sea elegido, como se puede apreciar en la figura IV.16. El tejido que se encuentra anterior al lugar de la colisión recibe

una dosis en menor proporción. En este caso un 36,9% de los fotones presentan un ángulo de salida hacia atrás de la dirección de incidencia y solamente un 1,4% presentan ángulos próximos a 180°.

Por último en la figura IV.17 se presenta el espectro de fotones en el modelo de tejido-equivalente. Esta figura muestra que nuevamente se verifican todas las tendencias mencionadas. Los fotones tienen una energía media aproximadamente de 135 MeV, 130 MeV y 123 MeV para energías incidentes de 400 MeV/n, 350 MeV/n y 290 MeV/n, respectivamente. Para estas energías medias de los fotones la energía se depositará en el medio por la creación de pares electrón-positrón. En este rango de energía la sección eficaz correspondiente a esta interacción es dos órdenes de magnitud superior que la sección eficaz correspondiente a la interacción Compton o que la correspondiente al efecto fotoeléctrico.

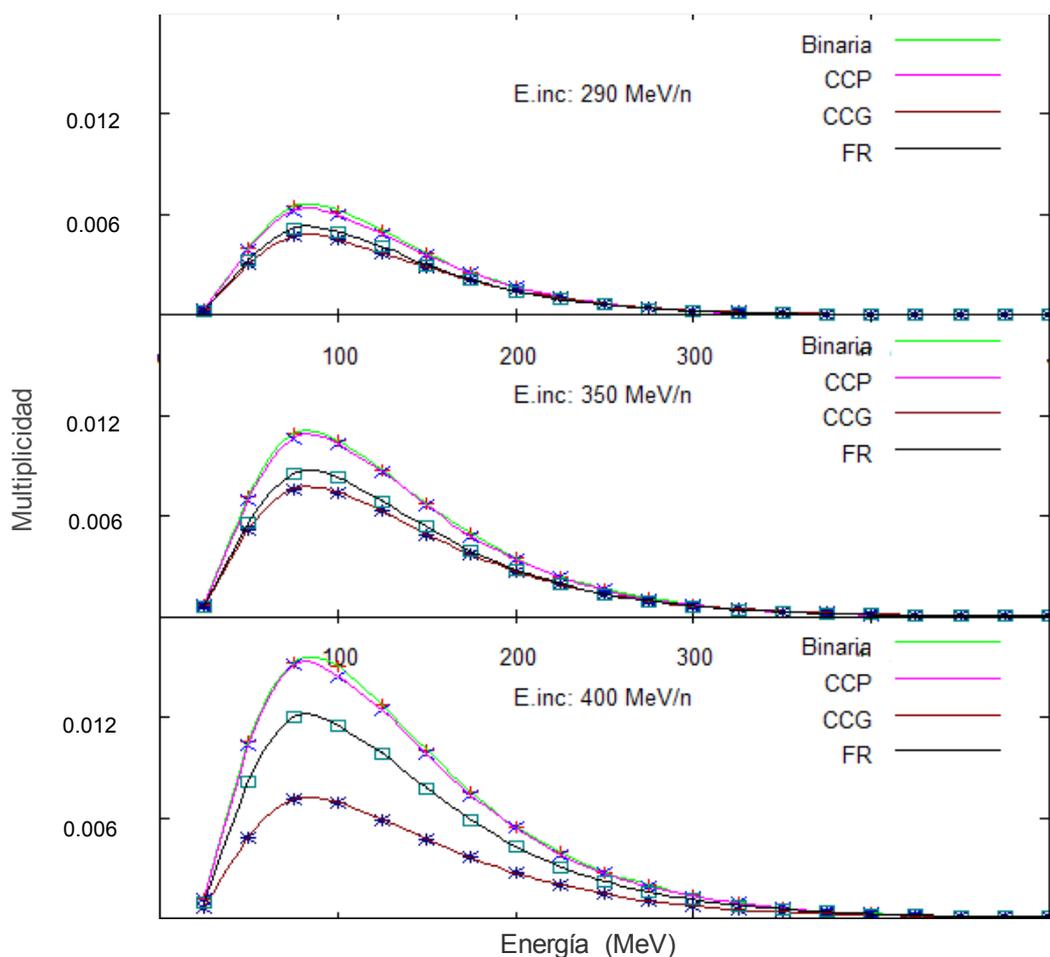


Figura IV.17: Espectro de fotones por colisión en tejido-equivalente para diferentes valores de energía del haz incidente.

A partir de los espectros de energía y distribuciones angulares de los fotones obtenidos mediante la simulación con MBHIT para agua y tejido-equivalente a energías de incidencia de  $391 \text{ MeV/n}$  y  $330 \text{ MeV/n}$ , respectivamente, se estimó la energía depositada por los mismos. La simulación de su transporte dentro de los mencionados materiales se realizó con las subrutinas Pencyl y Material del paquete Penelope. La subrutina Material genera las propiedades del agua y del tejido blando de cuatro elementos a partir de tablas con propiedades físicas y secciones eficaces de interacción. En la figura IV.18 se presenta el prototipo resumido de un archivo generado con esta subrutina.

```

soft-tissue-4-comp: Bloc de notas
Archivo Edición Formato Ver Ayuda
PENelope (v. 2003) Material data file .....
Material: TISSUE, SOFT (ICRU FOUR-COMPONENT)
Mass density = 1.0000000E+00 g/cm**3
Number of elements in the molecule = 4
Mean excitation energy = 7.4900000E+01 eV
Number of oscillators = 6 (E/P inelastic model)
Number of shells = 5 (Compton IA model)
*** RELAX: Z = 1, NO. OF SHELLS = 1, NO. OF TRANSITIONS = 0
*** RELAX: Z = 6, NO. OF SHELLS = 3, NO. OF TRANSITIONS = 8
*** RELAX: Z = 7, NO. OF SHELLS = 4, NO. OF TRANSITIONS = 8
*** RELAX: Z = 8, NO. OF SHELLS = 4, NO. OF TRANSITIONS = 8
*** Electron scaled brems x-section, ZEQU = 4.73803E+00, NDATA = 57
*** Stopping powers for electrons and positrons, NDATA = 106
*** Electron and positron elastic cross sections, NDATA = 106
*** Ionization cross sections, IZ = 1, NDATA = 130
*** Ionization cross sections, IZ = 6, NDATA = 147
*** Ionization cross sections, IZ = 7, NDATA = 147
*** Ionization cross sections, IZ = 8, NDATA = 152
*** Rayleigh, Compton and pair-production cross sections, NDATA = 118
*** Photoelectric cross sections, IZ = 1, NSHELL = 1, NDATA = 130
*** Photoelectric cross sections, IZ = 6, NSHELL = 3, NDATA = 147
*** Photoelectric cross sections, IZ = 7, NSHELL = 4, NDATA = 147
*** Photoelectric cross sections, IZ = 8, NSHELL = 4, NDATA = 152
PENelope (v. 2003) End of material data file ...

```

Figura IV.18: Prototipo resumido de un archivo Material.DAT

La subrutina Pencyl permite definir la geometría cilíndrica donde se calcula la energía depositada y las características de la fuente como la posición, la dirección de incidencia del haz respecto del eje del cilindro así como la apertura del mismo y el espectro de energía de los fotones. Para efectuar el cálculo se consideró que las fuentes de fotones estaban ubicadas en los centros de las rodajas utilizadas para el cálculo de la energía depositada por los piones. Los resultados obtenidos fueron ponderados por la probabilidad de que los fotones fueran creados en una u otra rodaja. A continuación, en la figura IV.19, se presenta un prototipo de archivo de entrada a la subrutina Pencyl.

```

pencil: Bloc de notas
Archivo Edición Formato Ver Ayuda
TITLE Ejemplo: soft tissue four components
GSTART soft tissue four components
LAYER      0.0  20.0
CENTRE     0.0  0.0
CYLIND    1  0.00  4.0
GEND

SKPAR      2                                [Primary particles: 1=electron, 2=photon, 3=positron]
SPECTR    54.17E6  1
SPECTR    229.31E6  0

SPOSIT    0.0  0.0  2.5                    [Coordinates of the source center]
SDIREC    10.0  00.0
SAPERT    10.0

NMAT       1                                [Number of different materials, .le.10]
SIMPARG    1  3.8E6  3.8E5  3.8E6  0.05  0.05  3.8E6  3.8E5  [M,EABS,C1,C2,WCC,WCR]
PFNAME     softfour.mat                    [Material definition file, 18 characters]
ABSEN      1                                [Tally the distr. of absorbed E in this material]
DOSE2D     1  1  25  25                    [Tally 2D dose and charge distr. in this body]
RESUME     resume.dmp                      [Read from this dump file, 18 characters]
DUMPTO     lastdump.dmp                   [Generate this dump file, 18 characters]
NSIMSH     500000                          [Desired number of simulated showers, max=2**31-1]
TIME       30000                            [Allotted simulation time, in sec]

```

Figura IV.19: Prototipo de archivo Pencil.IN

Se consideró la energía de la fuente como un espectro uniforme, diferente para cada ángulo de 0° a 180° en pasos de 20° y con aperturas del haz de 10°. El rango de energía para cada dirección de incidencia se determinó a partir de la energía media y dispersión de los fotones obtenidos a partir de la simulación con MBHIT. Como se puede observar en la figura IV.20, para cada ángulo existe un valor medio de energía y una distribución con perfil aproximadamente uniforme en torno a dicho valor.

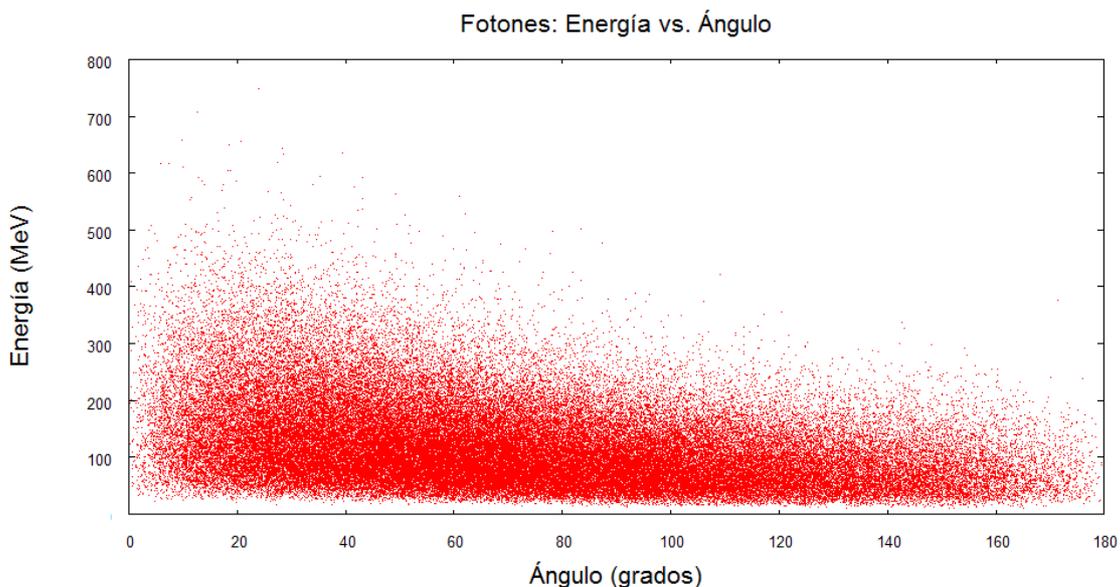


Figura IV.20: Espectro de fotones en tejido-equivalente para  $^{12}\text{C}$  a  $330 \text{ MeV/n}$ , en una simulación de 1.000.000 eventos

En el gráfico se observa también que a medida que el ángulo aumenta, la energía media tiende a disminuir. Además para ángulos pequeños la cantidad de fotones es superior, lo que corrobora que estos tienen direcciones de salida hacia adelante.

Los resultados obtenidos con Pencil fueron ponderados con las probabilidades correspondiente a cada ángulo de salida.

Por último, dado que Penelope determina la energía depositada promedio por fotón, los resultados obtenidos fueron multiplicados por la multiplicidad de fotones por colisión, para cada hipótesis de colisión nuclear.

Las Tablas IV.7 y IV.8 muestran los resultados obtenidos de las simulaciones para el fantoma cilíndrico definido en el capítulo III.

<i>Cluster</i>	Energía depositada por colisión ( <i>MeV</i> )
Binaria	0,04
CCP	0,04
CCG	0,02
FR	0,02

Tabla IV.7: Simulación con PENELOPE del transporte de fotones en un fantoma cilíndrico de tejido-equivalente de  $\varnothing 8 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ , para núcleos de  $^{12}\text{C}$  a  $330 \text{ MeV/n}$ .

<i>Cluster</i>	Energía depositada por colisión ( <i>MeV</i> )
Binaria	0,38
CCP	0,38
CCG	0,19
FR	0,21

Tabla IV.8: Simulación con PENELOPE del transporte de fotones en un fantoma cilíndrico de agua de  $\varnothing 20 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ , para núcleos de  $^{12}\text{C}$  a  $391 \text{ MeV/n}$ .

Los resultados obtenidos implican que para el cálculo de dosis en tejido-equivalente y en agua únicamente los piones positivos y negativos contribuirán a depositar energía en la

zona de interés antes de decaer, mientras que los piones neutros decaen en el lugar que fueron producidos generando dos fotones que depositarán su energía principalmente por creación de pares. Además de todos los piones cargados una importante cantidad de fotones muy energéticos escapan de los fantasmas, y por lo tanto del paciente, lo que genera implicancias a ser tenidas en cuenta desde el punto de vista de la radioprotección de las instalaciones. Esto hace necesario efectuar cálculos adecuados de blindaje de manera de proteger al personal técnico.

### IV.3 Cálculo de energías depositadas y dosis en agua y tejido-equivalente.

A continuación se presentan los resultados para el cálculo de la energía depositada y la dosis en tejido-equivalente y agua para las diferentes hipótesis de colisiones nucleares con iones de carbono. La estimación de la dosis se calculó mediante la ec. III.4 en la cual fueron incorporados los resultados obtenidos en la sección anterior. De esta forma, al no propagarse los piones neutros en los materiales considerados ya que decaen instantáneamente, el segundo término de la ec III.4 no aparece. Entonces, la energía depositada en los fantasmas es de la forma:

$$Dm = \sum_n P_n \left[ \sum_{\pi^\pm} E_{dep}(E_\pi, z_\pi) + \sum_{E_{dec}, N_{dec}} N_{dec}(E_{dec}, n, z) E_{dec}(z) \right]. \quad (IV.1)$$

Como hemos discutido esta fórmula incorpora el modelo de Bethe-Bloch para determinar la energía que los piones cargados depositaron en el material y las probabilidades de colisión de las Tablas III.2 y III.3. También toma en consideración los resultados obtenidos de la simulación con Pencil para el depósito de energía debido a los fotones generados.

Con el objetivo de comparar el método de simulación de MBHIT con otro método Monte Carlo existente, se tomó como referencia el código SHIELD-HIT.v2 [Gei]. Los autores estudiaron el depósito de energía por partículas secundarias generadas en colisiones de  $^{12}\text{C}$  dentro de un fantoma de agua de 20 cm de diámetro por 30 cm de longitud.

Como resultado de la simulación estos investigadores obtuvieron que los piones cargados producidos en una colisión depositan 2.1 MeV de energía en promedio en el mencionado fantoma.

En la Tabla IV.9 se presentan los resultados obtenidos a partir de las simulaciones realizada con MBHIT para los diferentes criterios de formación de *clusters*.

<i>Cluster</i>	Energía depositada por colisión por piones cargados ( <i>MeV</i> )
Binaria	2,39
CCP	2,38
CCG	1,17
FR	1,28

Tabla IV.9: Energía depositada por colisión por piones, para iones de  $^{12}\text{C}$  a  $391 \text{ MeV/n}$  en un cilindro de agua de  $\text{Ø}20 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ .

Los resultados obtenidos con MBHIT bajo los criterios de colisión binaria y CCP, no difieren en más de un 12% de los obtenidos con el código SHIELD-HIT. Este resultado es compatible con los presentados en [Gei]. El código SHIELD-HIT utiliza un modelo de colisión binaria para tratar las colisiones nucleares.

En la tabla IV.10 se presentan los resultados de la simulación obtenidos a partir de las mismas condiciones geométricas y con igual energía incidente, pero en tejido-equivalente en lugar de agua.

<i>Cluster</i>	Energía depositada por colisión por piones cargados ( <i>MeV</i> )
Binaria	2,26
CCP	2,42
CCG	1,19
FR	1,30

Tabla IV.10: Energía depositada por colisión por piones, para iones de  $^{12}\text{C}$  a  $391 \text{ MeV/n}$  en un cilindro de tejido-equivalente de  $\text{Ø}20 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ .

No se observa una diferencia importante en el comportamiento de los piones en las diferentes sustancias. Esto se debe a que ambas sustancias presentan la misma densidad ( $1\text{g/cm}^3$ ), valores muy próximos de la excitación media ( $I_{\text{agua}} = 75 \text{ eV}$ ,  $I_{\text{tejido}} = 72.3$

$eV$ ), y constantes para la corrección de densidad también similares [Pdg2, Ste]. Además, las probabilidades de colisión con oxígeno también son muy cercanas, como se muestra en las Tablas III.2 y III.3 y este elemento es el que produce la mayor contribución a la energía depositada por colisión.

Para ambos fantasmas se determinó la energía depositada por los fotones producidos. Estos resultados se presentan en la Tabla IV.11.

<i>Cluster</i>	Energía depositada por colisión por fotones en agua ( <i>MeV</i> )	Energía depositada por fotones por colisión en tejido-equivalente ( <i>MeV</i> )
Binaria	0,38	0,37
CCP	0,38	0,35
CCG	0,19	0,20
FR	0,21	0,22

Tabla IV.11: Energía depositada por colisión por fotones, para iones de  $^{12}\text{C}$  a  $391 \text{ MeV/n}$  en cilindros de agua y tejido-equivalente de  $\varnothing 20 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ .

Estos resultados muestran que la contribución a la dosis de los fotones producidos es aproximadamente un orden de magnitud menor que la debida a los piones cargados, en cualquiera de las dos sustancias simuladas.

Finalmente, para la comparación con un equipo convencional de tratamiento, se simuló la dosis depositada en un fantoma cilíndrico de tejido-equivalente de  $8 \text{ cm}$  de diámetro por  $20 \text{ cm}$  de largo por un haz monoenergético. Estas dimensiones fueron seleccionadas ya que los parámetros técnicos considerados hacen referencia a la dosis depositada en un volumen de un litro. Habiendo fijado la longitud del cilindro, la energía de incidencia para la estimación quedó determinada. Los núcleos entonces inciden perpendicularmente en el centro de una de las tapas del fantoma, con una energía de  $330 \text{ MeV/n}$ . Esta es la energía correspondiente a un Pico de Bragg ubicado a  $20 \text{ cm}$  de profundidad [Gei]. A continuación se presentan los resultados obtenidos de la simulación considerando que la intensidad del haz de iones de carbono incidentes es de  $3.6 \times 10^{10} \text{ núcleos/min}$ . Este valor ha sido obtenido a partir de las especificaciones técnicas del equipo citado en la referencia [Chu], que fueron presentadas en la Tabla III.4.

La dosis suministrada a un tumor en un tratamiento real varía en el entorno de los 50 a los 75  $GyE$  [Ntro]. La estimación se realizó considerando la dosis máxima y un RBE = 2,3. Esto implica una dosis absorbida de 33  $Gy$  y por lo tanto un tiempo real de funcionamiento del equipo de 6,6  $min$ .

En la Tabla IV.12 se presentan los resultados de la simulación.

<i>Cluster</i>	Dosis por colisión por piones cargados ( $MeV/Kg$ )	Dosis por colisión por fotones ( $MeV/Kg$ )	Tasa de dosis ( $mGy/min$ )	Dosis equivalente ( $mSv$ )
Binaria	0,47	0,04	2,9	36
CCP	0,57	0,04	3,5	46
CCG	0,27	0,03	1,7	22
FR	0,28	0,02	1,7	22

Tabla IV.12: Dosis depositada por iones de  $^{12}C$  a  $330 MeV/n$  en un cilindro de tejido-equivalente de  $\varnothing 8 cm \times 20 cm$  tomando como referencia los parámetros técnicos de un equipo convencional y una dosis promedio de un tratamiento real.

Estos resultados muestran que una estimación de la dosis depositada en tejido sano debida a los mesones producidos en las colisiones nucleares es muy sensible al criterio de colisión nuclear elegido. El valor obtenido varía en el rango de 22  $mSv$  a 46  $mSv$ .



## Conclusiones.

En este trabajo se ha estudiado la producción de mesones y su contribución a la dosis en tratamientos de radioterapia con iones de carbono. Un porcentaje de estos núcleos tienen interacciones inelásticas nucleares con los núcleos que componen el tejido y de estas colisiones se producen los mesones. El estudio fue realizado mediante un código Monte Carlo, MBHIT, que permite simular las colisiones en diferentes hipótesis de formación de *clusters* que dan cuenta de las interacciones colectivas que ocurren entre los nucleones debidas al medio nuclear. Tanto el código como las estimaciones dosimétricas han podido ser validados mediante la comparación con resultados parciales publicados en la literatura. Se determinó que para las energías de interés clínico los mesones secundarios producidos son únicamente piones neutros y cargados. La multiplicidad de kaones en todos los casos simulados fue cero debido a que el umbral de producción para dos hadrones extraños es muy alto para las energías de interés clínico.

Para la producción de piones cargados y para los fotones producidos por el decaimiento de piones neutros se ha determinado su multiplicidad, espectro y distribución angular. Los principales resultados obtenidos se exponen a continuación.

- Se verificó que la multiplicidad de los piones producidos es muy sensible a la hipótesis de colisión elegida reduciéndose hasta en aproximadamente un 100% para energías de 250 a 400  $MeV/n$ . Por ejemplo, para energías de 400  $MeV/n$  la multiplicidad de piones cargados varía de 1 pion cada 12 colisiones nucleares de los iones de carbono hasta 1 pion cada 7 colisiones nucleares según el tipo de *cluster* considerado, mientras que para piones neutros las multiplicidades van de 1/25 a 1/12. Estos resultados deben entenderse como una manifestación de la redistribución de la energía en las distintas hipótesis de *clusters*. Esta redistribución provoca que la energía disponible para la producción de bariones  $\Delta$  y  $N^*$ , y consecuentemente para la producción de piones, disminuya, resultando en una multiplicidad menor de piones.
- Los resultados muestran que la producción es hacia adelante preferentemente, tal como cabe esperar debido al impulso del centro de masa en cada colisión particular. Los valores medios de la distribución angular son del orden de 60 grados respecto de la dirección de incidencia y la dispersión es del orden de 36 grados.

- El espectro de piones y fotones encontrado es ancho y con valores medios en el rango de 30 a 150  $MeV$  para haces de carbono con energías estándar para terapias con estos iones. Estos valores de energía tienen particular relevancia para la dosimetría y radioprotección.

Para la estimación de la dosis fueron seleccionados fantomas cilíndricos de agua y de tejido-equivalente. Esta elección permite la verificación de nuestros cálculos con los únicos resultados publicados que informan la energía depositada por un pión en un fantoma cilíndrico de agua.

Los principales resultados para la dosimetría se detallan a continuación.

- Los piones cargados contribuyen al depósito de energía sin decaer en el tejido/fantoma.
- Los piones neutros decaen en el lugar de su producción generando dos fotones de alta energía.
- La simulación realizada con el paquete de subrutinas Penelope, para la distribución de fotones obtenida tanto en energía como en ángulo, permitió mostrar que la energía que estos depositan resulta ser al menos un orden de magnitud menor que la depositada por los piones cargados.
- Estos fotones y los piones cargados son además de suma importancia desde el punto de vista de la radioprotección. Un porcentaje importante de fotones atraviesan el organismo sin interactuar y todos los piones cargados se escapan del tejido/fantoma.

A partir del cálculo de la energía depositada en el fantoma de agua realizado para la comparación de MBHIT con un código utilizado en el ámbito clínico [Gei], se determinó que la energía depositada por los piones cargados es similar a la obtenida en la referencia si se consideran colisiones de tipo binarias. Sin embargo para colisiones bajo el criterio FR o CCG este valor es aproximadamente un 60% del publicado por los autores de SHIELD-HIT. Dado que el tratamiento de colisiones nucleares considerando el medio nuclear a través de los *clusters* reproduce mejor los datos experimentales, particularmente la multiplicidad de piones, se puede afirmar que la dosimetría que se obtendría a partir de simulaciones que utilizan colisiones binarias sería calculada en exceso.

Hemos realizado una estimación de la dosis equivalente debida a los mesones secundarios a partir de los datos de un acelerador convencional para tratamientos oncológicos. Se observó que esta es sensible a las distintas hipótesis de colisión elegida. Se obtuvieron valores en el rango de 22 a 46 *mSv*. A pesar de ser una dosis pequeña en comparación con aquellas que son administradas al tumor en un tratamiento convencional, y por lo tanto despreciable en la zona donde se localiza el tumor a tratar, se debe tener en cuenta que esta dosis es depositada casi enteramente en tejido sano y proviene de radiación secundaria originada en aquellos iones de carbono que no lograron alcanzar el pico de Bragg, donde está ubicado el tumor.

También es posible afirmar que esta dosis no es isótropa, ya que tanto los piones cargados como los fotones provenientes del decaimiento de los piones neutros, presentan en su mayoría direcciones de salida hacia adelante.

Los resultados de esta tesis permiten conocer tanto cualitativamente como cuantitativamente la producción de la radiación secundaria mesónica en terapias con iones de carbono, así como la dosis correspondiente y los eventuales requerimientos en radioprotección.



# Bibliografía.

- [Att] Attix F.H. Introduction to radiological physics and radiation dosimetry. Primera edición (1986)
- [Bar] Barkas W. H, Berger M. NASA SP-3013 (1964)
- [Bev] Bevelacqua J.J. Radiation Protection Management, 22, No. 6 (2005)
- [Boh] Bohr A, Mottelson B.R. Nuclear structure. Primera edición (1998)
- [Chu] Chu W,T. Proceedings of IPAC 2010, Kyoto, Japón.
- [Cus1] Cussol D, Author manuscript, published in: 12th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, Italia (2009)
- [Cus2] Comunicación personal
- [Eng] Enghart W et al. Phys. Med.Biol 37, N° 11, pp 2127-2131 (1997)
- [Flu] Fasso A et al. CERN-2005-10 (2005) INFN/TC\_05/11SLAC-R-773 (2005)
- [Gea1] Nucl. Instr. and Meth in Phys. Res. A 506, pp 250-303 (2003)
- [Gea2] Physics Reference Manual Version: geant4 9.3 (2009)
- [Gei] Geithner O, Andreo P, Sobolevsky N, Hartmann G and Jäkel O. Phys. Med. Biol. 51 pp 2279–2292 (2006)
- [Gon1] Gonçalves M et al. Physical Review C 55, 5, pp 2625-2629 (1997)
- [Gon2] Gonçalves M et al. European Physical Journal A 7, pp 435-440 (2000)

- [Gon3] Gonçalves M. Tesis de doctorado: Efeitos de colisões a muitos corpos na produção de partículas em reações nucleares relativísticas (1996)
- [Gri] Griffiths D. Introduction to elementary particles. Segunda edición (2008)
- [Hae1] Haettner E, Iwase H and Schardt D. Radiation Protection Dosimetry 122, No. 1-4, pp 485-487 (2006)
- [Hae2] Haettner E, "Experimental study on carbon ion fragmentation in water using GSI therapy beams" April 2006, Master of Science Thesis (2006)
- [Hen] Henley E.M. García A. Subatomic physics. Tercera edición (2007)
- [Iar] Ferlay J, Shin HR, Bray F, Forman D, Mathers C and Parkin DM. GLOBOCAN 2008 v1.2, Cancer Incidence and Mortality Worldwide: IARC CancerBase No. 10 <http://globocan.iarc.fr/factsheets/populations/factsheet.asp?uno=858>
- [Icr] ICRP Publication 103 (2007)
- [Jac] Jackson J. D. Classical electrodynamics. Tercera edición (1998)
- [Kan] Kanai T et al. Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys, 64, No. 2, pp. 650–656 (2006)
- [Kod] Kodama T et al. Phys. Rev. Lett, 49, pp 536-539 (1982)
- [Kra] Kraft G. Progress in Particle and Nuclear Physics 45, pp 473-544 (2000)
- [Mai] Mairani A. Tesis de doctorado (2007)
- [Mey] Meyerhof W. Elements of nuclear physics. Primera edición (1967)
- [Ntro] Brady L. W, Heilmann H. P, Molls M. New Technologies in Radiation Oncology. Primera edición (2006)

[Pdg] Particle physics booklet (2008)

[Pdg2] <http://pdg.lbl.gov/2010/AtomicNuclearProperties/>

[Pen] Salvat F, Fernandez J. M, Sempau J. "PENELOPE -A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport" Workshop Proceedings Issy-les-Moulineaux, France 7-10 July 2003. ISBN 92-64-02145-0 (2003)

[Phy] Phys. Letters B, 667, pp 267-280 (2008)

[Psh] Pshenichnov I, Mishustin I and Greiner W, Phys, Med. and Biol, 51, N° 23 (2007)

[Ran] Randrup J. Computer Physics Communication 59, pp 439-446 (1990)

[Sch1] Schardt D et al. Rev. Mod. Phys, 82 (2010)

[Sch2] Schardt D et al. Tumor Therapy with Heavy Ions at GSI Darmstadt

[Seg] Segré E. Nuclei and particles. Segunda edición (1977)

[Shi] Sobolevsky N.M, Dementyev A.V, Rad. Meas. 30, pp 553 (1999)

[Spa] Armstrong T. W, Chandler K. C. Spar, a FORTRAN program for computing Stopping Powers and Ranges for Muons, Charge particles, Protons and Heavy ions (1973)

[Ste] Sternheimer R.M. Atomic data and nuclear data tables 30, pp 261- 271 (1984)

[Ter] Terasawa T et al. Systematic Review: Charge-Particle Radiation Therapy for Cancer. Annals.org (2009)

[Tur] Turner J.E. Atoms, radiation and radiation protection. Tercera edición (2007)

- [Van] [http://www.vanderbilt.edu/AnS/physics/volker/p330b/add\\_lecture\\_materials/wkb/wkb.html](http://www.vanderbilt.edu/AnS/physics/volker/p330b/add_lecture_materials/wkb/wkb.html)
- [Ver] Ver West B. J, Arndt R. A. Physical Review C 25, 4 (1982)
- [Wil] Wilson R. Radiology. 47, pp 487 (1946)