

FÍSICA DE LA RADIOTERAPIA

Mauro Valente^{1,2,3,4*}

¹ Instituto de Física E. Gaviola - CONICET, Buenos Aires; Argentina

² FaMAF - Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba; Argentina

³ Departamento de Ciencias Físicas - Universidad de La Frontera, Temuco; Chile

⁴ Centro de Física e Ingeniería en Medicina - CFIM, UFRO, Temuco; Chile

Segundo Semestre Año Académico 2018



Magister en Física Médica

Departamento de Ciencias Físicas - Universidad de la Frontera

*Contacto e-mail: valente@famaf.unc.edu.ar , URL: <http://liifamirx.famaf.unc.edu.ar/>

Prefacio

El libro *FÍSICA DE LA RADIOTERAPIA* es un compendio de notas preparadas originalmente durante 2009, para el curso del programa de Magíster en Física Médica de la Universidad de la Frontera; Temuco, Chile.

Durante los años entre 2010 y 2015 fueron revisadas, mejoradas y complementadas para su utilización en la edición 2017 del curso programado en el magíster.

Actuaron como revisores de la versión original la MSc. Daniela Lanz, y como colaborador a partir de la edición 2011 el Dr. Francisco Malano, a quienes se agradece muy especialmente por su valiosa contribución. También se valoran y agradecen particularmente las sugerencias por parte del Mg. Ramón Elías durante su cursado en la versión 2010.

Creación, elaboración original y redacción completa por Mauro Valente, PhD.

Tabla de Constantes físicas

Cantidad	Símbolo	Valor
Número de Avogadro	N_A	$6,0221415 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Velocidad luz en vacío	c	$1,60217653 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Masa del electrón	m_0, m_e	$9,1093826 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Carga del electrón	e, q_e	$6,58211915 \cdot 10^{-16} \text{ eVs}$
Energía en reposo de electrón	$m_e c^2$	$510,998918 \text{ keV}$
Radio clásico del electrón	$r_e \equiv q_e^2 / (m_e c^2)$	$2,817940325 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
Constante de estructura fina	$\alpha \equiv q_e^2 / (\hbar c)$	$1/137,03599911$
Radio de Bohr	$a_0 \equiv \hbar^2 / (m_e q_e^2)$	$0,5291772108 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

Tabla de Conversión de Unidades dosimétricas

Cantidad	Unidad SI	Unidad tradicional
Actividad	1 Bequerel [Bq]	$2,703 \cdot 10^{-11} \text{ Curie [Ci]}$
Energía	1 Joule [J]	$6,242 \cdot 10^{18} \text{ electronVolt [eV]}$
Dosis Absorbida	1 Gray [Gy]	100 rad [rad]
Exposición	$1 \text{ C/kg}_{\text{aire}}$	$3876 \text{ Roentgen [R]}$
Dosis Equivalente	1 Sievert [Sv]	100 rems [rem]

Índice

1.. Medidas, interacción y transporte de radiación	8
1.1.. Transporte de radiación e interacciones	8
1.2.. Magnitudes y unidades	10
1.3.. Definiciones básicas para transporte y dosimetría	11
1.3.1.. Fluencia y tasa de fluencia de fotones, Kerma y exposición	11
1.4.. Teoría de la Cavidad de Bragg-Gray	12
1.5.. Equilibrio electrónico	14
1.6.. Dosis en aire y dosis en medio material	14
1.7.. Ejercitación del Capítulo I	16
2.. Generadores de radiación	18
2.1.. Rayos X característicos	18
2.2.. Rayos X de Bremsstrahlung (contínuos)	18
2.3.. Ánodos (<i>target</i>) para rayos X	18
2.4.. Unidades de ortovoltaje y rayos X: Diseño y funcionamiento	19
2.4.1.. Haces de rayos X de uso clínico	20
2.5.. Parámetros de calidad de haces de rayos X	20
2.6.. Máquinas de rayos X superficiales y de ortovoltaje	20
2.7.. Máquinas de rayos X de megavoltaje: Aceleradores de partículas	21
2.8.. Acelerador lineal (linac) de uso clínico	21
2.8.1.. Componentes principales de un acelerador lineal clínico	22
2.8.2.. Guía de ondas	22
2.8.3.. Sistema de colimación	23
2.9.. Aceleradores de partículas cargadas masivas: iones para hadronterapia	23
2.10.. Columnas térmicas y epitérmicas en reactores nucleares	24
2.10.1.. Fuentes y termalización de neutrones	25
2.11.. Ejercitación del Capítulo II	25
3.. Física de haces de fotones I	27
3.1.. Fuentes para haces de fotones y ley inverso de cuadrado	27
3.2.. Capacidad de penetración en medio material del haz de fotones	28
3.2.1.. Dosis en superficie	29
3.2.2.. Región de build up	29
3.2.3.. Profundidad de máximo de dosis	30
3.2.4.. Dosis de salida (exit dose)	30
4.. Física de haces de fotones II	32
4.1.. Parámetros para tratamientos con radiación	32
4.1.1.. Tamaño de campo	32
4.1.2.. Factor de colimador	33
4.1.3.. Factor de dispersión en pico (Peak scatter factor)	34
4.1.4.. Factor de dosis relativa	35
4.2.. Distribución de dosis en agua sobre el eje central	36

4.2.1..	Porcentaje de dosis en profundidad PDD	37
4.3..	Función de dispersión (Scatter Function)	38
4.4..	Disposición-montaje Distancia Fuente-Eje (SAD)	38
4.4.1..	Razón Tejido-Aire (TAR)	39
4.4.2..	Razones dispersión-Aire (SAR), Tejido-Fantoma (TPR) y Tejido-Máximo (TMR)	41
4.4.3..	Dosis <i>off-axis</i> y perfiles laterales de campo	43
4.4.4..	Planicidad y simetría del haz de fotones	45
4.5..	Corrección por contornos irregulares e incidencia oblicua	47
4.6..	Compensación por tejido faltante	48
4.7..	Correcciones por presencia de inhomogeneidades	49
4.8..	Modelos para algoritmos de cálculo dosimétrico	52
4.9..	Dosis relativa con cámara de ionización	52
4.10..	Dosimetría: Cálculo para haces de fotones	54
4.10.1..	Cálculo de Unidades Monitor (UM)	54
4.10.2..	Cálculo dosimétrico setups SSD y SAD	55
4.10.3..	Correcciones por inhomogeneidades: Ejemplo	57
4.10.4..	Corrección por contornos irregulares	59
4.11..	Planificación de tratamientos con fotones	60
4.12..	Adquisición de información de paciente	61
4.12.1..	Simulación de tratamientos	63
4.12.2..	Posicionamiento e inmovilización de paciente	64
4.12.3..	Uso de tomografía computada y resonancia magnética	65
4.12.4..	Consideraciones clínicas: haces de fotones	68
4.13..	Evaluación del tratamiento planificado	71
4.14..	Tiempo de tratamiento y unidades monitor	73
4.14.1..	Planificación SSD: Cálculo y evaluación	73
4.15..	Ejercitación del Capítulo IV	75
5..	Terapia con haces de electrones	78
5.1..	Introducción	78
5.1.1..	Interacciones de electrones: Repaso	78
5.1.2..	Colisiones Inelásticas	79
5.1.3..	Emisión por Bremsstrahlung	80
5.2..	Poder de Frenado y Modelo CSDA	82
5.3..	Fuentes virtuales en haces de electrones	83
5.4..	Rango de electrones	84
5.5..	Dosis en profundidad para haces de electrones	85
5.6..	Especificación de la energía del haz de electrones	87
5.6.1..	Perfiles laterales de campo de electrones	88
5.6.2..	Planicidad y Simetría	89
5.6.3..	Curvas de isodosis de electrones	89
5.6.4..	Conformación de campos de electrones	90
5.7..	Correcciones al cálculo de dosis para electrones	90
5.7.1..	Contornos irregulares con electrones	90

5.7.2..	Presencia de Inhomogeneidades con electrones	91
6..	El método Monte Carlo en radioterapia	94
6.1..	Introducción y conceptos generales	94
6.2..	Elementos de teoría de probabilidad	95
6.3..	Ejercitación práctica y aplicaciones en Radioterapia	96
6.3.1..	Random walk	96
6.3.2..	Determinación de dosis en profundidad	96
6.3.3..	Tamaño de campo	97
6.3.4..	Dosimetría con inhomogeneidades	97

MÓDULO I

Medidas, interacción y transporte de radiación

1.. Medidas, interacción y transporte de radiación

El capítulo 1. está dedicado a realizar la introducción a los contenidos que se desarrollarán durante el curso, haciendo hincapié en los objetivos, necesidad y utilidad del curso y también se incluye un breve repaso de conceptos básicos ya introducidos previamente en otros cursos de formación. Se expone una breve introducción a los conceptos básicos sobre cantidades involucradas en dosimetría de radiaciones así como consideraciones sobre los principios y teorías de las cuales derivar las cantidades dosimétricas así como las condiciones que deben satisfacerse para la validez de los modelos.

1.1.. Transporte de radiación e interacciones

Para facilitar la exposición, se iniciará el desarrollo en términos de las propiedades de haces de fotones. La generalización a otro tipo de radiación es posible incorporando las particularidades de cada caso, pero conceptualmente el desarrollo es análogo. Sin embargo, cuando corresponda, se hará mención explícita a situaciones específicas que requieran tratamiento particular para otro tipo de radiación.

El principio básico para estudiar los efectos de la interacción de la radiación con la materia, requiere describir el modo en que se transfiere y absorbe energía del haz al medio material. El transporte de partículas en un medio material está descrito por la ecuación de transporte de Boltzmann, que vincula la fluencia de energía emitida por una fuente con las propiedades físicas del medio irradiado de modo que puedan determinarse los mecanismos por los que la energía es impartida y depositada (difundida) en el material.

La ecuación de transporte de radiación de Boltzmann representa, en términos matemáticos, una ecuación integro-diferencial de difusión. A continuación se realiza una breve exposición del formalismo de Boltzmann, con el fin de completitud, pero no se trata de un argumento que requiera especial profundización para los objetivos de este curso.

Existen diferentes maneras en que se produce la interacción entre el haz incidente y el medio irradiado. La probabilidad de que ocurra una interacción de un cierto tipo está físicamente determinada por la sección eficaz σ_j , referida al j -ésimo mecanismo de interacción. Análogamente, la probabilidad total de que se produzca una interacción (de cualquier tipo) está determinada por la sección eficaz total σ .

A nivel macroscópico, la sección eficaz total macroscópica Σ se define mediante:

$$\Sigma \equiv N\sigma \quad (1)$$

donde N es la densidad de centros de dispersión por unidad de volumen, *i.e.* $[N] = \text{cm}^{-3}$.

En vista que los procesos de interacción incluyen absorción y dispersión (*scattering*) de radiación, conviene escribir en modo explícito la dependencia en cada tipo de proceso. Por lo tanto, se tiene:

$$\Sigma = \Sigma_{abs} + \Sigma_{sca} \quad (2)$$

donde Σ_{abs} y Σ_{sca} se refieren a los procesos de absorción y *scattering*, respectivamente.

De este mismo modo puede determinarse la distribución de colisiones a lo largo del recorrido (*path*) de la partícula:

$$\frac{dn}{ds} = -\Sigma n \quad (3)$$

donde n representa el número de eventos y s es la distancia a lo largo del *path*.

De aquí es inmediato verificar:

$$n(s) = n(0) e^{-\Sigma s} \quad (4)$$

Por lo tanto, la distancia promedio entre colisiones sucesivas está dada por:

$$\lambda \equiv \frac{\int_0^\infty s e^{-\Sigma s} ds}{\int_0^\infty e^{-\Sigma s} ds} = \frac{1}{\Sigma} \quad (5)$$

La cantidad λ se denomina camino libre medio (*mean free path*). De aquí se pone de manifiesto la importancia de la sección eficaz y del *mean free path*, que se determinan de acuerdo con el momento de primer orden de la función de distribución.

Una partícula de momento p con longitud de onda $\frac{\hbar}{p}$ transportada en un medio material de espesor x tal que $x \gg \frac{\hbar}{p}$ estará completamente determinada (en su espacio de fase) por la posición \vec{r} , la dirección de movimiento $\vec{\Omega}$, la energía E y el tiempo t .

Sea $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ la densidad angular de partículas en estados de fase (7D) $[(x, y, z); (\theta, \phi); E; t]$, que representa la densidad de partículas en el volumen $d\vec{r}$ alrededor de \vec{r} , viajando en direcciones $d\vec{\Omega}$ entorno a $\vec{\Omega}$ con energía E a tiempo t .

El flujo vectorial angular de partículas $\vec{\Psi}$ puede obtenerse a partir de la densidad angular y la velocidad \vec{v} de las partículas:

$$\vec{\Psi} \equiv \vec{v}N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (6)$$

El flujo angular escalar (o simplemente flujo angular) Ψ se obtiene a partir de la expresión 6, y sus unidades son $cm^{-2} s^{-1} str^{-1}$.

Integrando el flujo angular Ψ en todas direcciones para valores dados de E , \vec{r} y t se obtiene una cantidad proporcional a la tasa de población-ocupación del estado (\vec{r}, R, t) , a veces denominado tasa de “reacción” o “creación”. A partir de esto, puede determinarse el flujo escalar (o simplemente flujo) ϕ dado por:

$$\phi \equiv \int_{4\pi} \Psi d\Omega \quad (7)$$

La tasa de ocurrencia de eventos (por unidad de volumen), en términos de la probabilidad de cada j -ésimo tipo de interacción R queda determinada por:

$$R \equiv \Sigma_j \phi \quad (8)$$

La fluencia angular se obtiene a partir de la integral en el tiempo del flujo, y representa el número total de partículas por unidad de área por unidad de energía atravesando el punto \vec{r} con dirección $d\Omega$ entorno a Ω .

Asimismo, puede calcularse la fluencia escalar (o fluencia total) $J(\vec{r}, E, t)$ que resulta de integrar la fluencia angular para todas las direcciones posibles:

$$J = |\vec{J}(\vec{r}, E, t)| = \int_{4\pi} |\vec{v}N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)| d\vec{\Omega} \cdot \hat{n} \quad (9)$$

donde $|\vec{J}|$ es la corriente de partículas y \hat{n} representa un versor en dirección arbitraria para el cálculo de la fluencia escalar J .

A partir de esto, puede plantearse la ecuación de transporte de radiación de Boltzmann, dada por:

$$\frac{1}{|\vec{v}|} \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi - S = \iint_{4\pi} \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) K(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) dE' d\vec{\Omega}' \quad (10)$$

donde S es la fuente de radiación y $K(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E)$ es el operador del kernel que cambia el estado de fase de las “coordenadas” primadas $(\vec{\Omega}', E')$ a las sin primar $(\vec{\Omega}, E)$ debido a los procesos de *scattering* en la posición \vec{r} .¹

Operando y reordenando los términos en la ecuación de Boltzmann 10, resulta:

$$\begin{aligned} t &= t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|} \\ \vec{r} &= \vec{r}_0 + s\vec{\Omega} \end{aligned} \quad (11)$$

Por lo tanto, se obtiene:

$$\frac{d}{ds} \Psi\left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|}\right) + \Sigma \Psi\left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|}\right) = \Gamma\left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|}\right) \quad (12)$$

¹Nótese que el efecto de la interacción es un cambio en la energía y en la dirección de movimiento!

donde se ha definido $\Gamma\left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|}\right)$ como sigue:

$$\Gamma \equiv S + \iint \Sigma_s\left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, (\vec{\Omega}', E') \rightarrow (\vec{\Omega}, E)\right) \Psi\left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}', E', t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|}\right) d\vec{\Omega}' dE' \quad (13)$$

Puede verse²

$$\Psi\left(\vec{r}_0, \vec{\Omega}, E, t_0\right) = \int_{-\infty}^0 ds \left[e^{\int_0^s \Sigma(\vec{r}_0 - s'\vec{\Omega}, E) ds'} \Gamma\left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|}\right) \right] \quad (14)$$

Considerando que las variables \vec{r}_0 y t_0 son arbitrarias, se obtiene:

$$\Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) = \int_0^\infty e^{\int_0^s \Sigma(\vec{r}_0 - s'\vec{\Omega}, E) ds'} \left[\iint d\vec{\Omega}' dE' \Sigma_s\left(\vec{r} - s\vec{\Omega}, (\vec{\Omega}', E') \rightarrow (\vec{\Omega}, E)\right) \Psi\left(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t - \frac{s}{|\vec{v}|}\right) + S\left(\vec{r} - s'\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t\right) \right] \quad (15)$$

Es decir, se obtuvo una forma integral para la ecuación de Boltzmann, que puede escribirse en términos de operadores³:

$$\Psi = \mathbf{K} \Psi + S' \quad (16)$$

Se obtiene la solución para el flujo:

$$\Psi = \sum_{i=0}^{\infty} \Psi_i \quad (17)$$

Donde los términos son:

$$\begin{aligned} \Psi_i &= \mathbf{K} \Psi_{i-1} \\ \Psi_0 &= S' \end{aligned} \quad (18)$$

Matemáticamente, la solución obtenida se denomina serie de von Neuman. La interpretación física del formalismo desarrollado es particularmente apropiada en el vínculo entre los términos de la serie y los procesos físicos involucrados. El término de orden 0 se refiere al flujo primario estrictamente proveniente de la fuente de emisión S , mientras que los términos Ψ_i son las contribuciones de *scattering* a orden i obtenidas a partir del operador del *kernel de scattering* \mathbf{K} .

1.2.. Magnitudes y unidades

La dosimetría es una de las áreas más importantes en el campo de la física médica, ya que permite establecer las bases formales para comprender y estudiar cuantitativamente los procesos de interacción de la radiación con la materia, por medio de determinaciones experimentales o cálculos analíticos y/o estocásticos de cantidades relevantes asociadas a los procesos de interacción, como energía transmitida de la fuente de radiación al medio irradiado y dosis absorbida por éste como consecuencia.

En el caso de la dosimetría *convencional*, que se refiere a las metodologías *standard* y canónicas desarrolladas durante décadas y que actualmente cuentan con absoluto consenso sobre su capacidad y fiabilidad, el principal interés se concentra en la radioterapia externa utilizando haces de fotones y electrones de megavoltaje. La dosimetría convencional surgió acompañando las técnicas de irradiación para estimar los efectos en los pacientes irradiados. Es por tanto comprensible que la dosimetría se concentrara en haces externos de fotones y electrones durante sus inicios, ya que los principales generadores de radiación de uso médico proveían este tipo de haces.

Por otro lado, la dosimetría *no convencional* se refiere a las técnicas modernas, muchas de ellas en desarrollo, orientadas a describir los efectos de interacción entre radiación *no convencional*⁴ y el material irradiado.

²Hint: Introdúzcase $e^{\int_{-\infty}^s \Sigma(\vec{r}_0 + s'\vec{\Omega}, E) ds'}$ y calcúlese $\frac{d}{ds} \Psi$.

³Resulta conveniente expresar la ecuación de este modo para la resolución numérica de la misma, por ejemplo utilizando métodos estadísticos como Monte Carlo.

⁴Haces de protones, radiación sincrotrón, iones pesados, columnas de neutrones; hadrones en general.

La dosimetría estudia dos aspectos diferentes: por un lado el haz de radiación en sí mismo (en términos de propiedades físicas de éste, como espectro, características geométricas, etc.) y, por otro, la cantidad de energía que es transferida desde el haz al medio irradiado, que será depositada en el material (típicamente considerando aire, agua o materiales biológicos).

1.3. Definiciones básicas para transporte y dosimetría

A continuación se realiza una presentación introductoria para la definición de cantidades dosimétricas. A fin de facilitar la exposición se concentra la discusión inicial sobre haces de fotones, lo cual puede ser posteriormente generalizado, con las particularidades y consideraciones necesarias para los casos de haces de partículas cargadas.

1.3.1. Fluencia y tasa de fluencia de fotones, Kerma y exposición

La fluencia de fotones (partículas sin carga, desde un punto de vista más general) (j) se define como sigue:

$$j \equiv \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta A} \quad (19)$$

En la expresión 19 se ha introducido el número de fotones ΔN que ingresa a una esfera (imaginaria) de sección transversal ΔA . De aquí que $[j] = \text{cm}^{-2}$, típicamente.

Por lo tanto, se tiene que la tasa de fluencia ϕ definida como la fluencia de fotones por unidad de tiempo resulta:

$$\phi \equiv j = \frac{dj}{dt} \quad (20)$$

La energía que transporta el haz de partículas es la fluencia de energía (Ψ) dada por:

$$\Psi \equiv \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta A} \quad (21)$$

donde ΔE representa la cantidad de energía que atraviesa el área ΔA . Para propósitos de los rangos de interés en aplicaciones en física médica, típicamente la unidad de fluencia de energía es $[\Psi] = \text{MeV cm}^{-2}$.

La fluencia de energía Ψ se obtiene inmediatamente, a partir de la fluencia de partículas, para el caso de haces monoenergéticos⁵:

$$\Psi = jh\nu \quad (22)$$

De donde se obtiene la tasa de fluencia de energía ($\dot{\Psi}$):

$$\dot{\Psi} \equiv \frac{d\Psi}{dt} = \dot{\Psi} \quad (23)$$

La unidad típica para la de tasa de fluencia de energía es: $[\dot{\Psi}] = \text{MeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

La Kerma⁶ está definida, para un dado medio, en particular para el aire, lo que usualmente se denomina Kerma en aire $(K_{air})_{air}$, es⁷ proporcional a la fluencia de energía Ψ :

$$(K_{air})_{air} \equiv \Psi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air} = jh\nu \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air} \quad (24)$$

donde sea ha introducido $\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air}$ que es el coeficiente de transferencia masa-energía para el aire evaluado a la energía del haz de fotones ($h\nu$) en el caso de un haz monocromático.

Puede identificarse a la Kerma total K como formada por dos contribuciones: la componente debida a la transferencia de energía por parte de fluencia de partículas del haz primario que fue transferida en colisiones

⁵Para haces polienergéticos la fluencia de energía se calcula utilizando la fluencia de partículas pesando por la distribución espectral correspondiente.

⁶**Kerma**:= **K**inetic energy released in **m**atter

⁷Aproximación a primer orden, *i.e.* se desprecian las contribuciones de *scattering* de órdenes superiores, y debe ser considerado en puntos "suficientemente alejados" de la fuente de radiación.

con el material irradiado, denominada Kerma de colisión K^{col} y la segunda componente de Kerma debida a la transferencia de energía por medio de los procesos radiativos asociados al transporte de partículas cargadas, Kerma radiativa K^{rad} :

$$K = K^{col} + K^{rad} \quad (25)$$

Como ejemplo, en la consideración de un haz de monoenergético en aire, la Kerma por colisión K^{col} resulta entonces proporcional a la fluencia de energía Ψ y, por tanto a la fluencia j :

$$\left(K^{col}\right)_{air} = \Psi \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{air} = j h\nu \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{air} \quad (26)$$

En la expresión 26 se ha introducido el coeficiente de absorción másico para aire $\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{air}$ evaluado a la energía del haz, supuesto monocromático, $h\nu$ ⁸.

La relación entre los coeficientes de transferencia masa-energía (en la expresión 24) y de absorción (en la expresión 26) es:

$$\frac{\mu_{ab}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - \bar{f}) \quad (27)$$

La relación se establece a partir de considerar la fracción radiativa, es decir la fracción de energía de las partículas⁹ cargadas que es liberada como radiación de *Bremsstrahlung*. El parámetro \bar{f} da cuenta precisamente de esta fracción de emisión radiativa. Considerando situaciones típicas en dosimetría de radiaciones de uso médico por medio de técnicas convencionales, puede verse que para materiales de interés biológico, el número atómico Z es bajo, y para energías del haz primario del orden de megavoltaje, la contribución radiativa es una fracción significativamente menor, es decir $\bar{f} \approx 0$, debido a que prácticamente toda la energía transferida por parte del haz primario es absorbida por el material irradiado $\mu_{tr}/\rho \approx \mu_{ab}/\rho$. Entonces $\frac{K^{rad}}{K^{col}} \rightarrow 0$ y $K \approx K^{col}$.

La exposición en aire X está definida a partir de la Kerma en aire de colisión en aire $\left(K^{col}\right)_{air}$ por medio de:

$$X \equiv \left(K^{col}\right)_{air} \left[\left(\frac{W_{air}}{q_e}\right) \right]^{-1} \quad (28)$$

donde W_{air}/q_e es la energía media (trabajo) requerida para producir un par iónico en aire seco, cuyo valor es $33,97\text{eV}/\text{par}$, aproximadamente.

La exposición se mide usualmente, por razones históricas, en unidades $[X] = R$ (Roentgen), lo cual equivale a $2,58 \cdot 10^{-4} \text{Ckg}^{-1}$, por lo tanto, trabajando en el Sistema **SI** se tiene:

$$\left(K^{col}\right)_{air} = \left(0,876 \frac{\text{cGy}}{R}\right) X \quad (29)$$

donde se ha introducido la unidad de Gray Gy definida por: $1 Gy \equiv \frac{1J}{1kg}$.

1.4.. Teoría de la Cavidad de Bragg-Gray

Anteriormente se definieron cantidades para describir las propiedades fundamentales de un campo de radiación, que conjuntamente con las teorías de transporte e interacción de radiación y materia constituyen la base para introducir modelos dosimétricos y los correspondientes fundamentos.

En lo que sigue, se considera una región del espacio donde exista una interfaz entre dos medios diferentes, como podría ser aire y agua. El transporte de radiación en esta región producirá el paso de fluencia de partículas cargadas (Φ) a través de la interfaz. Por continuidad, la dosis en la interfaz que funciona de frontera entre los medios materiales satisface:

⁸En bibliografía es posible encontrar denominaciones diferentes, en las que el coeficiente de absorción másico μ_{ab} es llamado μ_{en} .

⁹Secundarias para el caso de un haz primario de partículas no cargadas.

$$\begin{aligned}
D_{air} &\rightarrow \Phi \left(\frac{dT}{\rho ds} \right)_{col air} \\
D_{wat} &\rightarrow \Phi \left(\frac{dT}{\rho ds} \right)_{col wat}
\end{aligned} \tag{30}$$

donde $\left(\frac{dT}{\rho ds} \right)_{col med}$ es el poder de frenado (*stopping power*) másico por colisión correspondiente al medio *med* y evaluado a la energía del haz de partículas cargadas que atraviesen la interfaz. El camino a largo del cual se calcula el poder de frenado es la dirección de la trayectoria *s* en el medio material de densidad másica ρ .

Por lo tanto, el cociente de los valores de dosis en la frontera entre los medios resulta:

$$\frac{D_{air}}{D_{wat}} = \frac{\left(\frac{dT}{\rho ds} \right)_{col air}}{\left(\frac{dT}{\rho ds} \right)_{col wat}} \tag{31}$$

El problema planteado en la expresión 31 desestabiliza la continuidad de la cantidad física dosis cuando se encuentra en interfaces frontera entre dos medios materiales. La dosis puede obtenerse a partir de la teoría de la cavidad de Bragg-Gray, basada en 2 hipótesis principales:

- La cavidad, región donde se determina la dosis absorbida, *i.e.* el pequeño volumen rodeado por medio material, debe ser de dimensiones significativamente menores al alcance ¹⁰ de las partículas cargadas que atraviesan la interfaz entre los medios materiales, de manera que su presencia no produzca alteraciones en el campo de radiación, concretamente en la fluencia de partículas cargadas en el medio material.
- La dosis absorbida en la cavidad debe ser consecuencia sólo de interacciones de partículas cargadas que atraviesan la interfaz en el pequeño volumen de la cavidad.

Cabe aclarar algunos aspectos relevantes que se derivan de los principios de Bragg-Gray para la teoría de la cavidad. La fluencia de partículas cargadas que producen interacciones en el pequeño volumen de la cavidad, provienen típicamente de componentes de *scattering* producido en regiones aledañas. La teoría es aplicable tanto para haces de partículas cargadas como no cargadas (denominados “indirectamente ionizantes”).

A partir de estos principios, puede determinarse las dosis D_{air} y D_{wat} por medio de:

$$\begin{aligned}
D_{air} &= \int_0^{T_{max}} dT \frac{d\Phi}{dT} \left(\frac{dT}{\rho ds} \right)_{col air} \\
D_{wat} &= \int_0^{T_{max}} dT \frac{d\Phi}{dT} \left(\frac{dT}{\rho ds} \right)_{col wat}
\end{aligned} \tag{32}$$

La cantidad $\frac{d\Phi}{dT}$ refiere a la distribución espectral (de energía cinética *T*) de la fluencia de partículas cargadas que atraviesan la cavidad de Bragg-Gray.

Como se mostró en la expresión 28, la dosis D_{air} puede obtenerse a partir de la carga eléctrica Q :

$$D_{air} = \frac{Q}{m} \left(\frac{W_{air}}{q_e} \right) \tag{33}$$

Y, a partir de ésta, la dosis en agua D_{wat} se calcula utilizando el cociente de los *stopping powers*.

Para un medio arbitrario *MED*, la dosis absorbida D_{MED} se obtiene como sigue:

$$D_{MED} = D_{wat} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{wat}^{MED} = \frac{Q}{\rho V} S_{air}^{wat} \left(\frac{W_{air}}{q_e} \right)_{air} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{wat}^{MED} \tag{34}$$

donde $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{wat}^{MED}$ indica el cociente (efectivo) medio-agua de los coeficientes de transferencia de energía μ_{en} .

A partir de la relación 34 se calcula la dosis absorbida utilizando detectores basados en pequeños volúmenes, como cámaras de ionización, y así es posible realizar determinaciones dosimétricas a partir de lecturas de carga colectada.

¹⁰En términos estrictos, por “alcance” se entiende “rango”.

1.5.. Equilibrio electrónico

El principio de equilibrio electrónico, más precisamente el equilibrio de partículas cargadas *Charged Particle Equilibrium - CPE*, presupone un equilibrio basado en que por cada partícula cargada (específicamente electrones) originada en el pequeño volumen y que sale del volumen llevándose una energía cinética T , existe una partícula cargada análoga originada fuera del pequeño volumen que ingresa al mismo portando energía cinética T . Esta asunción fue implícitamente utilizada para identificar la dosis con Kerma de colisión K_{col} (expresión 28).

Las condiciones específicas para el equilibrio de partículas cargadas son:

1. Medio homogéneo (densidad másica ρ constante en el medio material).
2. Composición química homogénea del medio material.
3. Uniformidad del campo radiante indirectamente ionizante.
4. Ausencia de campos electromagnéticos no uniformes.

Debido a que estas condiciones difícilmente se cumplan en un sentido estricto en la mayoría de los casos prácticos, se introduce el concepto de equilibrio transitorio de partículas cargadas (*transitorium charged particle equilibrio - TCPE*).

La energía transferida (Kerma) por parte del haz incidente a las partículas cargadas del medio (electrones) no necesariamente es absorbida en modo completo por parte del medio material en el volumen donde se transfirió la energía, ya que el recorrido de las partículas cargadas que absorbieron la energía es finito y no nulo.

Se introduce entonces el concepto de que existe *TCPE* cuando se satisface:

$$D = \beta K_{col} \quad (35)$$

En ausencia de atenuación del haz primario, se verificaría $\beta = 1$, luego de pasar la zona de *build up* (donde $\beta < 1$). Teniendo en cuenta la atenuación del medio material, resulta que la Kerma es máxima en superficie y disminuye acorde con la atenuación del medio. La fluencia de partículas cargadas aumenta en profundidad hasta que se alcanza el equilibrio.

1.6.. Dosis en aire y dosis en medio material

El punto de partida para la dosimetría es el concepto de “dosis en un pequeño volumen rodeado por aire”, que puede denominarse también “dosis en espacio libre (*dose in free space*)”. Este concepto, originalmente introducido por Johns y Cunningham, fue utilizado para caracterizar la radiación producida por un dispositivo y proporcionar, al mismo tiempo, información para un valor de referencia para los cálculos dosimétricos que involucran razones Tejido-aire (TAR, *Tissue-Air Ratio*) y factores de dispersión en pico (*Peak Scatter Factor PSF*).

Se define D'_{med} a la dosis en un pequeño volumen rodeado por aire, y se designa por medio de determinaciones de Kerma aire en aire ($(K_{air})_{air}$). Esta definición original ha sido significativamente aprovechada para haces de energías de unas centenas de kilovoltios o incluso energía levemente por encima del megaelectronvolt, como el caso de las bombas de ^{60}Co , que emiten 2 líneas características de rayos γ de 1.33 y 1.17 MeV, lo cual genera un haz prácticamente monocromático de energía “efectiva” de 1.25 MeV. Sin embargo, el concepto de dosis en un pequeño volumen rodeado por aire pierde significado para haces de terapia de los megavoltajes, como el caso de aceleradores lineales de uso médico para terapia convencional.

De acuerdo con la teoría de Johns-Cunningham, el procedimiento empírico para determinar la dosis en un pequeño volumen (de material) rodeado por aire D'_{med} en un dado punto P del haz de radiación, es a partir de una medición M_P de una señal medida en aire con una cámara de ionización en el punto P , como se muestra a continuación:

$$M_P \xrightarrow{(1)} X_P \xrightarrow{(2)} (K_{air})_{air} \xrightarrow{(3)} (K_{\Delta m})_{air} \xrightarrow{(4)} (K_{med})_{air} \xrightarrow{(5)} D'_{med} \quad (36)$$

donde M_P es la señal medida en aire con una cámara de ionización en el punto P , ya corregida por efectos de temperatura y presión y pérdidas por recombinación de iones¹¹.

¹¹La cámara de ionización debe contar con el capuchón de protección adecuado (*buildup cap*) y debe contar con el correspondiente factor de calibración para exposición en aire N_X , o bien con el coeficiente de calibración de Kerma aire en aire N_K .

Cada paso involucrado en el proceso se describe a continuación.

1. Paso I: Determinación de la exposición X_P , utilizando el factor de calibración de cámara N_X , como sigue:

$$X_P = M_P N_X \quad (37)$$

2. Paso II: Determinación de Kerma aire en aire $(K_{air})_{air}$:

$$(K_{air})_{air} = 0,876 \frac{cGy}{R} X_P \quad (38)$$

Alternativamente (si se cuenta con el coeficiente N_K) puede calcularse directamente:

$$(K_{air})_{air} = M_P N_K \quad (39)$$

3. Paso III: Determinación de Kerma de colisión para Δm en aire (Δm es la representación de una masa infinitesimal de material, por ejemplo agua):

$$(K_{\Delta m})_{air} = (K_{air})_{air} \left(\frac{\bar{\mu}_{ab}}{\rho} \right)_{air}^{\Delta m} \quad (40)$$

donde $(\bar{\mu}_{ab}/\rho)_{air}^{\Delta m}$ es la razón entre los coeficientes máxicos de absorción, *pesados según el espectro del haz de fotones*, correspondientes al material de la masa infinitesimal Δm y el aire.

4. Paso IV: Determinación de la Kerma por colisión para una masa esférica (radio r_{med} , tal que se garantiza equilibrio electrónico de partículas cargadas en el punto P) de material centrada en el punto P :

$$(K_{med})_{air} = (K_{\Delta m})_{air} k(r_{med}) \quad (41)$$

donde $k(r_{med})$ representa el factor de corrección para tener en cuenta la atenuación del haz de fotones dentro del medio material esférico, y puede aproximarse por:

$$k(r_{med}) = e \left[- \left(\frac{\bar{\mu}_{ab}}{\rho} \right)_{med} \rho r_{med} \right] \quad (42)$$

donde $\left(\frac{\bar{\mu}_{ab}}{\rho} \right)_{med}$ es el coeficiente de absorción del medio y ρ su densidad. Para el caso del agua, que es el material típicamente seleccionado, $k(r_{med}) = 0,985$ para un haz de fotones de ^{60}Co y resulta muy cercano a 1 para haces de fotones con energías menores.

5. Paso V: Cálculo de la “dosis en un pequeño volumen de material rodeado por aire” D'_{med} como sigue:

$$D'_{med} = \beta (K_{med})_{air} = \beta 0,876 \frac{cGy}{R} \left(\frac{\bar{\mu}_{ab}}{\rho} \right)_{air}^{med} X_P k(r_{med}) \quad (43)$$

donde β es prácticamente constante (con valor 1.003, 1.001 y 1.000 para ^{60}Co , ^{137}Cs y rayos X por debajo de 350 keV)¹².

Además, el producto $0,876 \frac{cGy}{R} \left(\frac{\bar{\mu}_{ab}}{\rho} \right)_{air}^{med}$ suele denominarse factor de conversión cGy-Roentgen designado f_{med} , por tanto, asumiendo $\beta \approx 1$, la “dosis en un pequeño volumen de material rodeado aire” resulta:

$$D'_{med} = f_{med} X_P k(r_{med}) \quad (44)$$

El haz de radiación puede clasificarse según la emisión del mismo, isotrópica o anisotrópica, y a la vez, monoenergético o policomponente.

Una fuente isotrópica produce la misma tasa de fluencia en todas direcciones, mientras la tasa de fluencia de una fuente anisotrópica depende de la dirección (respecto de la fuente) donde se realice la medición.

¹²A veces, se considera $\beta = 1$, incluso para haces de ^{60}Co .

1.7.. Ejercitación del Capítulo I

Ejercicio 1.1: Demostrar la validez de la ecuación 5 referida al momento de primer orden del camino recorrido en la trayectoria de la radiación.

Ejercicio 1.2: Teniendo en cuenta el principio de equilibrio electrónico, cómo se comporta la Kerma de colisión K_{col} respecto de la dosis D en regiones donde no se cumplen los requisitos del equilibrio electrónico. En estas regiones, es $D > K_{col}$ o viceversa? Por qué?

Ejercicio 1.3: Calcular el flujo escalar ϕ de una fuente de radiación puntual ubicada en el origen que emite 10^6 fotones en la dirección positiva del eje z con velocidad $v = 0,99c$.

Ejercicio 1.4: Calcular el valor del coeficiente $k(r_{med})$ de la ecuación 42 para un haz de fotones de 100 keV en agua. Repetir el cálculo para un haz de 10 MeV.

MÓDULO II

Generadores de radiación

2.. Generadores de radiación

El capítulo 2. es un breve repaso de las características básicas de los dispositivos desarrollados para generar radiación. Se presentan los principios de funcionamiento y las propiedades de la radiación producida por cada tipo de generador. La exposición se concentra en las fuentes de radiación de tipo ionizante y su utilización en el campo de aplicaciones médicas.

2.1.. Rayos X característicos

Los rayos X característicos son el resultado de la interacción Coulombiana entre los fotones incidentes y los electrones orbitales del material (típicamente de alto número atómico Z) que constituye el blanco (ánodo). En términos de física atómica, este proceso se considera *pérdida por colisión (collision loss)*.

Cuando ocurre un evento de interacción Coulombiano entre un electrón incidente y un electrón orbital del material del ánodo, la energía transferida al electrón orbital resulta suficiente para eyectarlo de la capa atómica (*shell*); constituyendo lo que se conoce en física atómica como *electrón Auger*, y consecuentemente un electrón de un nivel más energético “cae” y ocupa la vacancia creada. La diferencia de energía entre los estados (energías de ligadura) final e inicial (diferencia de energía de los niveles involucrados) es emitida por el átomo en forma de fotón característico (rayo X característico) o bien por medio de transferencia de energía cinética al electrón orbital eyectado (electrón Auger).

La producción fluorescente (w) se define como la cantidad de fotones fluorescentes (característicos) emitidos por cada vacancia generada en una capa ($0 \leq w \leq 1$). El valor de w es muy próximo a 0 para elementos de bajo número atómico Z , alrededor de 0,5 para elementos intermedios (como cobre, $Z = 29$) y alcanza valores muy cercanos a 1 (0,96) para las capas K (*K-shell*) de los elementos pesados (alto número atómico). Por este motivo, se emplean elementos pesados para construir los ánodos.

Los fotones emitidos por transiciones electrónicas entre diferentes niveles atómicos (capas) muestran una distribución discreta de energías en correspondencia con cada material del ánodo, donde ocurren las transiciones, y de aquí el concepto de “radiación característica”.

2.2.. Rayos X de Bremsstrahlung (contínuos)

Los rayos X de *Bremsstrahlung* son producidos por interacciones Coulombianas entre el electrón incidente y el campo nuclear del material que constituye el ánodo.

Durante la interacción entre electrón incidente y el campo nuclear, se produce un acoplamiento electromagnético por el cual el electrón incidente es desacelerado y pierde parte de su energía cinética; la cual es emitida como radiación en forma de fotones de rayos X de Bremsstrahlung. Este tipo de radiación se define en física atómica como *pérdida radiativa (radiative loss)*.

Los fotones (rayos X) de *Bremsstrahlung* emitidos muestran energías distribuidas en un contínuo desde 0 hasta la energía cinética máxima de los electrones incidentes, lo que constituye el espectro contínuo de Bremsstrahlung, y se encuentra que este espectro depende tanto de la energía cinética de los electrones incidentes como del material (número atómico Z) y espesor del ánodo.

2.3.. Ánodos (*target*) para rayos X

Según la energía¹³ de los electrones incidentes E_K en el material del ánodo, los blancos (*target*) se clasifican en: blancos delgados o blancos gruesos.

Un blanco delgado está constituido por un material de espesor tal que resulta significativamente menor al rango R , mientras un blanco grueso está formado por un material cuyo espesor es comparable o mayor a R .

En el caso de blancos delgados, la energía radiada resulta proporcional a ZE_K . El espectro generado (intensidad de fotones por intervalo de energía dE) es constante desde 0, recorriendo todos los valores de E hasta E_K .

¹³En rigor sería en términos del rango R

Mientras, un blanco grueso puede ser aproximado por una sucesión de blancos delgados. La intensidad del espectro ($I(h\nu)$) en este caso es:

$$I(h\nu) = CZ(E_K - h\nu) \quad (45)$$

donde C es una constante de proporcionalidad y $h\nu$ es la energía cuantizada del fotón emitido. Los rayos X son utilizados para diagnóstico y para tratamiento oncológico (radioterapia).

Los rayos X producidos por electrones incidentes con energía entre 10 keV y 100 keV se denominan **rayos X superficiales**, para energías entre 100keV y 500keV se llaman **rayos X de ortovoltaje**, y para energías superiores a 1MeV se los conoce como **rayos X de megavoltaje**.

Los rayos X superficiales y de ortovoltaje son producidos por medio de tubos convencionales de rayos X, mientras que los rayos x de megavoltaje son producidos típicamente por medio de aceleradores lineales, y en algunas ocasiones, aunque menos frecuente, con betatrones o microtrones.

La Figura 1 muestra, esquemáticamente, espectros típicos de *Bremsstrahlung* para electrones incidentes de 100keV.

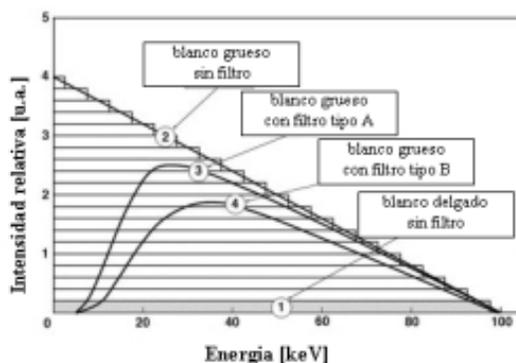


Figura 1. Espectros típicos de rayos X para blanco delgado (curva I) y blanco grueso (curvas 2, 3 y 4) para un tubo de RX con 100kV de potencial.

2.4.. Unidades de ortovoltaje y rayos X: Diseño y funcionamiento

Desde los inicios de las prácticas de radioterapia, poco después del descubrimiento de los rayos X por Roentgen en 1895, la tecnología para la producción de rayos X se orientó primeramente al desarrollo de mecanismos para generar mayor energía e intensidad de haces de fotones y electrones. Más recientemente, los esfuerzos tecnológicos se concentraron en la automatización (computarización) y la modulación de la intensidad de los haces generados.

Durante los primeros 50 años de la radioterapia, el progreso tecnológico fué relativamente lento y basado, principalmente, en tubos convencionales de rayos X, ciclotrones y generadores de tipo van de Graaff. La invención, a mediados de la década de 1950 por parte de H. Johns, de las unidades de teleterapia de ^{60}Co constituyó un importante avance, ya que se consiguió acceder a energías superiores a 1MeV.

El posterior desarrollo de los aceleradores lineales de uso clínico (linac) eclipsó a las unidades de cobalto terapia, promoviendo el cambio hacia estos nuevos y sofisticados instrumentos, que actualmente constituyen las máquinas más comúnmente utilizadas para radioterapia externa. Contando con un diseño compacto y eficiente, los linacs ofrecen excelente versatilidad para radioterapia, debido a su montaje isocéntrico, y la posibilidad de acceder tanto a haces de fotones como electrones en un amplio rango de energías.

Además de los linacs, tratamientos de radioterapia con electrones y rayos X se realizan empleando otras fuentes de radiación, como ciclotrones. Incluso, otro tipo de aceleradores especiales permiten producir partículas más “exóticas” como protones, iones pesados, neutrones y mesones π , que pueden utilizarse en radioterapia.

La energía de los haces de rayos X de uso clínico típicos varía entre 10 keV y 50 MeV, y son producidos cuando electrones de energía (cinética) entre 10 keV y 50 MeV son desacelerados al impactar contra un blanco metálico (típicamente de alto número atómico Z). En este proceso, gran parte de la energía cinética de los

electrones incidentes es transferida al material del blanco como energía térmica, mientras una fracción pequeña de la energía cinética de los electrones incidentes es emitida en forma de radiación (fotones, rayos X) que pueden dividirse en 2 grupos: 1) rayos X característicos y 2) fotones de *Bremsstrahlung*.

2.4.1.. Haces de rayos X de uso clínico

Un espectro típico de un haz de rayos X de uso clínico consiste de líneas características (picos) del material del ánodo, las cuales están montadas sobre un fondo continuo (*Bremsstrahlung*). La componente de *Bremsstrahlung* del espectro se origina en el ánodo, mientras las líneas características provienen tanto de éste como de los diferentes materiales (atenuadores) utilizados en el filtrado del haz.

2.5.. Parámetros de calidad de haces de rayos X

Diferentes parámetros y cantidades resultan de importancia para especificar la calidad de haces de rayos X, como el espectro, la capa hemi-reductora (HVL, *half value layer*), potencial acelerador nominal (*Nominal Accelerating Potential NAP*), la capacidad de penetración del haz en medios tejido-equivalentes, y cocientes de cantidades dosimétricas como el TPR_{10}^{20} .

- La obtención de una descripción completa del espectro es típicamente difícil de realizar debido a complicaciones experimentales e instrumentales para la medición directa. Sin embargo, el conocimiento preciso del espectro es, rigurosamente, la mejor descripción posible del haz de rayos X.
- El HVL es un índice práctico para haces de rayos X. En el rango de rayos X superficiales se emplea el Aluminio (Al) como material de referencia, para rayos X de ortovoltaje se emplea Cobre (Cu); mientras que este parámetro no es útil para haces de rayos X de megavoltaje.
- La *energía efectiva* de un haz polienérgico se define como la energía de un haz de rayos X monocromático para el cual corresponde el mismo HVL que para el caso del haz policomponente.
- El NAP se utiliza a veces para describir la calidad de haces de megavoltaje. El NAP es la tensión aplicada a los electrodos donde se aceleran los electrones que producen *Bremsstrahlung*.
- Recientemente, algunos Protocolos dosimétricos recomiendan utilizar la relación tejido-fantoma (tissue-phantom) o curvas de dosis en profundidad (PDD, *Percentage Depth Dose*) a una profundidad de 10 cm en un fantoma de agua, i.e. el TPR_{10}^{20} (*Tissue Phantom Ratio*) como indicador de la calidad de haces de rayos X de megavoltaje. Se determina midiendo la razón de ionización en agua a 10 cm y 20 cm de profundidad para un campo de 10×10 cm² con SAD (Source Axis Distance) de 100 cm.

2.6.. Máquinas de rayos X superficiales y de ortovoltaje

Rayos X superficiales y de ortovoltaje utilizados para radioterapia son producidos por máquinas de rayos X. Los componentes principales de una máquina de rayos X de fines radioterapéuticos son: tubo de rayos X, contenedor sellado para el tubo, sistema de refrigeración del ánodo (blanco), consola de control y un generador de potencia de rayos X.

Los electrones que producen los rayos X dentro del tubo de rayos X (*Coolidge tube*) se originan en un filamento incandescente (cátodo) y son acelerados (al vacío) hacia el blanco (ánodo) por medio de una diferencia de potencial electrostática esencialmente constante proporcionada por el generador. La eficiencia de producción de rayos X superficiales y de ortovoltaje resulta del orden del 1 % o menor aún. La mayor parte de la energía cinética de los electrones incidentes (alrededor del 99 %) es transformada en calor y transferida al material del blanco, el cual es disipado por el sistema de refrigeración. Para maximizar la producción de rayos X superficiales y de ortovoltaje el material del blanco (ánodo) debe ser de alto número atómico Z y alto punto de fusión.

Utilizando tubos de rayos X la dosis es impartida al paciente empleando un contador temporal (*timer*) y el tiempo de tratamiento debe tener en cuenta los tiempos propios del disparador (*shutter*) incorporando correcciones oportunas para tener en cuenta los tiempos necesarios para que el generador alcance un estado estacionario. La corriente en el tubo de rayos X es controlada por medio de la emisión (termoiónica) del filamento incandescente, la cual es a su vez, debido a las propiedades de la emisión termoiónica, controlada regulando la temperatura del mismo. Fijada la temperatura del filamento incandescente, la corriente de rayos X aumenta según el voltaje aplicado al ánodo. Esta dependencia es inicialmente *quasi* lineal y luego, para voltajes

mayores cuando todos los electrones generados en el cátodo sean efectivamente acelerados y recogidos por el ánodo, ocurre un efecto de saturación.

Aún actualmente se realizan investigaciones para innovar en la tecnología de producción de rayos X, particularmente focalizados en cátodos de emisión por campo frío (*cold field emission cathode*) basados en nanotubos de carbono. La tecnología de producción de rayos X por medio de cátodos de emisión por campo frío posibilitaría lograr métodos más perdurables y máquinas miniaturizadas y portátiles, tanto para uso industrial como médico.

2.7.. Máquinas de rayos X de megavoltaje: Aceleradores de partículas

Se han construido numerosos tipos de aceleradores de partículas para investigación básica en física nuclear y de partículas y muchos de éstos han sido modificados para ser utilizados, al menos limitadamente, en radioterapia. Independientemente del tipo de acelerador, estas máquinas deben satisfacer condiciones generales:

- La partícula a ser acelerada debe tener carga.
- Debe emplearse un campo electromagnético para la aceleración de las partículas.

Los diferentes tipos de aceleradores de partículas difieren, esencialmente, en el modo en el cual producen el campo electromagnético para la aceleración de las partículas y en la manera en que este campo actúa sobre las partículas que deben ser aceleradas. Existen, de modo genérico, dos clases de aceleradores: electrostáticos y cíclicos.

Los aceleradores electrostáticos aceleran partículas aplicando un campo eléctrico electrostático por medio de una diferencia de potencial fija, constante en el tiempo, cuyo valor establece la energía cinética final de las partículas aceleradas. Debido a que los campos electrostáticos son conservativos (derivan de potencial Vector), la energía cinética que pueden adquirir las partículas aceleradas depende sólo de los puntos inicial y final de aceleración, y por tanto no puede superar el máximo correspondiente a la tensión (voltaje) aplicado. Además, la energía máxima que puede lograrse con aceleradores electrostáticos está limitada por las descargas (pérdidas) que ocurren entre los polos terminales de alto voltaje y las paredes del acelerador. Este efecto inicia a cobrar preponderancia para voltajes de alrededor de 1MV.

Los campos eléctricos empleados en los aceleradores cíclicos son de carácter variable y no-conservativo, ya que están asociados a campos magnéticos variables en el tiempo, lo cual resulta en trayectorias cerradas de las partículas aceleradas. A lo largo de cada ciclo cumplido, la partícula acelerada adquiere una cantidad fija de energía cinética. Por tanto, realizando una cantidad adecuada de ciclos, las partículas aceleradas consiguen adquirir los valores de energía cinética requeridos, como resultado de la suma de pequeñas contribuciones de cada ciclo.

Ejemplos típicos de aceleradores electrostáticos de uso en radioterapia son tubos de rayos X convencionales para generar rayos X superficiales y de ortovoltaje y generadores de neutrones. Mientras, el más notable ejemplo de acelerador cíclico es el acelerador lineal (linac), aunque existen otras máquinas aceleradoras cíclicas usadas en radioterapia como ciclotrones.

2.8.. Acelerador lineal (linac) de uso clínico

Los linacs médicos son aceleradores cíclicos que aceleran electrones hasta energías cinéticas entre 4 y 25 MeV, utilizando campos no-conservativos de radiofrecuencias (RF) de microondas (rango de frecuencias de 10^6 MHz).

En un linac los electrones son acelerados siguiendo trayectorias lineales (rectas) dentro de una estructura especial al vacío denominada guía de ondas. Los electrones recorren, una y otra vez (hacia adelante y hacia atrás) una trayectoria recta sometidos a una diferencia de potencial (relativamente baja).

Los campos de alta potencia de RF utilizados para la aceleración de los electrones en la guía de ondas son producidos por medio del proceso de desaceleración de los electrones en potenciales retardados dentro de dispositivos especiales conocidos como magnetron y klystron.

Existen diferentes tipos de linacs para uso clínico. Algunos proveen rayos X sólo de baja energía (de 4 a 6 MeV), mientras otros ofrecen tanto rayos X como electrones con varias energías en el rango de megavoltaje. Un equipamiento moderno típico de linac de alta energía provee 2 energías de fotones (denominadas según la tensión de aceleración de los electrones, en particular 6 y 18 MV) y varias energías de electrones, por ejemplo 6,

9, 12, 16 y 22 MeV. Los linacs son construídos generalmente en montaje isocéntrico y el sistema de operación se distribuye en diferentes componentes:

- Gantry (brazo rotante)
- Pié de gantry o soporte
- Gabinete modulador
- Camilla para tratamiento de paciente
- Consola de control

2.8.1.. Componentes principales de un acelerador lineal clínico

Si bien el montaje básico se mantiene entre los diferentes constructores de linacs, los diseños pueden variar según el fabricante.

En particular, la longitud de la guía de onda depende de la enregía cinética final de los electrones acelerados, y varía de unos 30 cm para 4 MeV a casi 150 cm para haces de 25 MeV. Los principales componentes que determinan el haz generado en un linac moderno se agrupan en 6 clases:

- Sistema de inyección.
- Sistema de generación de potencia para RF.
- Guía de onda para aceleración.
- Sistema auxiliar.
- Sistema de transporte del haz.
- Sistema de colimación y monitoreo del haz.

La guía de ondas para acelerar los electrones y el sistema de colimación del linac son, seguramente, dos de las principales componentes que afectan y determinan las características físicas del haz producido, por ello merecen un tratamiento particular, más profundo.

2.8.2.. Guía de ondas

Las guías de onda son estructuras metálicas en forma de cavidad, en las que se practica vacío o se rellenan con gas. La cavidad puede ser de sección transversal circular o rectangular, según el fabricante. La principal función de la guía de ondas es la transmisión de las microondas. Se utilizan generalmente, dos tipos diferentes de guías de ondas en los linacs de uso clínico: guía de ondas para la transmisión de potencia de RF y guía de ondas de aceleración. Las primeras se emplean para transmitir la potencia de RF desde la fuente de potencia a la guía de ondas de aceleración, donde los electrones son acelerados.

La aceleración de los electrones en la guía de ondas de aceleración se realiza por medio de transferencia de energía desde el campo de potencia de RF (producidos en el generador de RF e introducido en la guía de aceleración).

La versión más simple de una guía de ondas de aceleración se obtiene de una guía de onda cilíndrica uniforme incluyendo discos con ahujeros circulares en el centro y posicionados equidistantemente a lo largo del tubo cilíndrico. La función de los discos es dividir la guía de ondas (tubo) en una serie de cavidades cilíndricas que constituyen la estructura principal (en términos de electromagnetismo clásico, cavidad resonante o cavidad de guía, según corresponda) para la guía de ondas de aceleración. La guía de ondas de aceleración se mantiene al vacío para facilitar la propagación de electrones en su interior. Las cavidades de la guía de ondas de aceleración sirven para acoplar y distribuir la potencia de microondas hacia las estructuras adyacentes; y para proveer un patrón oportuno de campo eléctrico para los electrones que son acelerados.

Normalmente, se utilizan dos tipos de guías de ondas de aceleración para acelerar electrones:

1. Estructura de onda viajera: Las microondas ingresan en la guía de ondas de aceleración desde la región del inyector (*gun*) y se propagan hacia el extremo de la guía de mayor energía, donde son absorbidas sin reflexión alguna o escapan de la guía para impactar y ser absorbidos en la coraza protectora, o bien pueden regresar (rebotar) hacia el extremo inicial de la guía para continuar con la propagación. En esta configuración, sólo una de las cuatro cavidades está activa para la aceleración de los electrones, proporcionando un campo eléctrico en la dirección de propagación.

2. Estructura de onda estacionaria: En esta configuración, cada extremo de la guía de aceleración incluye una terminación conductora en forma de disco para reflejar la potencia de RF, lo cual funciona como una cobertura para las ondas estacionarias dentro de la cavidad. En cada instante, la segunda cavidad no cuenta con ningún campo eléctrico provocando ninguna ganancia en la energía de los electrones acelerados. Estas cavidades, por tanto, actúan como conectores y pueden ubicarse al costado de la estructura, acortando de este modo la longitud tal de la guía en un 50 %.

2.8.3.. Sistema de colimación

En un linac de uso clínico típico, el sistema de colimación del haz de fotones está constituido por dos o tres diferentes dispositivos:

- Colimador primario: determina el máximo tamaño de campo (circular) posible mediante una colimación cónica ubicada dentro de un bloque blindado con tungsteno, con los lados de la apertura cónica alineada con el filtro aplanador, de un lado, y con el blanco, por el otro. El espesor del blindaje de tungsteno se determina de modo que se consiga atenuar la intensidad del haz primario (canal de energía efectiva) al 0.1 %¹⁴.
- Colimadores secundarios móviles (mordazas) que determinan el tamaño del campo de radiación emergente: este sistema consiste de cuatro bloques, dos formando la colimación superior, y dos formando la colimación inferior, de tipo “mordazas”. El sistema de colimación secundario proporciona tamaños de campo rectangulares en el isocentro del linac con dimensiones que van desde algunos milímetros hasta unos 40 cm de lado.
- Un colimador de múltiples láminas (MLC *multileaf collimator*), que es opcional. Algunos linacs modernos incorporan colimadores asimétricos (típicamente de un medio o tres cuartos de espesor para producir campos asimétricos). Más recientemente, se han incorporado los MLC. En principio, el concepto básico detrás es el mismo de los colimadores asimétricos, pero permiten un control computarizado que facilita la implementación y consigue producir haces bien modulados. La cantidad de hojuelas (*leaf*) en un MLC continúa creciendo en los últimos desarrollos, alcanzados los 60 pares (hacia 2005) cubriendo tamaños de campo de hasta $40 \times 40 \text{ cm}^2$, que incorporan 120 controladores mecánicos independientes. Esta tecnología está siendo aprovechada para la implementación de técnicas de radioterapia por intensidad modulada, tanto en modalidad *step & shoot* como técnica dinámica continua. Existen también versiones en miniatura de MLC que proyectan de 1.5 a 6 mm por ancho de hojuela y hasta un tamaño de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Este dispositivo es utilizado principalmente para radiocirugía.

Además de los colimadores primarios y secundarios, para el caso de haces de electrones se utilizan dispositivos denominados aplicadores o conos para dar colimación definitiva del haz.

2.9.. Aceleradores de partículas cargadas masivas: iones para hadronterapia

Se considera “iones pesados”, que en sentido estricto son livianos, a iones de carga eléctrica mayor a $2q_e$. Desde un punto de vista general, los aceleradores de partículas pesadas utilizan campos electromagnéticos para acelerar las partículas cargadas hasta alcanzar valores de velocidad o energía muy altos, de hecho próximos a la velocidad de luz en el vacío c .

Existen diferentes mecanismos para acelerar iones para uso médico, aunque el principal método es la combinación de un ciclotrón (o sincrotrón) según el diseño y un acelerador lineal de alta energía que utiliza un conjunto en serie de placas situadas en línea a las que se aplica un campo eléctrico alterno. Cuando las partículas se aproximan a una placa se aceleran hacia ella al aplicar una polaridad opuesta a la suya, pero cuando la traspasan por la guía en la placa, la polaridad se invierte, de modo que en ese momento la placa repele la partícula, acelerándola por tanto hacia la siguiente placa. El procedimiento no se realiza para una única partícula, sino para una corriente continua. Por lo tanto, se aplica a cada placa un potencial alterno que debe ser determinado en correspondencia con la repetitividad de proceso.

¹⁴Según las recomendaciones de IEC la transmisión máxima no debería exceder el 0.2% del valor a “campo abierto”.

La terapia con protones o protonterapia está basada en el uso de haces de ^1H para irradiar zonas afectadas; mientras que la hadronterapia, desde un punto de vista más general, hace referencia al uso de hadrones (cargados), o más específicamente iones pesados; principalmente ^4He o ^{14}C .

Los haces de iones son generados primero por ionización de átomos neutros, luego pasan por un proceso preliminar de aceleración, y por último se inyectan en el sistema de aceleración final de alta energía que los direcciona a la sala de tratamiento.

En el caso de aceleradores de protones, el proceso inicia con átomos de hidrógeno previamente ionizados que son introducidos en un acelerador lineal de primera etapa para ser acelerados por acción del campo eléctrico. Los protones se mantienen en etapa de aceleración hasta los valores de energía necesarios para ser inyectados en la etapa de aceleración circular, en la que se aumentará gradualmente la energía hasta los valores requeridos para su uso médico (típicamente unos cientos de MeV por nucleón).

Para el caso particular de protonterapia, una de las configuraciones típicas consiste en un ciclotrón a energía fija y sistema de selección de energía: El ciclotrón usado para acelerar protones y la energía específica que se requiere para distintos tipos de tratamientos se logra utilizando sistemas de degradación y selección de energía.

2.10.. Columnas térmicas y epitérmicas en reactores nucleares

Un reactor nuclear opera aprovechando las propiedades del proceso de fisión nuclear que libera energía térmica y por tanto puede ser utilizado para transformar agua en vapor que mueva turbinas. De este modo se generan fuerzas electromotrices y corrientes que pueden ser almacenadas o inmediatamente utilizadas para el suministro.

Típicamente, los reactores utilizan como combustible nuclear uranio enriquecido en forma de cilindros de 3 cm de alto y 2 cm de diámetro, aproximadamente, que son cargados en varillas largas de algunos metros para introducirse en el núcleo del reactor (*core*).

El funcionamiento de un reactor depende de que el *core* alcance el estado supercrítico, en el cual el uranio debe estar suficientemente enriquecido para permitir producir una tasa de emisión de neutrones capaz de inducir controladamente una reacción en cadena autosustentable. Para regular el control del proceso, se introducen varillas de control en la cámara del reactor con la finalidad de absorber neutrones aprovechando las propiedades de algunos materiales, como cadmio, para capturarlos. De este modo, se controla la cadena de reacciones regulando los procesos de fisión. La potencia de un reactor varía en el rango de kW a MW.

Además del combustible, existen otros componentes básicos importantes en la estructura de un reactor nuclear:

- Reflector: Debido a que existen neutrones que no interactúan con núcleos dentro del *core*, éstos tienden a escapar, por lo que se coloca un sistema de reflexión para evitar esta fuga. Se utiliza típicamente grafito, ya que presenta sección eficaz alta para la interacción con neutrones. De este modo se logra un uso eficiente del flujo de neutrones que son redireccionados al *core* por medio del reflector.
- Sistema de refrigeración: se utiliza para eliminar el calor generado en el *core* de modo que pueda controlarse la temperatura del mismo. Típicamente se utiliza un gas, como el dióxido de carbono, metal líquido, como sodio, bien lo más común es usar por agua.
- Sistema de radioprotección y consola de control: La consola de mando debe estar en condiciones de controlar todas las maniobras requeridas para la operabilidad y seguridad del reactor. Existen diferentes métodos de resolver la problemática de la protección radiológica. En virtud de las propiedades del campo de radiación generado en el *core*, que es de características de campo mixto, en el que se encuentran diferentes calidades de radiación, resulta necesario establecer metodologías capaces de controlar la absorción/transmisión de un variado tipo de partículas con un variado estado de fase cada uno. En este sentido, se emplean materiales moderadores, encargados de absorber el campo o columna a medida que se aleja del *core*. Considerando los requisitos para el frenado de neutrones y fotones, principalmente; aunque también otros tipos de partículas como protones, iones pesados y partículas subnucleares (mesones o piones, por ejemplo); resulta que el sistema de moderación debe contar con componentes dedicados a absorber cada tipo de radiación del campo. Se utilizan materiales pesados de alto número atómico para la absorción de fotones; mientras que se utilizan materiales livianos, hidrogenados o carbonados para la absorción eficiente de neutrones. De este modo puede lograrse un campo a la salida de una columna con características y propiedades físicas que pueden aprovecharse para aplicaciones industriales o médicas.

El proceso por el cual la columna de neutrones pierde energía durante las interacciones con los moderadores se denomina termalización o *slowing down*. Este proceso permite bajar la energía de neutrones rápidos (energía de algunos keV) o ultrarápidos (energía de algunos MeV) a valores cercanos al equilibrio termodinámico, obteniendo así lo que se denomina columna térmica o epitérmica.

2.10.1.. Fuentes y termalización de neutrones

La fuente de neutrones más simple es una combinación de sustancias radioactivas y algún elemento liviano, como berilio o boro. Los neutrones son generados por procesos de tipo (α, n) o (γ, n) . Este tipo de fuentes es de muy baja eficiencia de producción, comparada con otras, pero ofrecen la ventaja de ser de dimensiones pequeñas y de producción constante. A título de ejemplo, la reacción $Ra - \alpha - Be$ genera $1,4 \cdot 10^7$ neutrones por segundo por gramo de Ra, por cada 10^6 partículas α .

Por otro lado, las reacciones producidas en potentes aceleradores de partículas, también generan neutrones, de mayor intensidad. Además, utilizando blancos delgados y seleccionando una dirección específica de neutrones emitidos, puede obtenerse un haz aproximadamente monocromático.

Por ejemplo, la reacción ${}^7Li + {}^1H \rightarrow {}^7Be + n - 1,647MeV$ (endotérmica) puede producir neutrones con energías de unos pocos keV.

Sin embargo, los reactores nucleares generan la producción de neutrones de mayor eficiencia (10^{14} neutrones por cm^2 por segundo). Los neutrones producidos en el núcleo del reactor pueden ser extraídos por columnas, a través de las cuales se los termalizan por medio de procesos de moderación. Neutrones extremadamente energéticos (ultraveloces con energías de hasta $50MeV$), en principio, pueden ser generados por colisiones de protones incidentes con blancos de núcleos livianos.

Típicamente, los neutrones generados en el núcleo de reactores, o por otros mecanismos de producción, son de energías del orden de algunos MeV. Sin embargo, a medida que los neutrones penetran el medio circundante pierden energía debido a las interacciones que sufren, este proceso se conoce como moderación. A diferencia del caso de partículas cargadas, para las cuales aplican los efectos electromagnéticos de ionización, los neutrones pierden energía principalmente por colisiones nucleares. Estas colisiones eventualmente son inelásticas dejando al núcleo en estado excitado o bien elásticas que originan núcleo en movimiento con energía cinética dada por la energía del neutrón incidente.

Para excitar núcleos del medio circundante, el neutrón incidente requiere energías del orden o mayores a $1MeV$, aproximadamente. Por debajo de este límite, las interacciones que frenan los neutrones son casi exclusivamente colisiones elásticas, que se suceden una tras otra hasta que el neutrón llega a valores de energía cinética en equilibrio térmico con el entorno, $\approx 1/40 eV$. A este punto, las colisiones elásticas ya no tienen ningún efecto en la energía del neutrón y se alcanza el equilibrio térmico.

2.11.. Ejercitación del Capítulo II

Ejercicio 2.1: Estimar la intensidad I de fotones emitidos de $1 MeV$ por un blanco grueso de tungsteno al ser aproximado por sucesión de blancos delgados, si la probabilidad es del 30%.

Ejercicio 2.2: Estimar la temperatura del ambiente para neutrones termalizados con energía de $0.025 eV$.

Ejercicio 2.3: Repasar cuáles son los componentes más relevantes de un acelerador lineal de uso clínico, y por qué su importancia.

MÓDULO III

Física de haces de fotones I

3.. Física de haces de fotones I

El capítulo 3. persigue introducir y desarrollar los conceptos teóricos, parámetros y definiciones físicas relativas a dosimetría convencional. Se definen las cantidades físicas para describir haces de fotones, como fluencia y tasa de fluencia de fotones, fluencia y tasa de fluencia de energía, Kerma en aire, exposición en aire y dosis en volumen pequeño rodeado por aire. También se presentan la relación entre fuentes de fotones y ley inverso de cuadrado, capacidad de penetración de los haces de fotones en fantoma, dosis en superficie, región de Buildup, profundidad de máximo de dosis y dosis de salida (exit dose).

La dosimetría para radioterapia estudia dos aspectos diferentes: por un lado el haz de fotones en sí mismo (en términos de propiedades físicas de éste, como espectro, características geométricas, etc.) y, por otro, la cantidad de energía que es transferida desde el haz de fotones al medio irradiado, que será depositada en el material (típicamente considerando aire, agua o materiales biológicos).

3.1.. Fuentes para haces de fotones y ley inverso de cuadrado

Las fuentes de fotones pueden ser, según la emisión de los mismos, isotrópica o anisotrópica, y a la vez, pueden emitir fotones monoenergéticos o policomponentes. Las fuentes de fotones más comúnmente utilizadas en radiooncología son máquinas de rayos X, bombas de teleterapia y linacs.

Una fuente de fotones isotrópica produce la misma tasa de fluencia de fotones en todas direcciones, mientras la tasa de fluencia de fotones de una fuente anisotrópica depende de la dirección (respecto de la fuente) donde se realice la medición.

Ley del Inverso del cuadrado

Para haces de radioterapia externa, suele asumirse que las fuentes de fotones pueden aproximarse por fuentes puntuales, y que los haces producidos presentan la divergencia consecuente, como indica esquemáticamente la Figura 2.

Asumiendo la presencia de una fuente de fotones S y un campo cuadrado de lado a a una distancia f_a de la fuente S . Para una distancia f_b de la fuente S y una sección cuadrada de lado b , se obtiene que los campos están relacionados geoméricamente por medio de:

$$\operatorname{tg}(\beta) = \frac{a/2}{f_a} = \frac{b/2}{f_b} \quad (46)$$

o bien:

$$\frac{a}{b} = \frac{f_a}{f_b} \quad (47)$$

donde β es el ángulo entre el eje central del campo y el límite geométrico (borde) del haz.

La fuente de fotones S emite fotones produciendo fluencias de fotones ϕ_A en f_a y ϕ_B en f_b . Dado que el número total de fotones N_{tot} que atraviesan el área A en f_a es el mismo que atraviesa el área B en f_b ¹⁵, se sigue que:

$$N_{tot} = \phi_A A = \phi_B B \quad (48)$$

y también:

$$\frac{\phi_A}{\phi_B} = \frac{B}{A} = \frac{b^2}{a^2} = \frac{f_b^2}{f_a^2} \quad (49)$$

¹⁵ Asumiendo que no ocurren interacciones de los fotones en el trayecto entre A y B

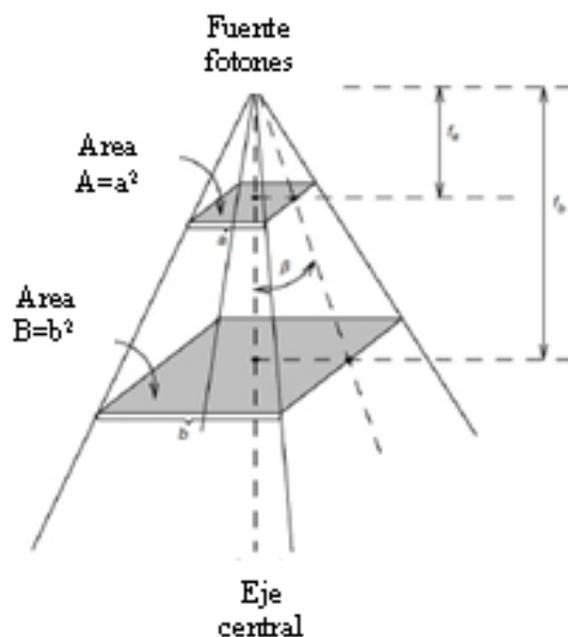


Figura 2. Esquema de la aproximación de fuente puntual y ley de inverso de cuadrado.

De donde se deduce, como se espera, que la fluencia en un punto distante es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia a la fuente¹⁶.

Debido a que, para un punto de interés P , la Exposición X , el Kerma aire en aire $(K_{air})_{air}$ y la “dosis en un volumen pequeño de material rodeado aire” D'_{med} son directamente proporcionales a la fluencia de fotones ϕ en el punto P , se concluye que todas estas cantidades cumplen con la ley del inverso del cuadrado¹⁷.

3.2.. Capacidad de penetración en medio material del haz de fotones

Un haz de fotones viajando por vacío (o, en primera aproximación en aire) es gobernado por la Ley del Inverso del cuadrado, mientras que un haz de fotones propagándose en un medio material como un fantoma o un material, contrariamente, es afectado no sólo por la distancia a la fuente (Ley Inverso de cuadrado) sino también por la atenuación y dispersión del haz de fotones por parte del medio irradiado. Estos efectos provocan que el depósito de dosis en el material irradiado resulte un proceso complicado, cuya determinación representa un desafío importante para la dosimetría.

La medición directa de la distribución de dosis en el paciente es generalmente impracticable¹⁸. Sin embargo es absolutamente necesario conocer con gran precisión la distribución de dosis en el volumen irradiado para practicar tratamientos efectivos y confiables. Este objetivo se consigue por medio de determinaciones indirectas que relacionan, por medio de funciones específicas, la dosis absorbida en cualquier posición dentro del volumen irradiado del paciente con valores de dosis conocidos determinados en fantomas por medio de calibraciones de referencia.

Las funciones de relación se miden usualmente con detectores de radiación en fantomas tejido-equivalentes, y el punto de referencia para la dosis o tasa de dosis se determina según estos fantomas. Además, debe definirse un conjunto de condiciones de referencia, como profundidad, tamaño de campo, distancia fuente superficie (SSD, *Source-Surface Distance*), etc.

¹⁶ Asumiendo la aproximación de fuente puntual

¹⁷ Bajo las aproximaciones realizadas

¹⁸ incluso imposible en la gran mayoría de los casos

Una distribución típica de dosis en profundidad sobre el eje central del campo para un haz de megavoltaje incidiendo sobre un paciente se muestra en la Figura 3.

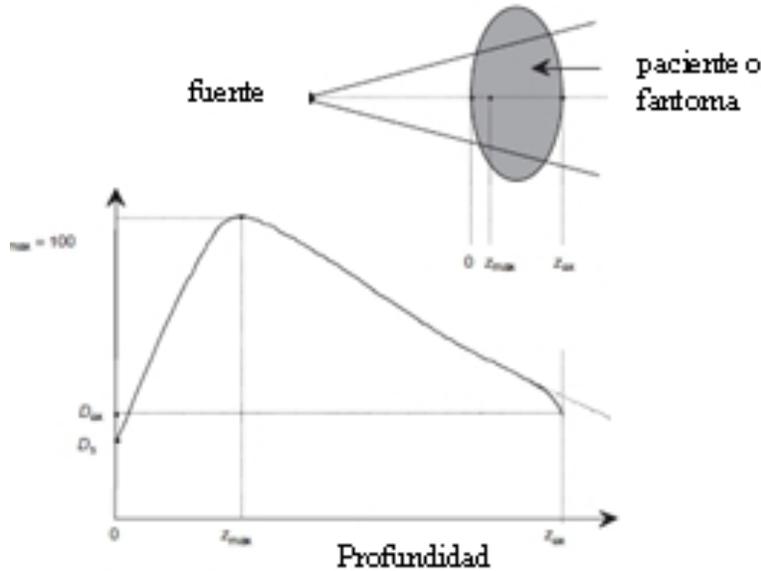


Figura 3. Depósito de dosis en profundidad de un haz de fotones de megavoltaje.

3.2.1.. Dosis en superficie

Para haces de fotones de megavoltaje la dosis en superficie es generalmente mucho menor a la máxima dosis absorbida, lo cual ocurre a la profundidad z_{max} más allá de la superficie del paciente. Para el caso de fotones de megavoltaje D_s depende de la energía del haz y del tamaño de campo.

Mientras mayor energía tenga el haz de fotones, menor será la dosis en superficie, por ejemplo para un haz de ^{60}Co de dimensiones $10 \times 10 \text{cm}^2$ es del 30%, mientras que para un haz de 6 MV ($10 \times 10 \text{cm}^2$) D_s es de 15% y para un haz de 18MV ($10 \times 10 \text{cm}^2$) alcanza sólo el 10%. Para un haz, la dosis en superficie aumenta con el tamaño de campo.

El efecto de la menor dosis en superficie en relación al máximo se conoce como protección piel (*skin sparing*) y constituye una de las mayores ventajas comparativas de los haces de megavoltaje sobre haces de terapia superficial o de ortovoltaje, los cuales no exhiben esta propiedad, ya que el máximo de dosis ocurre precisamente en superficie, debido a la limitada capacidad de penetración en tejido de los fotones de esas energías, *i.e.* para terapia superficial y de ortovoltaje la dosis en superficie es el máximo de dosis.

La dosis en superficie puede medirse empleando cámaras de ionización plano-paralelas de ventana delgada, utilizando ambas polaridades de la cámara y utilizando la medición media entre polaridad positiva y negativa. La dosis en superficie D_s proviene de contribuciones de:

- Fotones dispersados por el sistema de colimación, filtro aplanador y aire.
- Fotones retrodispersados (de *backscattering*) del paciente.
- Electrones de alta energía producidos por interacciones de los fotones primarios en aire y cualquier estructura adyacente en la cercanía del paciente.

3.2.2.. Región de build up

La zona en la curva de dosis en profundidad, para haces de fotones de megavoltaje, comprendida entre la superficie ($z = 0$) y la profundidad de máximo de dosis z_{max} se denomina región de *build up* y es consecuencia de los relativamente largos rangos de las partículas secundarias (cargadas) con alta energía (electrones

y positrones)¹⁹. Estas partículas secundarias originadas dentro del material irradiado por interacciones de los fotones primarios, viajan una cierta distancia (típicamente equivalente al rango) y a lo largo de esta trayectoria depositan su energía en el material.

En la región inmediata a la superficie de ingreso dentro del material irradiado, no se satisfacen las condiciones de equilibrio electrónico²⁰, y consecuentemente la dosis absorbida es mucho menor al Kerma de colisión. Sin embargo, a medida que la profundidad z aumenta, las condiciones de equilibrio electrónico son alcanzadas para un cierto valor de profundidad, $z = z_{max}$ ²¹.

Más allá de z_{max} , tanto la dosis como la Kerma de colisión disminuyen debido al efecto de atenuación de los fotones incidentes por parte del material irradiado, resultando en una especie de pseudo equilibrio electrónico.

3.2.3.. Profundidad de máximo de dosis

La profundidad de máximo de dosis z_{max} depende de la energía del haz de fotones incidente y del tamaño de campo. La dependencia en la energía es dominante, mientras que el efecto de tamaño de campo es ignorado a veces.

Los valores nominales de z_{max} varían entre 0, *i.e.* en superficie para haces de rayos X superficiales y de ortovoltaje, pasando por 0.5cm para ⁶⁰Co y llegando hasta 5cm para rayos X de megavoltaje de 25MV.

Una vez fijada la energía del haz, el máximo valor para z_{max} se corresponde a un tamaño de campo de alrededor de $5 \times 5 \text{cm}^2$. Para campos mayores, z_{max} decrece debido al factor de dispersión en colimadores (para haces de ⁶⁰Co) y también por efectos de dispersión en el filtro aplanador (para haces de rayos X de linacs). Para tamaños de campo menores a $5 \times 5 \text{cm}^2$ disminuye debido al efecto de dispersión del fantoma.

3.2.4.. Dosis de salida (exit dose)

La dosis entregada al paciente en el punto de salida del haz se denomina “dosis de salida“ (*exit dose*). La curva de dosis en profundidad, como indica la Figura 3, en la región cercana al punto de salida disminuye bruscamente (respecto de la extrapolación del comportamiento precedente). Este efecto se debe a la menor contribución por retrodispersión, ya que no se dispone de material más allá del punto de salida. De manera análoga a la dosis en superficie, la dosis de salida debe ser medida con cámara de ionización plano-paralela; en este caso ubicando el cuerpo de la cámara hacia la fuente de radiación.

¹⁹La contribución de protones y otro tipo de partículas cargadas es despreciable

²⁰El “Equilibrio electrónico” suele denominarse también “Equilibrio de partículas cargadas”

²¹Nótese que la distancia z_{max} corresponde, básicamente, al rango medio de las partículas secundarias creadas y por tanto la dosis se vuelve comparable a la Kerma de colisión

MÓDULO IV

Física de haces de fotones II

4.. Física de haces de fotones II

El capítulo 4. define y desarrolla los conceptos importantes sobre los parámetros relevantes para el tratamiento con radiación: tamaño de campo, factor de colimador, factor de dispersión en pico (Peak scatter factor), factor de dosis relativa. También se presenta un análisis sobre la distribución de dosis en agua sobre el eje central, porcentaje de dosis en profundidad PDD, función de dispersión (Scatter Function) y la técnica o disposición Distancia Fuente-Eje (SAD). Se definen las cantidades Razones Tejido-Aire (TAR), Dispersión-Aire (SAR), Tejido-Fantoma (TPR) y Tejido-Máximo (TMR), también la dosis fuera del Eje (off-axis) y los perfiles laterales de campo, introduciendo los conceptos de planicidad y simetría del haz de fotones como cantidades relevantes para el control de calidad (QA).

4.1.. Parámetros para tratamientos con radiación

La radioterapia externa²² con haces de fotones se realiza, básicamente, con tres tipos de máquinas de tratamiento: unidades de rayos X, teleterapia con isótopos (preponderantemente ⁶⁰Co y linacs.

Los parámetros principales en terapia con haces de fotones externos son: a) profundidad de tratamiento, b) tamaño de campo, c) SSD en montaje SSD o Distancia Fuente-Eje (SAD) en montaje SAD (isocéntrico) y d) energía del haz de fotones.

4.1.1.. Tamaño de campo

Los haces utilizados para radioterapia pueden variar significativamente en tamaño y forma, de modo que usualmente representan un compromiso entre la forma del blanco que debe tratarse y los requerimientos de simplicidad y eficiencia en la conformación del haz. Se emplean, generalmente, cuatro tipos de formas de campo: cuadrada, rectangular, circular e irregular.

Los campos cuadrados y rectangulares se producen usualmente por medio de los colimadores instalados en la máquina de tratamiento, mientras que campos circulares pueden generarse con colimadores especiales que se adjuntan a la máquina de tratamiento. Los campos irregulares se logran por medio de dispositivos especialmente diseñados como filtros moduladores o colimadores de múltiples hojuelas (MLC), que se insertan a la máquina de tratamiento.

Para un dado campo de radiación, resulta conveniente establecer el “campo cuadrado equivalente” o el “campo circular equivalente”, que servirá para caracterizar el haz manteniendo los parámetros relevantes para la dosimetría.

Un campo irregular arbitrario de lados a y b será, aproximadamente, equivalente a un campo cuadrado de lado a_{eq} cuando ambos campos tengan el mismo cociente área/perímetro, *i.e.*²³:

$$\frac{ab}{2(a+b)} = \frac{a_{eq}^2}{4a_{eq}} \quad (50)$$

o bien, simplificando:

$$a_{eq} = \frac{2ab}{a+b} \quad (51)$$

De manera análoga, para un campo cuadrado arbitrario puede calcularse el radio del campo circular equivalente r_{eq} (en el sentido de la regla de Day):

$$a_{eq}^2 = \pi r_{eq}^2 \Rightarrow r_{eq} = \frac{a_{eq}}{\sqrt{\pi}} \quad (52)$$

²²convencional

²³Ley conocida como regla de Day. La equivalencia proviene de proponer: $\int_A dA / \oint_C dS = a_{eq}/4$ donde A indica el área, C la curva cerrada de perímetro y a_{eq} el lado de un “cuadrado equivalente”

4.1.2.. Factor de colimador

La Exposición en aire X , el Kerma aire en aire $(K_{air})_{air}$ y la dosis en un pequeño volumen de material rodeado por aire D'_{med} en un punto dado P en aire contienen contribuciones de dos tipos: partículas primarias y dispersión.

La componente primaria, que son las partículas incidentes provenientes directamente de la fuente, es dominante y resulta no ser dependiente del tamaño del campo.

La dispersión representa una contribución menor y consiste de fotones dispersados, principalmente en el colimador pero también posiblemente en el aire y filtro aplanador del linac, que llegan al punto P . La componente de dispersión depende del tamaño de campo, y crece al aumentar el área de éste ²⁴.

La Exposición en aire X , el Kerma aire en aire $(K_{air})_{air}$ y la dosis en un pequeño volumen de material rodeado por aire D'_{med} , dependen del tamaño de campo por medio de un parámetro denominado "Factor de Colimador (CF)"²⁵. El CF se define por medio de:

$$CF(F.S., h\nu) \equiv \frac{X(F.S., h\nu)}{X(F.S.Ref, h\nu)} = \frac{(K_{air}(F.S., h\nu))_{air}}{(K_{air}(F.S.Ref, h\nu))_{air}} = \frac{D'(F.S., h\nu)_{med}}{D'(F.S.Ref, h\nu)_{med}} \quad (53)$$

donde $F.S.Ref$ se define como $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

La geometría para medir CF se muestra en la Figura 4.

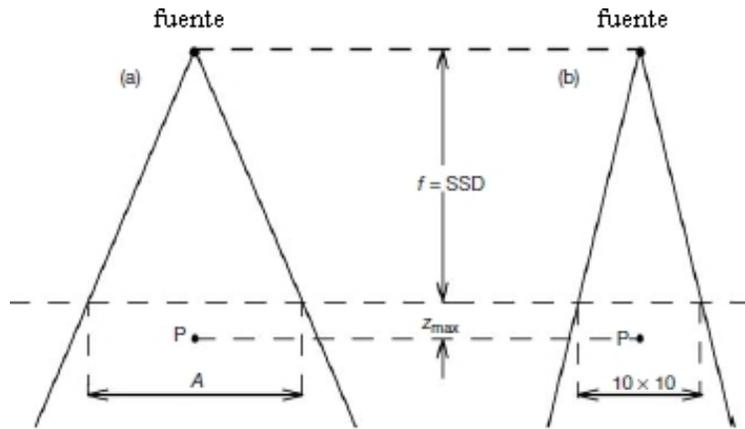


Figura 4. Geometría del setup experimental para medir CF .

Usualmente se emplea una cámara de ionización con correspondiente capuchón/caperusa de *buildup*²⁶ para realizar la medida de CF . Para campos pequeños, la medición debe realizarse a distancias suficientemente grandes (lejos de la fuente) de modo que se garantice que la región capuchón de *buildup* de la cámara quede completamente cubierta por el haz incidente; a pesar de lo cual, usualmente se realizan correcciones según la SSD de la máquina y la distancia de medición, utilizando la Ley del Inverso del Cuadrado.

El CF se normaliza a la unidad (1) para el tamaño de campo nominal de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ a la SSD nominal de 100cm. CF resulta mayor a 1 para tamaños de campo mayores a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y es menor a 1 para campos menores a $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Las determinaciones experimentales se realizan típicamente en un punto P en aire utilizando cámara de ionización cilíndrica equipada con un capuchón apropiado de *buildup* colocando el centro de la cámara en la posición $SSD + z_{max}$ respecto de la fuente.

²⁴Al aumentar el tamaño de campo, se aumenta consecuentemente el área del sistema de colimación expuesta al haz

²⁵En la nomenclatura de F. Khan se lo CF es designado S_c y también se lo conoció como "Factor de Exposición relativa (REF)"

²⁶El cual debe proveer protección suficiente para garantizar el máximo de *buildup* para la energía del haz de interés

4.1.3. Factor de dispersión en pico (Peak scatter factor)

La dosis en un pequeño volumen de material rodeado por aire D'_p se mide con material alrededor del punto P apenas suficiente (como cámara de ionización con capuchón) para garantizar equilibrio electrónico. D'_p se relaciona con la dosis D_P en el máximo, cuando se fija $P = z_{max}$ mediante el factor de dispersión en pico (PSF):

$$PSF(F.S., h\nu) \equiv \frac{D_P(z_{max}, f, h\nu)}{D'_p(z_{max}, h\nu)} \quad (54)$$

donde se utiliza la geometría mostrada en la Figura 5, indicando las mediciones de D_P y D'_p , respectivamente²⁷.

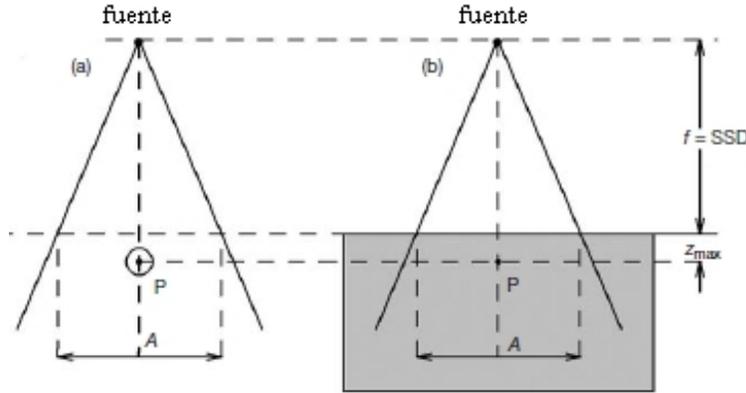


Figura 5. Geometría del setup experimental para medir PSF .

Para el caso de haces de fotones de baja energía $z_{max} = 0$, el punto P está en la superficie de ingreso del haz y el PSF se reduce al factor de *backscattering*. El PSF depende del tamaño de campo ($F.S.$), como también de la energía del haz de fotones ($h\nu$), y representa el factor por el cual la dosis en el punto P en aire aumenta debido a la contribución de dispersión proveniente del fantoma.

Valores típicos de PSF varían desde alrededor de 1 para campos pequeños de megavoltaje, pasando por 1.054 para un campo $10 \times 10cm^2$ de cobalto y valores de 1.10 para un campo de $50 \times 100cm^2$ de un haz de ^{60}Co de una irradiación de cuerpo entero (*Total Body Irradiation*) hasta llegar a 1.50 para un campo $20 \times 20cm^2$ de ortovoltaje (rayos X con $HVL = 1mm$ de Cu).

Si bien la retrodispersión *backscattering* es grande para energías bajas de fotones²⁸, la capacidad de penetración de fotones de baja energía es muy limitada y éstos son absorbidos por el medio material. Para energías intermedias y altas, a pesar de que la dispersión retro y lateral decrecen con la energía, la energía de éstos es suficiente para no ser absolutamente atenuados por el medio material y lograr alcanzar el punto de interés P .

La relación entre la cantidad de retrodispersión producida y la capacidad de penetración de ésta, determina el comportamiento del PSF , que inicialmente (a energías bajas) crece hasta alcanzar un máximo para energías próximas a la correspondiente a HVL de 1 mm de Cu, y luego decrece al aumentar la energía del haz de fotones. La calidad de haz para la cual ocurre el máximo de retrodispersión depende del tamaño de campo y muestra una tendencia hacia el comportamiento de valores mayores de energía al aumentar el tamaño del campo.

Para una dada energía de haz $h\nu$, el PSF aumenta con el tamaño del campo como se indica en la Figura 6 para el caso de un haz de ^{60}Co .

El factor de dispersión (SF)²⁹ para un dado tamaño de campo $F.S.$ se define como sigue:

²⁷Nótese que en el caso (a), para medir D'_p , la cámara se coloca a la distancia $f + z_{max}$ donde el tramo z_{max} se realiza en medio material, mientras que para el caso (b), para medir D_P la cámara se coloca a una distancia $f + z_{max}$ toda de aire entre la fuente y la cámara

²⁸Véase Valente 2008 para una descripción de la dependencia en energía de la sección eficaz total para fotones

²⁹En la notación de F. Khan, el factor de Dispersión (SF) se designa por $S_p(F.S.)$.

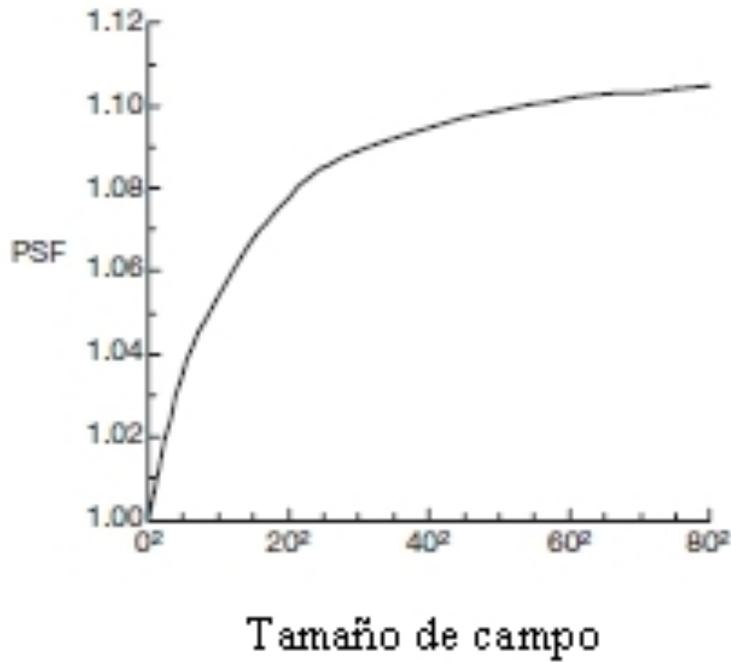


Figura 6. *PSF* en función del tamaño del campo para un haz de ^{60}Co .

$$SF(F.S., h\nu) \equiv \frac{PSF(F.S., h\nu)}{PSF(10 \times 10\text{cm}^2, h\nu)} \quad (55)$$

4.1.4.. Factor de dosis relativa

Dada la energía del haz y fijada la SSD, la dosis en el punto P (considerando $P = z_{max}$) depende del tamaño de campo $F.S.$, y mientras mayor el $F.S.$ mayor la dosis en P . El factor de dosis relativa RDF ³⁰ se define como la razón entre $D_P(z_{max}, F.S., f, h\nu)$ que es la dosis en el punto P por un campo de tamaño $F.S.$ y $D_P(z_{max}, 10 \times 10\text{cm}^2, f, h\nu)$ que es la dosis en P por un haz de $10 \times 10\text{cm}^2$:

$$RDF(F.S., h\nu) \equiv \frac{D_P(z_{max}, F.S., f, h\nu)}{D_P(z_{max}, 10 \times 10\text{cm}^2, f, h\nu)} \quad (56)$$

La geometría para realizar determinaciones de RDF se muestra en la Figura 7, lo cual se consigue midiendo $D_P(z_{max}, F.S., f, h\nu)$ y $D_P(z_{max}, 10 \times 10\text{cm}^2, f, h\nu)$.

A partir de las definiciones del factor de Colimador CF y del Factor de Scattering SF , puede verse que el RDF es el producto de éstos, *i.e.*:

$$RDF(F.S., h\nu) = \frac{D'_P(z_{max}, F.S., f, h\nu) PSF(F.S., h\nu)}{D'_P(z_{max}, 10 \times 10, f, h\nu) PSF(10 \times 10, h\nu)} = CF \cdot SF \quad (57)$$

donde CF y SF son $CF(F.S., h\nu)$ y $SF(F.S., h\nu)$, respectivamente.

En la notación de F. Khan, esta relación es:

$$S_{C,P}(F.S., h\nu) = S_C(F.S., h\nu) S_P(F.S., h\nu) \quad (58)$$

indicando que el factor RDF contiene 2 componentes, la contribución de *scattering* del colimador y la contribución de *scattering* del fantoma.

³⁰Denominado Factor Total de scattering $S_{C,P}$ en la nomenclatura de F. Khan, y a veces llamado "Factor de Output de la máquina"

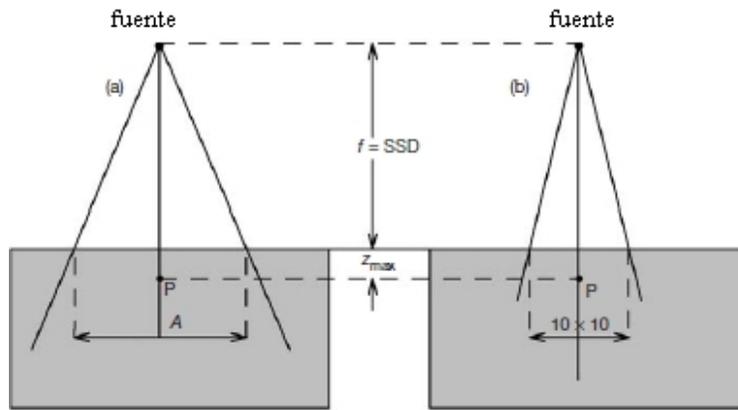


Figura 7. Geometría del setup experimental para medir el *RDF*.

La Figura 8 muestra la dependencia de los tres factores, *RDF*, *SF* y *CF* respecto del tamaño de campo para un haz de ^{60}Co . Las tres funciones están normalizadas a 1 para tamaño de campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, son mayores a 1 para campos de lado cuadrado equivalente mayor a 10cm y resultan menores a 1 para lado de campo cuadrado equivalente menores a 10cm.

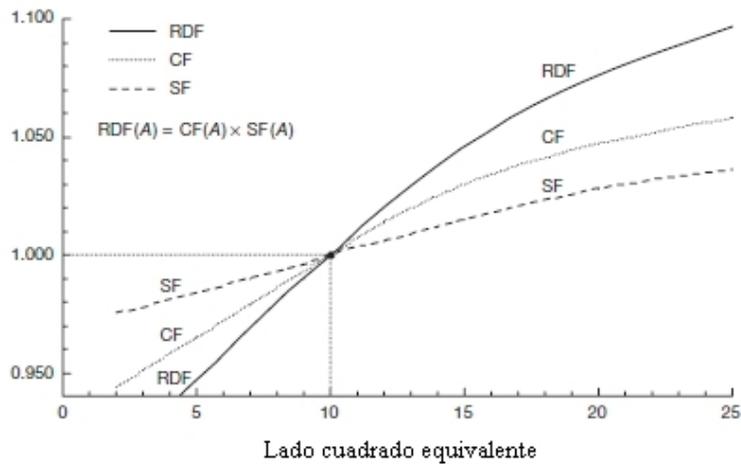


Figura 8. Valores típicos de *RDF*(*F.S.*), *CF*(*F.S.*) y *SF*(*F.S.*) para un haz de ^{60}Co .

Cuando se introducen dispositivos extras como MLC conformando un campo irregular *F.S._{Ir}* se tiene:

$$RDF(F.S._{Ir}) = CF(F.S._0, hv) SF(F.S._{Ir}, hv) \quad (59)$$

donde *F.S.₀* indica el tamaño de campo definido por los colimadores para el montaje del dispositivo³¹.

4.2.. Distribución de dosis en agua sobre el eje central

La distribución de dosis en profundidad sobre el eje central del campo es una de las principales cantidades utilizadas en radioterapia externa y se emplea para caracterizar las propiedades del depósito de dosis del haz.

³¹El comportamiento del MLC y el efecto sobre el *RDF* dependerá del diseño específico de cada fabricante, por ello la expresión anterior, que da una aproximación, debe ser verificada antes de ser utilizada

4.2.1. Porcentaje de dosis en profundidad PDD

La distribución de dosis en profundidad en paciente o fantoma es usualmente normalizada a $D_{max} = 100\%$ en la profundidad de máximo de dosis z_{max} , y luego de esta normalización se define como distribución de porcentajes de dosis en profundidad (PDD; *Percentage Depth Dose*), la cual se define formalmente como sigue:

$$PDD(z, F.S., f, hv) \equiv \frac{100 D_Q}{D_P} = \frac{100 \dot{D}_Q}{\dot{D}_P} \quad (60)$$

donde D_Q , D_P , \dot{D}_Q y \dot{D}_P son los valores de dosis y tasa de dosis en los puntos Q , que representa una profundidad arbitraria z y P , que representa la profundidad de referencia (z_{max}); sobre el eje del campo. La PDD depende de cuatro parámetros:

1. Profundidad en fantoma z .
2. Tamaño de campo $F.S.$.
3. SSD (a menudo denominada f).
4. Energía del haz de fotones.

La dosis en el punto Q contiene básicamente, dos contribuciones: primaria y de dispersión (o de *scattering*). La componente primaria puede escribirse como sigue:

$$PDD^{Prim} = 100 \frac{D_Q^{Prim}}{D_P^{Prim}} = 100 \left(\frac{f + z_{max}}{f + z} \right)^2 e^{-\mu_{ef}(z - z_{max})} \quad (61)$$

donde μ_{ef} es el coeficiente de atenuación lineal efectivo para el haz primario en el material del fantoma (para el caso de un haz de ^{60}Co incidiendo en agua, μ_{ef} vale 0.0657cm^{-1}).

La componente de dispersión representa la contribución debida a la radiación dispersada que contribuye a la dosis en el punto Q .

Para valores fijos de $F.S.$, f y hv , la PDD inicialmente aumenta con la profundidad desde la superficie hasta $z = z_{max}$. La profundidad de máximo de dosis z_{max} y el valor de dosis en superficie dependen, principalmente, de la energía del haz de fotones y ambos crecen para energías mayores.

Para valores fijos de z , f y hv , la PDD crece al aumentar el tamaño de campo $F.S.$ debido al aumento en la contribución por *scattering* a puntos sobre el eje central del campo. Un ejemplo, para el caso de un haz de ^{60}Co se muestra en la Tabla 4.2.1..

$F.S./PDD$	0×0	5×5	10×10	20×20	25×25	50×50
PDD(5,F.S.,100,^{60}Co)	68.2	76.7	80.4	83.0	83.4	85.2
PDD(10,F.S.,100,^{60}Co)	44.7	53.3	58.7	63.3	64.4	67.3
PDD(15,F.S.,100,^{60}Co)	29.5	36.5	41.6	47.1	48.6	49.7

Nótese la presencia de 0×0 en la Tabla³². Para valores fijos de z , $F.S$ y hv , la PDD aumenta al aumentar f debido al efecto de disminución en z por el factor del inverso del cuadrado en la expresión para la contribución primaria. Un ejemplo, para el caso del haz de ^{60}Co se muestra en la Tabla 4.2.1..

$f = SSD$ [cm]	60	80	100	120	140
PDD(5,10x10 cm²,^{60}Co)	76.2	78.8	80.0	81.3	82.3

Para valores fijos de z , $F.S$ y f , la PDD más allá de z_{max} aumenta para energías mayores (debido a la menor atenuación relativa por parte del fantoma). Un ejemplo, para el caso de un haz de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ de la dependencia de la PDD con la energía del haz de fotones se muestra en la Figura 9. La región del *buildup* crece con la energía del haz de fotones incidente mientras que la dosis en superficie disminuye.

Los PDD para uso en radioterapia, usualmente son tabulados para campos cuadrados, a pesar de que la mayoría de los campos utilizados son rectangulares o irregulares. El concepto de cuadrado equivalente se utiliza para aprovechar los PDD de campos cuadrados para configuraciones no cuadradas.

³²Calculado con ecuación anterior usando $\mu_{ef} = 0,657\text{cm}^{-1}$

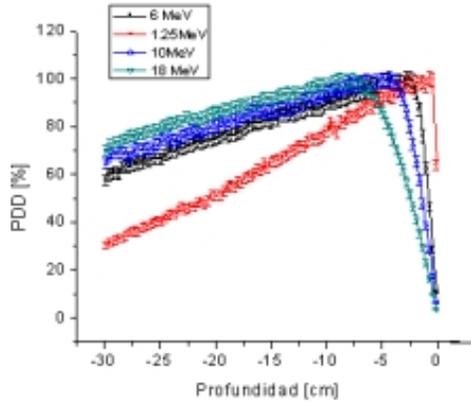


Figura 9. PDD en agua para fotones de diferentes energías: Obtenido por alumnos Edición 2013.

4.3.. Función de dispersión (Scatter Function)

Para cálculos dosimétricos, usualmente conviene separar la componente de dispersión $S(z, F.S., f, h\nu)$ (*scatter component*) de la dosis total en el punto arbitrario Q , *i.e.*:

Componente de dispersión en $Q = \text{Dosis Total en } Q - \text{Dosis primaria en } Q$.

Por tanto:

$$S(z, F.S., f, h\nu) \equiv PSF(F.S., h\nu) PDD(z, F.S., f, h\nu) - PSF(0 \times 0, h\nu) PDD(z, 0 \times 0, f, h\nu) \quad (62)$$

Esta expresión provee la componente de *scattering* por cada Gray de dosis primaria en el punto Q ³³. Del mismo modo que la PDD , la función de dispersión S depende de cuatro parámetros: z , $F.S.$, f y $h\nu$.

Fijados los valores de $F.S.$, f y $h\nu$, la función de dispersión S primero aumenta con z , alcanza un máximo y luego inicia a disminuir lentamente.

Fijados los valores de z , f y $h\nu$, la función de dispersión S aumenta monótonamente con el tamaño de campo $F.S.$.

Para $z = z_{max}$ la función de dispersión S está dada por:

$$S(z_{max}, F.S., f, h\nu) = 100 [PSF(F.S., h\nu) - 1] \quad (63)$$

4.4.. Disposición-montaje Distancia Fuente-Eje (SAD)

Cuando se realizan tratamientos por medio de múltiples campos para irradiar un tumor dentro del paciente, se emplean usualmente técnicas de montaje isocéntrico (SAD, *Source-Axis Distance*) debido a que éstas resultan más prácticas comparadas con las técnicas SSD constante. La mayoría de las unidades de tratamientos de megavoltaje se fabrican con montaje SAD de 80cm, o más comúnmente de 100cm.

En contraste con la técnica SSD constante (que se emplean para determinaciones de PDD) los montajes (*set up*) SAD se basan en otras funciones, como TAR (*Tissue-Air Ratio*) y TPR (*Tissue-Phantom Ratio*), para determinaciones dosimétricas.

³³Nótese que $PSF(0, h\nu) = 1$ y $PDD(z, 0, f, h\nu)$ representa la PDD primaria calculada mediante la Ecuación anterior.

4.4.1. Razón Tejido-Aire (TAR)

El $TAR(z, F.S.Q, h\nu)$ fué originalmente propuesto por Johns para simplificar los cálculos dosimétricos en terapia rotante, y su utilización se expandió rápidamente para técnicas de irradiación isocéntricas con múltiples campos estáticos.

El $TAR(z, F.S.Q, h\nu)$ se define como el cociente entre la dosis D_Q en el punto Q sobre el eje central (o la tasa de dosis \dot{D}_Q en el punto Q sobre el eje central) en paciente o fantoma y la dosis D'_{Q_0} en el punto Q_0 también sobre el eje central (o la tasa de dosis \dot{D}'_{Q_0} en el punto Q_0 sobre el eje central) correspondiente a un pequeño volumen de material rodeado por aire, colocado en el mismo punto Q_0 , *i.e.*:

$$TAR(z, F.S.Q, h\nu) \equiv \frac{D_Q}{D'_{Q_0}} = \frac{\dot{D}_Q}{\dot{D}'_{Q_0}} \quad (64)$$

La geometría para realizar mediciones de TAR se muestra en la Figura 10. El tamaño de campo $F.S.Q$ corresponde al tamaño del campo de radiación a la profundidad correspondiente al punto de medición Q (sobre el eje central).

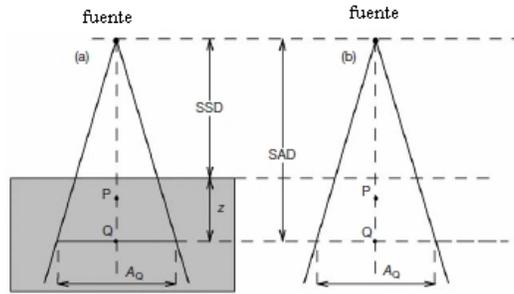


Figura 10. Geometría del setup experimental para mediciones de TAR .

A diferencia del $PDD(z, F.S., f, h\nu)$, que depende de cuatro parámetros, el TAR depende sólo de tres parámetros, ya que la distancia SSD (f) carece de sentido.

Fijando $F.S.Q$ y $h\nu$, el TAR disminuye al aumentar la profundidad z .

Fijando z y $F.S.Q$, el TAR aumenta con la energía del haz de fotones $h\nu$.

Para $z = z_{max}$ el TAR coincide con el PSF , *i.e.*:

$$TAR(z = z_{max}, A_Q = A_p, h\nu) = PSF(A_p, h\nu) \quad (65)$$

El TAR para área 0 ($TAR(z, 0 \times 0, h\nu)$) puede calcularse de:

$$TAR(z, 0 \times 0, h\nu) \equiv e^{-\mu_{ef}(z-z_{max})} \quad (66)$$

donde el coeficiente de atenuación efectivo μ_{ef} se evalúa para la energía del haz de fotones $h\nu$.

La Tabla 4.4.1. muestra algunos valores de TAR para un haz de ^{60}Co a profundidades de 5, 10 y 20cm en agua.

TAR	0×0	5×5	10×10	15×15	20×20	25×25
$TAR(5, A_Q, ^{60}\text{Co})$	0.744	0.864	0.921	0.953	0.974	0.986
$TAR(10, A_Q, ^{60}\text{Co})$	0.536	0.654	0.731	0.779	0.809	0.831
$TAR(20, A_Q, ^{60}\text{Co})$	0.278	0.354	0.418	0.470	0.509	0.536

Nótese la presencia de 0×0 en la Tabla³⁴.

³⁴Calculado por medio de la expresión anterior. El caso del campo hipotético 0×0 correspondería a la situación en que la dosis en profundidad es sólo debida a la componente de fotones primarios, ya que la contribución de scattering es nula por no existir material que disperse

El *TAR* puede ser medido con cámara de ionización, aunque el procedimiento es más engorroso que el correspondiente para la *PDD*. Para el caso del *TAR*, la profundidad en agua z debe ser medida de modo que la distancia entre la cámara de ionización y la fuente de radiación se mantenga constante, lo cual es difícil de lograr con sistemas de medición automáticos. Además, la medida de la dosis en un pequeño volumen de material rodeado de aire debe ser realizada con extrema precaución, de modo de garantizar *buildup* completo y lecturas sin influencia de radiación dispersa³⁵.

Dado que el concepto de dosis en un pequeño volumen de material rodeado de aire no es recomendable para haces de megavoltaje con energías mayores a 60Co o 4MV, el concepto de *TAR* no se utiliza para dosimetría de megavoltaje de alta energía de fotones³⁶.

Como indicado esquemáticamente en la Figura 11, es posible establecer una relación entre el *TAR* y las *PDD*, donde $TAR = TAR(z, F.S.Q, h\nu)$ y $PDD = PDD(z, F.S., f, h\nu)$.

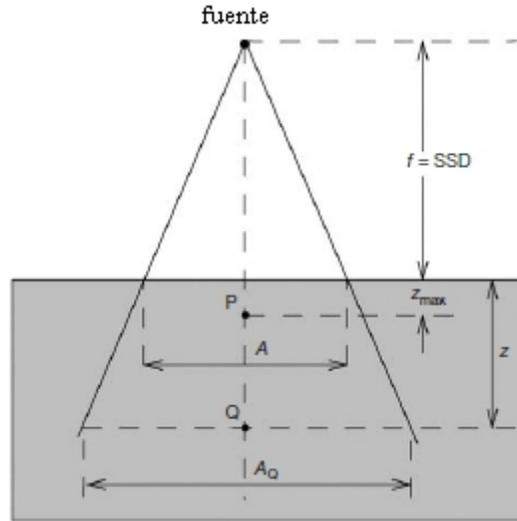


Figura 11. Geometría del setup experimental relacionando *PDD* con *TAR*, $A=F.S.$.

Las definiciones básicas, para cada uno son:

$$TAR(z, F.S.Q, h\nu) \equiv \frac{D_Q}{D'_Q} \quad (67)$$

y

$$PDD(z, F.S., f, h\nu) \equiv 100 \frac{D_Q}{D_P} \quad (68)$$

De donde, resolviendo para D_Q se obtiene:

$$D_Q = D_P \frac{PDD(z, F.S., f, h\nu)}{100} = D'_Q TAR(z, F.S.Q, h\nu) \quad (69)$$

Además, la dosis en el punto de máximo en profundidad D_P ($P = z_{max}$) puede escribirse como:

$$D_P = D'_P PSF(F.S., h\nu) = D'_Q \left(\frac{f+z}{f+z_{max}} \right)^2 PSF(F.S., h\nu) \quad (70)$$

Entonces, resulta:

³⁵Proveniente del suelo y de las paredes de la sala de tratamiento

³⁶Para estos haces de fotones de alta energía se utilizan funciones alternativas, similares al *TAR* pero sin sufrir las limitaciones de éste, para los cálculos dosimétricos

$$TAR(z, F.S._Q, h\nu) = \frac{PSF(F.S., h\nu)}{100} PDD(z, F.S., f, h\nu) \left(\frac{f+z}{f+z_{max}} \right)^2 \quad (71)$$

Para el caso particular en que se mida en el punto de máxima dosis ($Q = P$, $z = z_{max}$), para el cual $PDD(z_{max}, F.S., f, h\nu) = 100$ por definición, la expresión anterior indica que el factor de dispersión en pico $PSF(F.S., h\nu)$ es un caso especial de $TAR(z_{max}, F.S., h\nu)$. El rango para el TAR es entonces, desde 0 para $z \rightarrow \infty$ hasta $PSF(F.S., h\nu)$ para $z = z_{max}$.

Dado que el TAR no depende del SSD (f), las PDD para cualquier combinación de z , $F.S.$ y $f = SSD$ pueden derivarse de una única tabla de TAR .

En base a la ecuación puede derivarse la siguiente expresión:

$$\frac{PDD(z, F.S., f_1, h\nu)}{PDD(z, F.S., f_2, h\nu)} = \left(\frac{TAR(z, F.S._Q, h\nu)}{TAR(z, F.S._Q, h\nu)} \right) \left(\frac{\frac{f_1+z_{max}}{f_1+z}}{\frac{f_2+z_{max}}{f_2+z}} \right)^2 \quad (72)$$

Y, asumiendo que se tiene, aproximadamente, el mismo tamaño de campo $F.S._Q$ (a profundidad z) para dos SSD diferentes, como muestra la Figura 12, se obtiene:

$$\frac{PDD(z, F.S._1, f_1, h\nu)}{PDD(z, F.S._2, f_2, h\nu)} = \left(\frac{PSF(F.S._2, h\nu)}{PSF(F.S._1, h\nu)} \right) \left(\frac{\frac{f_1+z_{max}}{f_1+z}}{\frac{f_2+z_{max}}{f_2+z}} \right)^2 \quad (73)$$

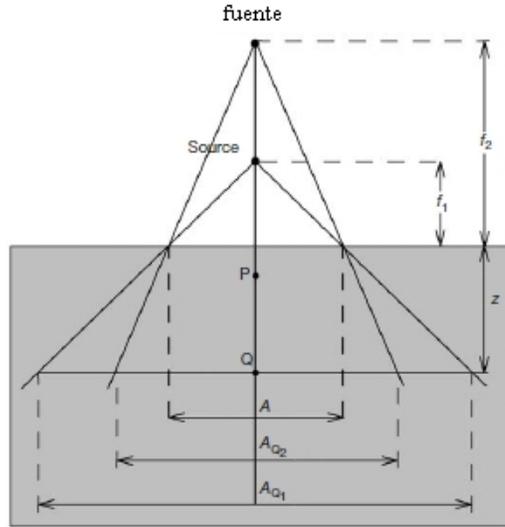


Figura 12. Geometría del setup experimental relacionando PDD con dos diferentes SSD.

4.4.2.. Razones dispersión-Aire (SAR), Tejido-Fantoma (TPR) y Tejido-Máximo (TMR)

Así como, para el caso de la PDD, resultó conveniente separar contribuciones para distinguir componente primaria de dispersión, es a veces útil separar la componente primaria al TAR del TAR total, para obtener la contribución de dispersión; que en este caso se denomina "Razón de Dispersión Aire SAR (Scatter-Air Ratio), definido como sigue:

$$SAR(z, F.S._Q, h\nu) \equiv TAR(z, F.S._Q, h\nu) - TAR(z, 0 \times 0, h\nu) \quad (74)$$

donde 0×0 indica las condiciones hipotéticas correspondientes al tamaño de campo nulo. Evidentemente, el SAR depende de los mismos parámetros que el TAR y representa la contribución por dispersión a la dosis en el punto de medida arbitrario Q dentro de un fantoma, por cada Gray de dosis primaria que se deposita en Q .

De manera similar a la relación derivada entre PDD y TAR , pueden relacionarse $SAR(z, F.S.Q, h\nu)$ y $S(z, F.S., f, h\nu)$ obteniéndose:

$$SAR(z, F.S.Q, h\nu) = \frac{S(z, F.S., f, h\nu)}{100} \left(\frac{f+z}{f+z_{max}} \right)^2 \quad (75)$$

Y, es simple verificar que:

$$S(z, F.S., f, h\nu) = 100 SAR(z, F.S.Q, h\nu) \quad (76)$$

para cualquier valor de z si se verifica que $f \rightarrow \infty$, o bien para cualquier valor de f si se verifica $z \rightarrow z_{max}$.

El concepto de TAR funciona bien siempre que se lo aplique a técnicas isocéntricas para fotones de energías no altas (^{60}Co , o a lo sumo 4MV). Para haces de megavoltaje de alta energía de los linacs, el concepto de TAR pierde validez ya que resulta impracticable la medición de la dosis en un pequeño volumen de material (por ejemplo, típicamente, agua) rodeado de aire³⁷. Por ello, para evitar este problema se utiliza el concepto de “Razón tejido-Fantoma” TPR (Tissue-Phantom Ratio), que fue introducido especialmente para haces de fotones de megavoltaje de alta energía ($h\nu \geq 4\text{MV}$). El TPR se define por medio de:

$$TPR(z, F.S.Q, h\nu) = \frac{D_Q}{D_{Q_{Ref}}} = \frac{\dot{D}_Q}{\dot{D}_{Q_{Ref}}} \quad (77)$$

donde $D_{Q_{Ref}}$ y $\dot{D}_{Q_{Ref}}$ representan la dosis, y tasa de dosis, respectivamente en fantoma en un punto del fantoma considerado como referencia, ubicado a la profundidad $z = z_{Ref}$ ³⁸.

La geometría para realizar mediciones de TPR se muestra en la Figura 13.

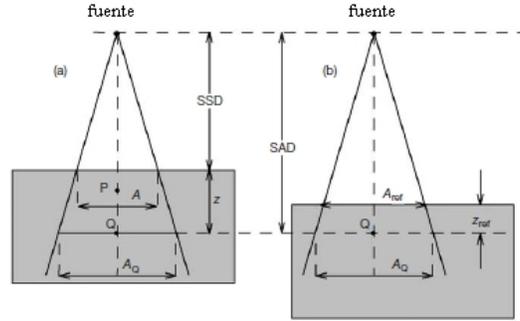


Figura 13. Geometría del setup experimental para medir TPR .

Para cuando la profundidad de referencia z_{Ref} equivale a la profundidad de máximo ($z_{Ref} = z_{max}$) se define un TPR “especial” que se denomina “Razón Máxima en Tejido” TMR (Tissue Maximum Ratio), que se define como sigue:

$$TMR(z, F.S.Q, h\nu) = \frac{D_Q}{D_{Q_{max}}} = \frac{\dot{D}_Q}{\dot{D}_{Q_{max}}} \quad (78)$$

donde $D_{Q_{max}}$ y $\dot{D}_{Q_{max}}$ representan la dosis, y tasa de dosis, respectivamente en el punto $Q = z_{max}$.

La geometría para medir el TMR es la misma utilizada para medir el TPR , excepto que z_{Ref} debe ser z_{max} . Exactamente como el TAR , el TPR y el TMR dependen de tres parámetros: z , $F.S.Q$ y $h\nu$ ³⁹. El rango de valores para el TMR es desde 0 para $z \rightarrow \infty$ hasta 1 para $z = z_{max}$. Para valores fijos de $F.S.Q$ y $h\nu$, el TMR disminuye al aumentar la profundidad z . Una vez fijos los valores de z y $F.S.Q$, el TMR aumenta al aumentar la energía, mientras que si se fijan los valores para z y $h\nu$, el TMR crece al aumentar el tamaño de campo $F.S.Q$.

La relación entre el $TMR(z, F.S.Q, h\nu)$ y las $PDD(z, F.S., f, h\nu)$ resulta sencilla y puede derivarse directamente de las respectivas definiciones:

³⁷Las dimensiones del capuchón de *buildup* necesarias para altas energías sería exageradamente grande

³⁸Típicamente 5cm o 10cm sobre el eje central del campo

³⁹Nótese que no dependen de la SSD (f)

$$TMR(z, F.S., Q, h\nu) \equiv \frac{D_Q}{D_{Q_{max}}} \quad (79)$$

$$PDD(z, F.S., f, h\nu) \equiv 100 \frac{D_Q}{D_P} \quad (80)$$

De donde, resolviendo para D_Q , se obtiene:

$$D_Q = D_P \frac{PDD(z, F.S., f, h\nu)}{100} = D_{Q_{max}} TMR(z, F.S., Q, h\nu) \quad (81)$$

Y, utilizando las siguientes expresiones para D_P y $D_{Q_{max}}$:

$$D_P = D'_P \left(\frac{f+z}{f+z_{max}} \right)^2 PSF(F.S., h\nu) \quad (82)$$

$$D_{Q_{max}} = D'_Q PSF(F.S., h\nu) \quad (83)$$

Se obtiene, finalmente:

$$TMR(z, F.S., Q, h\nu) = \frac{PDD(z, F.S., f, h\nu)}{100} \frac{PSF(F.S., h\nu)}{PSF(F.S., Q, h\nu)} \left(\frac{f+z}{f+z_{max}} \right)^2 \quad (84)$$

Pero, en primera aproximación⁴⁰, puede considerarse la manera simplificada:

$$TMR(z, F.S., Q, h\nu) \approx \frac{PDD(z, F.S., f, h\nu)}{100} \left(\frac{f+z}{f+z_{max}} \right)^2 \quad (85)$$

De manera análoga al procedimiento para separar el $TAR(z, F.S., Q, h\nu)$ en contribuciones primaria ($TAR(z, 0 \times 0, h\nu)$) y de dispersión ($SAR(z, F.S., Q, h\nu)$), también conviene dividir a TMR en contribuciones primaria y de dispersión, por medio del concepto de "Razón Máxima de Dispersión" (SMR , scatter Maximum Ratio), como sigue:

$$SMR(z, F.S., Q, h\nu) \equiv TMR(z, F.S., Q, h\nu) \frac{SF(F.S., Q, h\nu)}{SF(0 \times 0, h\nu)} - TMR(z, 0 \times 0, h\nu) \quad (86)$$

Nótese que para el caso de haz de ⁶⁰Co, el SMR resulta prácticamente idéntico al SAR , sin embargo para haces de fotones de energías mayores el SMR debe ser calculado a partir del TMR utilizando la Ecuación anterior y la siguiente expresión:

$$TMR(z, 0 \times 0, h\nu) \equiv e^{-\mu_{ef}(z-z_{max})} \quad (87)$$

donde μ_{ef} indica el coeficiente de atenuación efectivo (lineal) evaluado a la energía del haz de fotones incidente ($h\nu$).

4.4.3.. Dosis *off-axis* y perfiles laterales de campo

Las distribuciones de dosis en profundidad a lo largo del eje central del campo no son información suficiente para describir completamente el depósito de dosis en el material, fantoma o paciente irradiado. Se requieren distribuciones de dosis 2D y 3D para determinar completamente el depósito de dosis. Para ello, se realizan mediciones de dosis fuera del eje central del campo, las cuales se denominan *off-axis*.

En el modo más simple, los datos *off-axis* se consiguen por medio de perfiles (transversales) de campo que se miden en ejes perpendiculares al eje central del campo a una dada profundidad en fantoma, típicamente z_{max} o 10cm, aunque se requieren mediciones de perfiles laterales de campo para profundidades específicas como dato necesario para algunos sistemas de planificación (TPS). La Figura 14 muestra curvas de perfiles laterales de campo típicos para un haz de fotones de 10MV y dos tamaños de campo (10×10 y 30×30 cm²), mostrando perfiles a varias profundidades en fantoma (de agua).

⁴⁰El error introducido al ignorar el cociente $\frac{PSF(F.S., h\nu)}{PSF(F.S., Q, h\nu)}$ es despreciable ya que para casos extremos llega a 0.995, i.e. sólo un 5% de diferencia

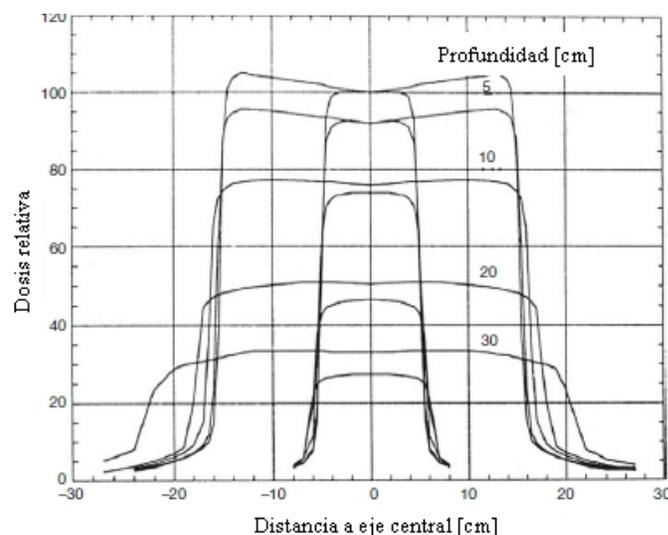


Figura 14. Perfiles laterales de campo de fotones para un haz de 10 MV.

Combinando datos de perfiles de dosis en profundidad con datos *off-axis*, como perfiles laterales de campo, se reconstruye una distribución matricial 2D o tensorial (volumétrica) 3D del depósito de dosis. La Razón fuera del eje *OAR* (*Off-Axis Ratio*) se define como el cociente entre la dosis en un dado punto fuera del eje (*off-axis*) respecto de un punto a la misma profundidad sobre el eje central del campo.

Los perfiles laterales de campo para haces de megavoltaje constan, básicamente, de tres regiones: zona central, penumbra y umbra.

La zona central representa la parte central del campo, hasta unos 10 a 15 mm del borde geométrico del campo⁴¹. En la zona central, el perfil lateral del campo, para el caso de haces de ⁶⁰Co, es afectado por la ley del inverso del cuadrado y por el espesor de fantoma atravesado, mientras que para el caso de linacs, los efectos provienen de los electrones incidiendo en el blanco grueso⁴², el número atómico *Z* del blanco, el filtro aplanador y la disposición geométrica del cabezal.

La región de penumbra del perfil lateral de campo se caracteriza por una rápida variación de dosis⁴³, la cual depende fuertemente del sistema de colimación, el tamaño focal de la fuente de radiación y las propiedades de dispersión lateral de partículas cargadas. La caída del valor de dosis en esta región es de forma sigmoide y se extiende desde los bordes de colimadores hasta la cola del perfil, donde existe una pequeña componente de dosis debido a la transmisión a través de los colimadores, denominada “penumbra por transmisión”, y una componente debida al tamaño de la fuente, denominada “penumbra geométrica” y finalmente, una contribución significativa proveniente de dispersión en material irradiado, designada “penumbra por dispersión”. La “penumbra total” se define como la penumbra física y es la suma de las tres contribuciones: penumbra por transmisión, penumbra geométrica y penumbra por dispersión. La penumbra física depende de la energía del haz de fotones, dimensiones de la fuente de radiación, SSD, distancia fuente-colimadores y profundidad en fantoma.

La umbra es la región fuera del campo de radiación, lejos de los bordes de campo. La dosis en esta región es, generalmente muy baja, y es debida a radiación que se transmite del cabezal de la máquina de tratamiento.

La uniformidad de los perfiles laterales de campo es usualmente medida por medio de un scan a lo largo de los dos ejes⁴⁴ perpendiculares al eje central del campo a varias profundidades en fantoma. Hay dos parámetros que cuantifican la uniformidad del campo: La planicidad del campo (haz) y la simetría del haz.

⁴¹Indicado por el campo luminoso (óptico), definido entre el eje central del campo y el punto correspondiente al 50% del valor sobre el eje

⁴²Para producir rayos X de Bremsstrahlung

⁴³Zona de alto gradiente de dosis

⁴⁴Ortonormales entre ellos

4.4.4.. Planicidad y simetría del haz de fotones

La planicidad del haz F se determina encontrando el punto de máximo D_{max} y el punto de mínimo D_{min} de dosis dentro de la región central⁴⁵ del perfil lateral de campo, y utilizando la siguiente definición:

$$F \equiv \frac{D_{max} - D_{min}}{D_{max} + D_{min}} \quad (88)$$

Los requerimientos estándares para los linacs requieren, generalmente, de valores de planicidad menores al 3%, para mediciones en fantoma de agua a profundidad de 10cm con SSD de 100cm, y utilizando el mayor tamaño de campo posible ($40 \times 40 \text{cm}^2$).

El cumplimiento de los requerimientos de planicidad a profundidad de 10cm en agua, no evita sin embargo el efecto de “sobre planicidad (*over flattening*)”⁴⁶ a la profundidad de de máximo de dosis z_{max} , lo cual se evidencia por medio de los “cuernitos” en el perfil lateral de campo. Los límites de tolerancia para los “cuernitos” en z_{max} es de 5% para un campo de $40 \times 40 \text{cm}^2$ a SSD de 100 cm.

La simetría del haz S usualmente se determina en z_{max} , que representa la profundidad más sensible para medir este parámetro de uniformidad. Especificaciones típicas de simetría imponen que dos puntos cualesquiera (equidistantes del centro del haz, *i.e.* eje central del haz) en el perfil lateral de campo concuerden dentro del 2%.

Alternativamente, las áreas, a cada lado⁴⁷, debajo del perfil lateral de campo correspondiente a z_{max} pueden utilizarse para definir como sigue:

$$S \equiv 100 \left| \frac{Area_{izq} - Area_{der}}{Area_{izq} + Area_{der}} \right| \quad (89)$$

Las características físicas de haces de radiación se miden usualmente de acuerdo con condiciones estándares como se indica a continuación:

- Medio homogéno de densidad unidad.
- Fantoma con superficie plana.
- Incidencia perpendicular⁴⁸ del haz en fantoma

Los datos de dosis en profundidad conjuntamente con los perfiles laterales de campo contienen información para establecer distribuciones 2D y 3D del depósito de dosis. Sin embargo, esta información es difícil de visualizar, incluso para el caso de campo único (*single beam*).

Variaciones planares y volumétricas en profundidad se presentan por medio de curvas de isodosis o superficies de isodosis, que conectan puntos de igual valor de dosis dentro de un volumen e interés. La curvas y superficies de isodosis se presentan, usualmente, para intervalos regulares de valores de dosis absorbida, y se expresan en porcentajes de dosis respecto de algún punto de referencia.

Una carta o mapa de isodosis para un campo de radiación consiste de una familia de curvas de isodosis, presentadas a incrementos regulares de PDD. Se utilizan dos tipos de convenciones para la normalización:

- Montajes SSD: Todos los valores de isodosis son normalizados a 100 respecto del punto P ($P = z_{max}$) sobre el eje central del haz.
- Montajes SAD: Todos los valores de isodosis son normalizados a 100 respecto del isocentro.

Por lo tanto, los mapas de isodosis para *set up* de SSD indican las PDD, mientras para el caso de *set up* de SAD indican valores de TAR o TMR.

Para el caso de un haz de ^{60}Co , la dosis para cualquier profundidad es mayor sobre el eje central respecto de puntos *off-axis*. Para haces de fotones de megavoltaje, la dosis en puntos *off-axis* para profundidades bajas

⁴⁵Alrededor del 80% del ancho del haz

⁴⁶Los efectos de *over-* y *under-flattening* se deben a diferencias en los espectros efectivos en los correspondientes puntos, a igual profundidad pero diferente distancia *off-axis*

⁴⁷Extendiéndose hasta puntos de 50% de dosis sobre eje central

⁴⁸El eje central del campo es ortogonal a la superficie de incidencia del fantoma

es, generalmente, mayor a la dosis en el eje central⁴⁹. La figura 15 muestra un ejemplo de mapa de isodosis para un haz de ⁶⁰Co en agua.

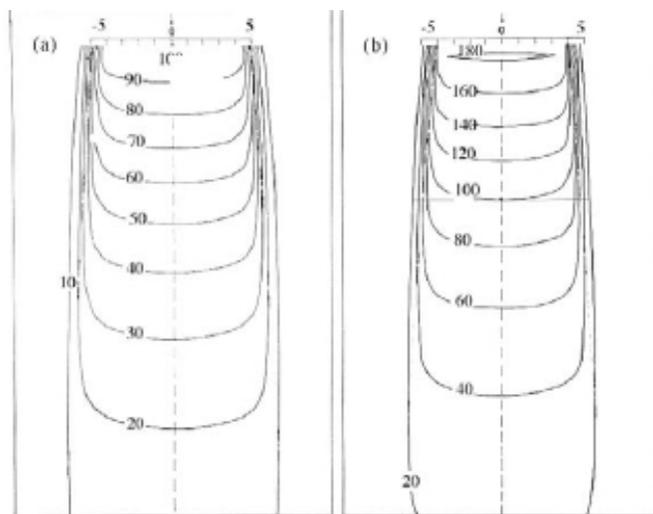


Figura 15. Curvas de Isodosis para un haz de ⁶⁰Co, SSD = 100cm, F.S. = 10×10cm².

En cercanías de los bordes del haz, en la región de penumbra, la dosis disminuye rápidamente con la distancia lateral (*off-axis*). Esta disminución se debe a la penumbra geométrica y a la reducción de *scattering* lateral.

En zonas fuera de los límites geométricos del haz y de la penumbra, la variación de la dosis se debe a tres efectos⁵⁰:

- Dispersión del campo de radiación.
- Pérdidas por transmisión a través de colimadores y mordazas.
- Dispersión en el sistema de colimación

Los parámetros que afectan la distribución de isodosis para un único campo son: calidad del haz, dimensiones de la fuente, colimación del haz, tamaño de campo, SSD y distancia fuente-colimadores.

Los mapas de isodosis pueden medirse con cámara de ionización, detectores de estado sólido, films radiográficos estándares y films radiocrómicos. Además de mediciones directas, los mapas de isodosis pueden calcularse por medio de algoritmos para sistemas de planificación, por ejemplo los provistos con los TPS comerciales.

Tratamientos utilizando un único campo son raros, sólo se usan para tumores superficiales, mientras que lesiones y tumores profundos son usualmente tratados por más de un campo, utilizando una combinación de éstos. Como regla general, la dosis en tumor es mayor que en los tejidos circundantes y la distribución de dosis dentro del tumor debería ser lo más homogéneo posible dentro de +7% y -5% del valor prescripto.

En situaciones clínicas el haz suele incidir de manera oblicua sobre la superficie de incidencia del paciente, o bien la superficie de incidencia sobre el paciente es un contorno curvado o de características irregulares, lo cual implica que se requerirán correcciones debido a irregularidades en los contornos. Además, algunos tejidos irradiados, como pulmón o hueso, presentan densidades significativamente diferentes a la del agua, lo cual requiere de correcciones por heterogeneidades.

⁴⁹Básicamente, consecuencia del diseño del filtro aplanador, ya que son fabricados para generar haces planos a 10 cm de profundidad en agua, por lo tanto sobre-compensan para profundidades bajas. Nótese que el espectro (o energía efectiva) es más blando para puntos extremos *off-axis* que en el eje central, a profundidad equivalente

⁵⁰Otros efectos de menor importancia también ocurren, como contaminación neutrónica y radiación externa, posiblemente dispersada o creada en materiales circundantes

Las distribuciones de isodosis en paciente se determinan por medio de uno de los dos siguientes métodos⁵¹:

- Algoritmos basados en correcciones.
- Algoritmos basados en modelos.

Los algoritmos basados en correcciones utilizan datos de dosis en profundidad (en fantoma de agua de superficie de incidencia plana e incidencia normal) conjuntamente con varios métodos para corregir irregularidades en los contornos y efectos por incidencia oblicua. También puede corregirse por inhomogeneidades de órganos para tener en cuenta las diferencias en densidades electrónicas de cada órgano.

Los algoritmos basados en modelos obvian el proceso de corrección por medio de un modelado de la distribución de dosis del haz, utilizando principios básicos y considerando los efectos geométricos y físicos involucrados, que son también características propias de cada paciente.

Antes del uso clínico de ambos métodos de corrección, los algoritmos deben ser verificados y confrontados con datos experimentales, lo cual suele constituir una empresa complicada. La importancia relativa del método de corrección depende de la geometría particular de cada tratamiento. En general, puede decirse que para tratamientos convencionales los métodos de corrección usuales funcionan bastante bien y producen distribuciones de dosis razonables. Sin embargo, para las nuevas (y sofisticadas) técnicas de tratamiento, como radioterapia conformal 3D e IMRT (*Intensity Modulated Radiation Therapy*), los resultados de aplicar los métodos tradicionales de corrección pueden generar problemas⁵². Los métodos de algoritmos basados en modelos aparentan ser más prometedores, pero están aún en etapa de desarrollo.

4.5. Corrección por contornos irregulares e incidencia oblicua

Un campo de radiación que incide sobre una superficie irregular o curvada de un paciente, produce distribuciones de isodosis diferentes a las estándares tabuladas en condiciones de referencia. Para resolver este problema puede utilizarse alguna de estas dos técnicas:

- El efecto puede ser corregido trámite métodos de cálculo.
- El efecto puede ser compensado por medio del uso de cuñas, bolus y compensadores.

Diversos métodos han sido propuestos para corregir distribuciones de dosis en condiciones estándares para aplicarlas a situaciones con geometría irregular o incidencia oblicua. Los tres métodos más utilizados son los siguientes⁵³:

- Método de la SSD efectiva.
- Método TAR-TMR.
- Método del corrimiento de isodosis.

Los correspondientes factores de corrección propuestos por los tres métodos pueden comprenderse con ayuda de la Figura 16, que muestra un contorno irregular CC , que es tratado con una $SSD = f$.

La PDD ⁵⁴ en el punto S *off-axis*, afectado por la irregularidad de la superficie de incidencia, se designa por PDD_{corr} y se calcula por medio de algunos de los tres métodos mencionados, que se describen a continuación:

Corrección por medio del método de la SSD efectiva

$$PDD_{corr} \equiv PDD^{st}(z, F.S., f, h\nu) \left(\frac{f + z_{max}}{f + z_{max} + \mathbf{h}} \right)^2 \quad (90)$$

donde $PDD^{st}(z, F.S., f, h\nu)$ indica la PDD en condiciones estándar⁵⁵ y el segundo factor indica la variación por la ley de inverso de cuadrado para el parámetro \mathbf{h} que representa el espesor del tejido faltante⁵⁶. Este método

⁵¹ Ambos cuentan con correspondientes aproximaciones

⁵² Debido principalmente a la radical importancia que tienen los procedimientos de corrección, impone una enorme dependencia de éstos

⁵³ La validez de estos métodos de corrección está limitada a incidencia de hasta 45 grados para haces de megavoltaje de energías entre ⁶⁰Co y 5MV, y sólo de hasta 30 grados para energías mayores

⁵⁴ normalizada en referencia a la dosis en el punto de referencia P sobre el eje central del campo

⁵⁵ incidencia normal sobre la superficie plana (hipotética) $C'C'$

⁵⁶ un valor negativo de \mathbf{h} indica espesor de tejido sobrante

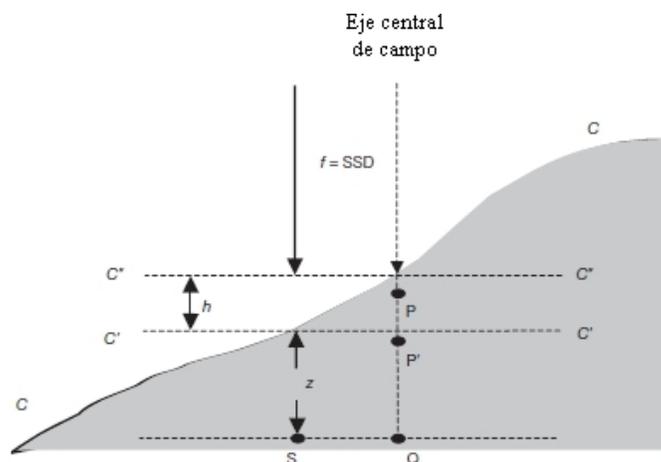


Figura 16. Geometría utilizada para la corrección por efecto de contornos irregulares.

realiza la asunción/aproximación de que PDD no depende de la SSD para variaciones de SSD desde su valor nominal a ese valor mas h^{57} . La PDD resultante (PDD_{corr}) está normalizada a 100 al punto $P = z_{max}$ sobre el eje central del campo.

Corrección por medio del método TAR-TMR

$$PDD_{corr} \equiv PDD^{st}(z+h, F.S., f, h\nu) \left(\frac{T(z, F.S.Q, h\nu)}{T(z+h, F.S.Q, h\nu)} \right) \quad (91)$$

donde: PDD^{st} representa la PDD a la profundidad $z+h$ en las condiciones de referencia asumiendo incidencia normal sobre la superficie (hipotética) plana $C''C''$, $F.S.Q$ es el tamaño de campo en el punto de medida S y T indica sea el TAR sea el TMR, según corresponda⁵⁸.

Corrección por medio del método del corrimiento de isodosis

Este método propone correr el valor de dosis en el punto S verticalmente una cantidad kh , donde h es el espesor de tejido faltante⁵⁹ y k es un factor (<1) que depende de la energía del haz de fotones⁶⁰.

Para casos de tejido faltante $h > 0$ y por tanto las curvas de isodosis se corren “alejándose de la fuente”, mientras para tejido sobrante $h < 0$ y las curvas se corren “hacia la fuente de radiación”.

4.6.. Compensación por tejido faltante

Además de los métodos para corregir por contornos irregulares e incidencia oblicua, diversas técnicas sencillas han sido desarrolladas para compensar por tejido faltante, entre los cuales se encuentran cuñas, materiales bolus y compensadores.

Filtros tipo cuña

Los filtros cuña se utilizan para compensar las superficies de isodosis para haces de fotones incidiendo de manera oblicua sobre superficies de paciente relativamente planas. Se utilizan, básicamente, dos tipos de filtros tipo cuña:

⁵⁷aproximación razonable siempre que $h \ll f$

⁵⁸Se realiza la aproximación de que el TAR o TMR no depende de la SSD para variaciones entre la SSD nominal y ese valor mas h

⁵⁹En caso de tejido sobrante, $h < 0$

⁶⁰ $k = 0,7$ para energías entre ⁶⁰Co y 5MV, $k = 0,6$ para energías entre 5 y 15MV y $k = 0,5$ para energías entre 15 y 30MV

1. Cuñas físicas que están hechas de plomo, acero o material similar. Colocadas en el campo de radiación generan una disminución progresiva de la intensidad a lo largo del haz⁶¹ y provoca una deflexión de las curvas de isodosis estándares (de incidencia normal).
2. Cuñas dinámicas, que consiste en una técnica de producir un efecto cuña por medio de manipulaciones (apertura-cerrado) del sistema de colimación del haz durante la irradiación.

El ángulo de cuña se define como el ángulo de desvío de una dada curva de isodosis, en la posición del eje central del campo, para una profundidad específica, típicamente a 10 cm en agua.

Las cuñas físicas se construyen, generalmente, para ángulos de 15, 30, 45 y 60 grados; mientras la cuña dinámica consiguen cualquier valor entre 0 y 60 grados.

El factor⁶² de cuña *WF* (*Wedge Factor*) se define como el cociente de las dosis correspondientes a la profundidad z_{max} en agua sobre el eje central del haz medidas con y sin cuña.

Materiales Bolus

El Bolus es material (generalmente deformable) tejido-equivalente que se coloca directamente sobre la piel en la superficie del paciente para compensar en regiones de tejido faltante, allí donde haya superficies irregulares, y de este modo proveen una superficie de incidencia plana para realizar una incidencia normal típica. En principio, la utilización de bolus es absolutamente simple de implementar en la práctica, sin embargo cuenta con serias desventajas: para haces de fotones de megavoltaje resulta en la pérdida de protección piel (*skin sparing*).

Compensadores

Los compensadores se utilizan para producir exactamente el mismo efecto que el bolus, pero mantienen el efecto de protección piel. Consiste de materiales que simulan la forma del bolus pero se colocan a unos 15 a 20 cm de la superficie a tratar del paciente, en dirección a la fuente de radiación. a pesar de que los compensadores deberían construirse de materiales tejido-equivalentes, usualmente se fabrican de plomo o aleación especial como Cerrobend.

Debido a que los compensadores se colocan a una cierta distancia de la superficie del paciente, para mantener el efecto de protección piel, existen algunos cuidados especiales que deben considerarse para su fabricación:

- Divergencia del haz
- Coeficiente de atenuación (lineal) del material del compensador respecto del agua.
- Efecto de reducción en la dispersión a varias profundidades, debido al hecho que el compensador no está colocado sobre paciente, sino a unos 20 cm.

4.7.. Correcciones por presencia de inhomogeneidades

La aplicabilidad de mapas de isodosis y tablas de distribuciones de dosis en profundidad estándares asume homogeneidad del medio irradiado. Para el caso real de un paciente, sin embargo, estas condiciones de homogeneidad no se satisfacen y el campo atraviesa zonas con diferentes materiales, como grasa, hueso, músculo, pulmón y aire, entre otros. La presencia de estas inhomogeneidades provoca cambios en las distribuciones de dosis correspondientes a situaciones estándares de homogeneidad. El efecto de la presencia de inhomogeneidades depende del tipo y de la cantidad de material que es atravesada por el haz, así como de la calidad de la radiación del haz.

El efecto de inhomogeneidades en el tejido irradiado puede clasificarse en dos categorías⁶³:

- Cambios en la absorción del haz primario y las consecuentes propiedades de fotones dispersados.

⁶¹Sin embargo, estrictamente, se produce también una modificación del espectro del haz de fotones dentro del campo de radiación, ya que un espesor fijo de material atenúa de manera diferente las distintas componentes del haz polienergético. Las cuñas físicas pueden alterar la calidad del haz de rayos X, provocando un endurecimiento del haz para energías entre 6 y 10 MV y un enblandamiento para energías superiores a 15 MV. Este efecto influye sobre la PDD y debe ser tenido en cuenta para la planificación de tratamientos

⁶²De transmisión

⁶³Para una descripción detallada, discutiendo y poniendo a prueba los diferentes métodos y teorías de corrección de los efectos por presencia de inhomogeneidades, en haces de fotones, véase [Valente 2003](#)

- Cambios en la fluencia de electrones secundarios⁶⁴.

La importancia relativa de cada uno de estos dos efectos depende, principalmente, de la zona del paciente en cuestión, donde se requiere determinar las alteraciones en la dosis absorbida. Para puntos ubicados más allá de la inhomogeneidad, el efecto predominante es la atenuación del haz primario. Los cambios en los fotones dispersados afectan mayormente en cercanías de la inhomogeneidad que en regiones alejadas. Los cambios en la fluencia de electrones secundarios, contrariamente, afectan principalmente la distribución de dosis dentro de la inhomogeneidad y hacia los bordes de las interfaces.

Para el caso de haces de rayos X de megavoltaje, para los cuales el efecto de interacción dominante es el efecto Compton, la atenuación del haz en cualquier medio material está dominada por la densidad electrónica ρ_e , que es el número de electrones por unidad de volumen. Por tanto, puede definirse una profundidad efectiva para calcular la transmisión a través de materiales que no sean tejido-equivalentes. Sin embargo, en cercanía de límites de material o interfaces la distribución es más compleja⁶⁵.

Los métodos de corrección por presencia de inhomogeneidades se exponen en términos de la Figura 17, que muestra un diagrama de una inhomogeneidad de densidad electrónica⁶⁶ ρ_e .

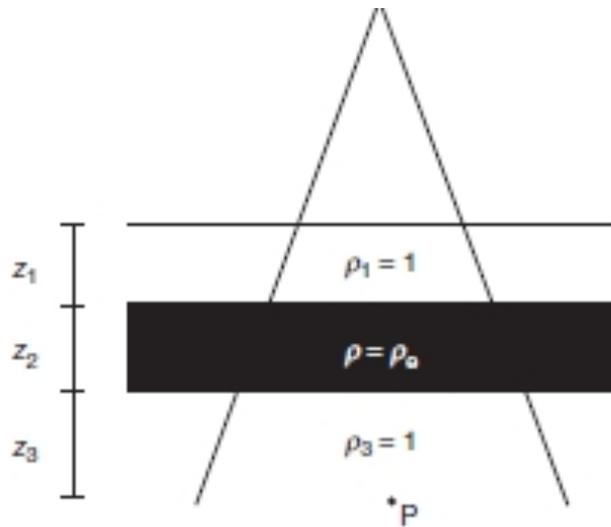


Figura 17. Esquema conteniendo una inhomogeneidad inserta entre dos materiales tejido-equivalentes.

Los materiales que anteceden y siguen a la inhomogeneidad en la dirección de incidencia del haz se asumen agua-equivalentes, *i.e.* $\rho_e \approx 1$. Se asume que el fantoma es de dimensiones laterales infinitas⁶⁷. El cálculo de la corrección a la dosis absorbida por presencia de inhomogeneidades se realiza para el punto P de la figura, que se encuentra a una distancia d_3 de la interfaz de abajo, a $d_3 + d_2$ respecto de la interfaz de arriba y a una distancia $d = d_1 + d_2 + d_3$ de la superficie de incidencia del fantoma. Se presentan tres modelos de corrección por presencia de inhomogeneidades, en referencia a la Figura 17.

⁶⁴Estrictamente, sería cambios en la fluencia de partículas cargadas secundarias, pero los electrones son la componente absolutamente dominante de éstos, de allí la denominación

⁶⁵Por ejemplo, para haces de megavoltaje, puede ocurrir pérdida de las condiciones de equilibrio electrónico en cercanía a interfaces para el caso de materiales de baja densidad o cavidades de aire. Contrariamente, para haces de rayos X superficiales y de ortovoltaje, el principal problema es la presencia de hueso, ya que la dosis absorbida en hueso y vecindades inmediatas puede ser varias veces mayor a la dosis en tejido blando, en ausencia de inhomogeneidad. El aumento en la absorción de energía se debe al aumento de la fluencia de electrones secundarios provenientes de absorción Fotoeléctrica en material denso

⁶⁶Relativa al agua

⁶⁷O bien, realísticamente, se considera un fantoma de dimensiones laterales mucho mayores al tamaño de campo del haz $F.S.$

Método Razón Tejido-Aire (TAR)

El Factor de Corrección (CF_I) propuesto⁶⁸ para el punto **P** es:

$$CF_I \equiv \frac{T(d_{ef}, F.S.Q)}{T(d, F.S.Q)} \quad (92)$$

donde T indica el TAR o TMR según corresponda, d es la profundidad real del punto **P** en fantoma, d_{ef} es la profundidad efectiva en fantoma, definida como $d_{ef} \equiv d_1 + \rho_e d_2 + d_3$ y $F.S.Q$ es el tamaño de campo proyectado a la profundidad del punto **P**⁶⁹.

Método Ley de potencias para Razón Tejido-Aire

Batho-Young y Gaylord propusieron un método de corrección (CF_{II}), en el cual el cociente de TAR se incluye en una ley de potencias, como sigue:

$$CF_{II} \equiv \left(\frac{T(d_2 + d_3, F.S.Q)}{T(d_3, F.S.Q)} \right)^{\rho_e - 1} \quad (93)$$

donde ρ_e es la densidad electrónica de la inhomogeneidad relativa al agua⁷⁰.

La derivación de esta expresión proviene de consideraciones teóricas, con la aproximación de que sólo hay interacciones de tipo Compton. Esta expresión no es aplicable a puntos dentro de la inhomogeneidad o en la región de *buildup*. Se dispone de verificaciones experimentales para este modelo para haces de ⁶⁰Co.

Sin embargo, una formulación alternativa del modelo de corrección por ley de potencias del TAR fue propuesto por Sontag-Cunningham (CF_{II}^{S-C}), y esta expresión puede ser también aplicada a puntos dentro de la inhomogeneidad:

$$CF_{II}^{S-C} \equiv \frac{[T(d_3, F.S.Q)]^{\rho_3 - \rho_2}}{[T(d_2 + d_3, F.S.Q)]^{1 - \rho_2}} \quad (94)$$

donde: ρ_3 indica la densidad electrónica relativa al agua de los materiales en la región donde encuentra el punto **P** y ρ_2 es la correspondiente densidad electrónica relativa para el material encima (inhomogeneidad)⁷¹.

Método de Razón Tejido-Aire equivalente

La utilización de profundidades efectivas (o equivalentes) en agua introducida en la Ecuación ?? corrige por efectos en la componente primaria de la dosis. Sin embargo, las variaciones en la componente de dispersión a la dosis no son predichas correctamente por esta expresión, ya que los efectos por cambios en la componente de dispersión está asociada a las propiedades físicas y geométricas de materia entorno al punto **P**. El modelo de Sontag-Cunningham intenta tener en cuenta este efecto por medio del uso de escaleos para el parámetro tamaño de campo. Se define el método Sontag-Cunningham para razones equivalentes de TAR, denominado método ETAR (Equivalent TAR), que propone el factor de corrección CF_{III}

$$CF_{III} \equiv \frac{T(d_{ef}, F.S.e_f)}{T(d, F.S.)} \quad (95)$$

donde d_{ef} es la profundidad efectiva (equivalente en agua) escaleada según las densidades correspondientes y $F.S.e_f$ es el tamaño de campo efectivo, escaleado según las densidades involucradas, y se define como $F.S.e_f \equiv F.S. \cdot \bar{\rho}$, donde la densidad pesada $\bar{\rho}$ se define, para los pesos como:

$$\bar{\rho} \equiv \frac{\sum_i \sum_j \sum_k \rho_{ijk} \cdot W_{ijk}}{\sum_i \sum_j \sum_k W_{ijk}} \quad (96)$$

⁶⁸Que indica el factor de corrección respecto del caso en que se tiene un fantoma agua-equivalente

⁶⁹Nótese que para este modelo, el factor de corrección no depende de la posición del punto **P** respecto de la inhomogeneidad, *i.e.* CF_I no depende del parámetro d_3 siempre que se mantengan d y d_{ef}

⁷⁰Como puede verse de la definición, CF_{II} depende efectivamente de la distancia del punto **P** a la inhomogeneidad, pero no depende de la posición de ésta respecto de la superficie del fantoma, *i.e.* CF_{II} no depende de d_1

⁷¹nótese que la expresión generalizada de Sontag-Cunningham se reduce la Ley de potencias simple CF_{II} para el caso en que el punto **P** se encuentre en material de densidad electrónica relativa igual a 1

donde ρ_{ijk} es la densidad electrónica relativa en el *voxel*⁷² (i, j, k) y W_{ijk} es el factor peso que se le asigna a cada elemento (voxel) en términos de su contribución relativa a la componente por dispersión de la dosis en el punto **P**.

Los factores de peso W_{ijk} pueden calcularse utilizando modelos que asumen la interacción Compton como efecto dominante, y se utilizan las secciones eficaces Compton para integrar la dispersión en todo el volumen irradiado, evaluando esta cantidad para cada punto dentro del volumen de interés. Sin embargo, a veces puede utilizarse una aproximación bastante más simple que consiste en “colapsar” la información (de densidades) de todos los slices sobre un único “slice equivalente”, reduciendo de este modo la integral volumétrica a una integral planar.

4.8.. Modelos para algoritmos de cálculo dosimétrico

Diversos algoritmos, basados en modelados, para el cálculo de la distribución de dosis en paciente utilizados en radioterapia se clasifican en tres categorías:

- **Método de cálculo directo** relativamente simple, basado en aproximación a primer orden para la dispersión Compton, es adicionada a la componente primaria a la dosis por parte del haz. El método es bastante rudimentario y asume un haz incidente paralelo y monoenergético, además ignora las inhomogeneidades presentes.
- **Método de convolución-superposición**, el cual tiene en cuenta la componente indirecta a la dosis absorbida debida a interacciones de los fotones incidentes, separa las interacciones de fotones primarios de interacciones de fotones dispersados y de partículas cargadas secundarias producidos por efectos fotoeléctrico, Compton y producción de pares.
- **Método Monte Carlo**, el cual resulta ser la técnica más prometedora⁷³ entre los métodos computacionales basados en modelado, utiliza descripciones bien establecidas y confiables de los parámetros de interacción (secciones eficaces) que gobiernan las propiedades de interacción de las partículas involucradas y el proceso de transporte se modeliza computacionalmente dentro del volumen definido de interés. Las técnicas Monte Carlo resultan particularmente importantes para todos los algoritmos basados en modelados de transporte de radiación, particularmente para caracterizar los haces que emergen de las fuentes de radiación y también para cálculos clínicos de distribución de dosis absorbida. Algunas limitaciones de la técnica Monte Carlo puede ser el tiempo de cálculo requerido para realizar una cantidad suficiente de *historias* o *cascadas* “showers” para lograr incertezas deseadas.

4.9.. Dosis relativa con cámara de ionización

Las cámaras de ionización son los dispositivos (dosímetros) más utilizados en radioterapia externa, incluso sirven tanto para haces de fotones como de electrones proveyendo de mediciones en un punto de referencia en fantoma. También pueden emplearse para determinar distribuciones por medio de mediciones relativas a esas referencias, y son útiles para medir varios parámetros y funciones de la dosis como *CF*, *RDF*, *PDD* y perfiles laterales de campo, dosis en superficie y dosis en región de *buildup*.

La dependencia respecto de factores de corrección (como polaridad de la cámara, recombinación de iones, razones de stopping powers y correcciones por fluencia) que afectan la lectura deben ser considerados para mediciones de distribuciones de dosis relativa⁷⁴.

Generalmente, para cada tipo de medición existe un tipo de cámara diseño exclusivamente y el uso de esta cámara es, obviamente, la recomendación. Por ejemplo:

- Mediciones de dosis y tasa de dosis en puntos de referencia en fantoma para haces de rayos X de megavoltaje y electrones con energías mayores a 10MV: Se recomienda el uso de cámara de ionización cilíndrica de relativamente grande volumen sensible $0,6\text{cm}^3$, lo cual genera una buena relación señal-ruido.

⁷²Que pueden derivarse, por ejemplo de los índices de Hounsfield de una CT

⁷³Se espera, de hecho, que con el rápido avance de la tecnología informática, las técnicas Monte Carlo se conviertan en el método estándar para cálculos dosimétricos. Los datos de distribución y propiedades físicas de materia para cada paciente pueden introducirse utilizando datos de CT

⁷⁴Sin embargo, en ocasiones, puede justificarse ignorar estos parámetros

- Mediciones de distribuciones relativas de dosis (como *PDD* y perfiles laterales de campo) para haces de fotones para profundidades mayores a z_{max} y haces de electrones: Se recomienda el uso de cámaras de volumen chico ($0,1cm^3$) para mejorar la resolución espacial.
- Mediciones de dosis en superficie y dosis en la región de *buildup* (antes de z_{max}) en haces de fotones: Se recomienda el uso de cámara plano-paralela⁷⁵ con una ventana delgada y pequeña separación entre electrodos ($1mm$) para mejorar la resolución espacial.
- La Figura 18 muestra una medida típica de una curva de PDD de fotones de megavoltaje, medida con polaridad positiva y negativa de la cámara plano-paralela, lo cual evidencia las diferencias e la zona de *buildup*.

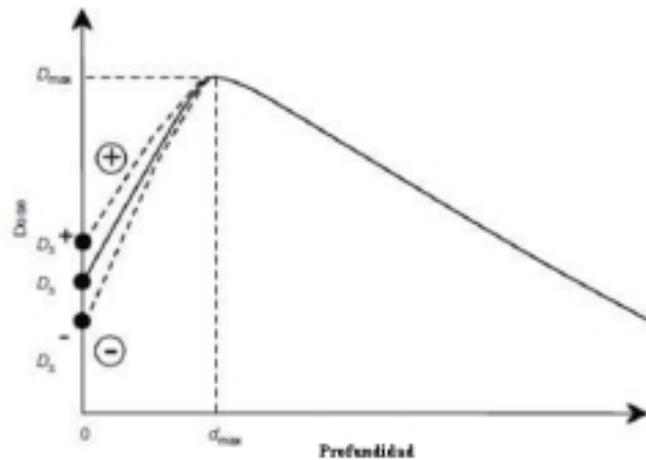


Figura 18. Dosis en profundidad para un haz de fotones de megavoltaje medido con diferentes polaridades en la cámara de ionización.

- En la región de *buildup* la polaridad positiva de la cámara de ionización plano-paralela produce una señal mayor al caso de polaridad negativa, siendo la diferencia mayor en cercanía de la superficie de incidencia y desaparece al llegar a z_{max} . En la región de *buildup*, debe medirse utilizando ambas polaridades de la cámara plano-paralela y luego promediar ambas lecturas⁷⁶.
- Para profundidades mayores a z_{max} ambas polaridades proveen la misma lectura, ya que se alcanzó el equilibrio de partículas cargadas, y por tanto existe equilibrio electrónico en el electrodo de medición.
- La eficiencia de colección de iones depende, no sólo del potencial aplicado entre los electrodos sino también de la tasa de dosis en la cavidad de la cámara. Por tanto, en principio, para realizar medidas de distribuciones relativas en profundidad, debería tenerse en cuenta cambios en la eficiencia de colección iónica, como una función del punto de medición en fantoma (profundidad para PDD). Sin embargo, en la práctica, las variaciones en la eficiencia de colección iónica resultan menores al 2%, se ignoran los cambios de eficiencia iónica en profundidad para medidas de PDD.
- En general, las razones de *stopping powers* agua-aire y correcciones por factores de cámara resultan también ser dependientes de la posición del punto de medida en fantoma (profundidad para PDD) y esta dependencia, según los requerimientos específicos, debe ser tomada en cuenta.

⁷⁵En la región de *buildup*, la cámara cilíndrica produce lecturas incoherentes debido al relativo grande espesor de la pared de cámara

⁷⁶Eliminando de este modo el efecto conocido como corriente Compton, que resulta de la interacción de los fotones incidentes con el electrodo de la cámara, lo cual afecta la lectura ya que influencia las corrientes medidas, afectando de un modo la polaridad positiva y de otro la polaridad negativa

Para haces de fotones: La razón restringida de poderes de frenado $\left(\frac{\bar{L}}{\rho}\right)_{air}^{water}$ (*restricted stopping power ratios*) agua aire resulta, esencialmente independiente de la profundidad para $z > z_{max}$.

Para haces de electrones: La razón restringida de poderes de frenado (*restricted stopping power ratios*) agua aire varía significativamente a lo largo de la profundidad en fantoma, requiriendo por tanto correcciones a las lecturas de la cámara de ionización. Puede utilizarse una expresión aproximada, para la razón restringida de poderes de frenado agua aire en términos de la profundidad z y de la energía (parametrizada según el rango R_{50}):

$$\left(\frac{\bar{L}}{\rho}\right)_{air}^{water}(z, R_{50}) \approx \frac{A + B(\ln R_{50}) + C(\ln R_{50})^2 + D\left(\frac{z}{R_{50}}\right)}{1 + E(\ln R_{50}) + F(\ln R_{50})^2 + G(\ln R_{50})^3 + H\left(\frac{z}{R_{50}}\right)} \quad (97)$$

donde los coeficientes son:

$$A = 1,0752, B = -0,50867, C = 0,088670, D = -0,08402, E = -0,42806, F = 0,064627 \text{ y } H = -0,12460.$$

4.10.. Dosimetría: Cálculo para haces de fotones

Antes de realizar ejemplos de cálculos dosimétricos para haces de fotones de megavoltaje, es necesario introducir algunos conceptos útiles como Unidades Monitor (UM) y unidades típicas en radioterapia, como cGy para la dosis, mientras que los factores de *output* de las máquinas de rayos X se miden en cGy/UM en referencia a z_{max} en fantoma.

4.10.1.. Cálculo de Unidades Monitor (UM)

Las cámaras de ionización por transmisión colocadas en el cabezal del linac se calibran de modo que el *output*⁷⁷ del haz sea $1cGy/MU$ a z_{max} para un campo de $10 \times 10cm^2$ a SSD de 100 cm, *i.e.* $D_P(z_{max}, 10 \times 10, 100, h\nu) = 1cGy/MU$.

La dosis en $P = z_{max}$ para campo de $10 \times 10cm^2$ a SSD de 100cm $D_P(z_{max}, 10 \times 10, 100, h\nu)$ se calcula entonces trámite:

$$D_P(z_{max}, F.S., 100, h\nu) = D_P(z_{max}, 10 \times 10, 100, h\nu) \cdot RDF(F.S., h\nu) \quad (98)$$

La cantidad de Unidades Monitor requeridas (**MU**) para realizar un tratamiento con *setup* SSD entregando una dosis al tumor TD en el punto Q (sobre el eje central del campo) con tamaño de campo $F.S.$ se calcula utilizando la Ecuación reconociendo que $\dot{D}_Q = TD = TD/MU$, donde TD es la tasa de dosis en tumor. Entonces, para el montaje tipo SSD las Unidades Monitor para tratamiento (**MU**) se calculan por medio de:

$$MU = \frac{TD}{D_P(z_{max}, 10 \times 10, 100, h\nu) \cdot RDF(F.S., h\nu) \cdot PDD(z, F.S., f, h\nu)} \quad (99)$$

De manera similar, para el caso del *setup* SAD, la cantidad de Unidades Monitor (**MU**) puede calcularse empleando la ecuación anterior, reconociendo que $\dot{D}_{Q_{max}} = TD = TD/MU$ y que

$D_{Q_{max}}(z_{max}, F.S., Q, SADO = 100, h\nu)$ puede aproximarse por:

$$D_{Q_{max}}(z_{max}, F.S., Q, 100_{SAD}, h\nu) \approx \dot{D}_P(z_{max}, 10 \times 10, 100_{SSD}, h\nu) \cdot \left(\frac{f + z_{Ref}}{f}\right)^2 \quad (100)$$

Entonces, para el montaje tipo SAD las Unidades Monitor para tratamiento (**MU**) se calculan por medio de:

⁷⁷Tasa de dosis

$$\text{MU} = \frac{TD}{D_P(z_{max}, 10 \times 10, 100_{SSD}, h\nu) \cdot RDF(F.S., h\nu) \cdot TPR(z, F.S.Q, h\nu)} \left(\frac{f}{f + z_{Ref}} \right)^2 \quad (101)$$

4.10.2.. Cálculo dosimétrico setups SSD y SAD

Dada la tasa de dosis⁷⁸ para el punto ubicado a 15 cm de profundidad para un campo de 15×15 de un haz de fotones de megavoltaje de ⁶⁰Co y valor de f de 80cm ($\dot{D}(15\text{cm}, 15 \times 15, 80, {}^{60}\text{Co})$), calcular mediante técnica SSD y técnica SAD, la tasa de dosis a 10cm de profundidad para un tamaño de campo de 20×20 y valor de $f = 140\text{cm}$ para el mismo haz de ⁶⁰Co. El medio irradiado es homogéneo, de superficie plana normal al eje de simetría del haz.

Cálculo para setup SSD

- PASO 1:** Determinar la tasa de dosis, para $f = 80\text{cm}$ y tamaño de campo $15 \times 15\text{cm}^2$ en z_{max} , que para ⁶⁰Co es $z_{max} = 0,5\text{cm}$:

$$\dot{D}(0,5\text{cm}, 15 \times 15, 80, {}^{60}\text{Co}) = \dot{D}(15\text{cm}, 15 \times 15, 80, {}^{60}\text{Co}) \cdot \frac{100}{PDD(15, 15 \times 15, 80, {}^{60}\text{Co})}$$

- PASO 2:** Determinar la tasa de dosis para un pequeño volumen de material (agua) rodeado por aire colocado en el punto de referencia z_{max} para el tamaño de campo de $15 \times 15\text{cm}^2$ ($\dot{D}'_{f=80\text{cm}+z_{max}}$):

$$\dot{D}'_{80,5\text{cm}} = \dot{D}(0,5\text{cm}, 15 \times 15, 80, {}^{60}\text{Co}) \cdot \frac{1}{PSF(15 \times 15, {}^{60}\text{Co})}$$

- PASO 3:** Determinar el tamaño de campo correspondiente a $f = 80,5\text{cm}$ para la situación de $f = 140\text{cm}$ (SAD=140cm) y $F.S. = 20 \times 20\text{cm}^2$:

$$a_{eqF.S.80\text{cm}} = 20\text{cm} \cdot \left(\frac{80\text{cm}}{140\text{cm}} \right) = 11,429\text{cm} \Rightarrow F.S. \cdot equiv_{80,5} = 11,4 \times 11,4\text{cm}^2$$

- PASO 4:** Determinar la tasa de dosis para un pequeño volumen de material (agua) rodeado por aire para el tamaño de campo equivalente para $f = 140,5\text{cm}$ ($\dot{D}'_{80,5\text{cm}}(11,5 \times 11,5, {}^{60}\text{Co})$):

$$\dot{D}'_{80,5\text{cm}}(11,5 \times 11,5, {}^{60}\text{Co}) = \dot{D}'_{80,5\text{cm}}(15 \times 15, {}^{60}\text{Co}) \cdot \frac{CF(11,5 \times 11,5, {}^{60}\text{Co})}{CF(15 \times 15, {}^{60}\text{Co})}$$

- PASO 5:** Determinar la tasa de dosis para un pequeño volumen de material (agua) rodeado por aire ubicado en el punto de interés $f = 140,5$ y para el tamaño de campo de interés $F.S. = 20 \times 20\text{cm}^2$ ($\dot{D}'_{140,5}(20 \times 20, {}^{60}\text{Co})$):

$$\dot{D}'_{140,5}(20 \times 20, {}^{60}\text{Co}) = \dot{D}'_{80,5}(11,5 \times 11,5, {}^{60}\text{Co}) \cdot \left(\frac{80,5\text{cm}}{140,5\text{cm}} \right)^2, \quad \text{donde:}$$

$$\left(\frac{80,5\text{cm}}{140,5\text{cm}} \right)^2 = 0,32828$$

⁷⁸medida en unidades de cGy/min

6. **PASO 6:** Determinar la tasa de dosis para un pequeño volumen de material (agua) rodeado por aire en el punto de máximo $z_{max} = 0,5cm$ para el haz de ^{60}Co con el tamaño de campo correcto ($F.S. = 20 \times 20$) y la f correcta ($f = 140$):

$$\dot{D}(0,5, 20 \times 20, 140, ^{60}Co) = \dot{D}'_{140,5}(20 \times 20, ^{60}Co) \cdot PSF(20 \times 20, ^{60}Co)$$

7. **PASO 7:** Determinar la tasa de dosis para el punto Q solicitado, a 10cm de profundidad con $f = 140cm$ y $F.S. = 20 \times 20cm^2$:

$$\dot{D}(10cm, 20 \times 20cm^2, f = 140cm, ^{60}Co) = \dot{D}(0,5, 20 \times 20, 140, ^{60}Co) \cdot PDD(10, 20 \times 20, 140, ^{60}Co)$$

De manera general, y simplificada, el cálculo es el siguiente:

$$\frac{\dot{D}(10, 20 \times 20, 140, ^{60}Co)}{\dot{D}(15, 15 \times 15, 80, ^{60}Co)} = \frac{PDD(10, 20 \times 20, 140, Co) PSF(20 \times 20, Co) CF(11,5 \times 11,5, Co)}{PDD(15, 15 \times 15, 80, Co) PSF(15 \times 15, Co) CF(15 \times 15, Co)} \left(\frac{80 + 0,5}{140 + 0,5} \right)^2 \quad (102)$$

Cálculo para setup SAD

1. **PASO 1:** Determinar la tasa de dosis para un pequeño volumen de material (agua) rodeado por aire ubicado a 95cm ($Z = 95 = z + f = 80 + 15$) de la fuente y para el tamaño de campo correspondiente ($F.S. 95cm$):

$$a_{eqF.S.95cm} = 15cm \cdot \left(\frac{95cm}{80cm} \right) = 17,8cm \Rightarrow F.S. equiv95 = 17,8 \times 17,8cm^2$$

Entonces:

$$\dot{D}'_{95}(17,8 \times 17,8, ^{60}Co) = \dot{D}'(15, 15 \times 15, 80, ^{60}Co) \cdot \frac{1}{TAR(15, 17,8 \times 17,8, ^{60}Co)}$$

2. **PASO 2:** Determinar la tasa de dosis para un pequeño volumen de material (agua) rodeado por aire ubicado en punto de referencia (de máximo) z_{max} para el tamaño de campo equivalente a 15cm a la distancia $f = 80cm$, i.e. $\dot{D}'_{80,5}(a_{eqF.S.f=80cm}, ^{60}Co)$.

Entonces, se calcula:

$$\dot{D}'_{80,5}(a_{eqF.S.f=80cm} \times a_{eqF.S.f=80cm}, ^{60}Co) = \dot{D}'_{95}(17,8 \times 17,8, ^{60}Co) \cdot \left(\frac{80+15}{80+0,5} \right)^2$$

3. **PASO 3:** Determinar el tamaño de campo equivalente es⁷⁹:

$$a_{eqF.S.f=80cm} = 20cm \cdot \frac{80+0,5}{140+0,5} = 11,5cm$$

Y, luego calcular la tasa de dosis para este tamaño de campo:

$$\dot{D}'_{80,5}(11,5 \times 11,5, ^{60}Co) = \dot{D}'_{80,5}(a_{eqF.S.f=80cm} \times a_{eqF.S.f=80cm}, ^{60}Co) \cdot \frac{CF(11,5 \times 11,5, ^{60}Co)}{CF(15 \times 15, ^{60}Co)}$$

4. **PASO 4:** Determinar la tasa de dosis para un pequeño volumen de material (agua) rodeado por aire en el punto a la distancia $f = 140cm$ y la profundidad $z = 10cm$ del punto Q :

⁷⁹Exactamente igual que para el caso de setup SSD

$$\dot{D}'_{140+10}(a_{eqF.S.f=150cm} \times a_{eqF.S.f=150cm}, {}^{60}Co) = a_{eqF.S.f=150cm} \cdot \left(\frac{80,5}{150}\right)^2$$

donde $a_{eqF.S.f=150cm}$ es el tamaño de campo equivalente a 20×20 en $F = 140$ correspondiente a la $f' = 150$, i.e.:

$$a_{eqF.S.f=150cm} = 20cm \cdot \frac{150}{140} = 21,4cm$$

5. **PASO 5:** Determinar la tasa de dosis para un pequeño volumen de material (agua) rodeado por aire en el punto de interés Q :

$$\dot{D}(10, 20 \times 20, 140, {}^{60}Co) = \dot{D}'_{140+10}(21,4 \times 21,4, {}^{60}Co) \cdot TAR(10, 21,4 \times 21,4, {}^{60}Co)$$

De manera general, y simplificada, el cálculo para el *setup* SAD es el siguiente:

$$\frac{\dot{D}(10, 20 \times 20, 140, {}^{60}Co)}{\dot{D}(15, 15 \times 15, 80, {}^{60}Co)} =$$

$$\frac{TAR(10, 21,4 \times 21,4, {}^{60}Co)}{TAR(15, 17,8 \times 17,8, {}^{60}Co)} \frac{CF(11,4 \times 11,4, {}^{60}Co)}{CF(15 \times 15, {}^{60}Co)} \left(\frac{80 + 15}{140 + 10}\right)^2 \quad (103)$$

4.10.3.. Correcciones por inhomogeneidades: Ejemplo

Considerando el esquema de una situación típica de una volumen conteniendo una inhomogeneidad.

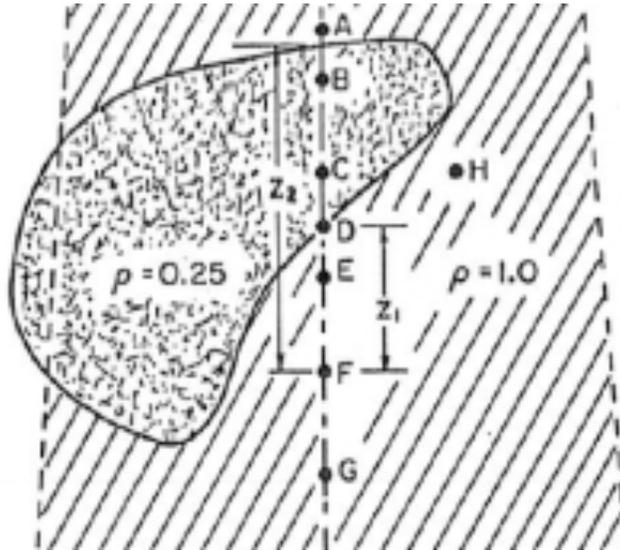


Figura 19. Ejemplo de corrección por contornos irregulares.

Determinar, en referencia a la **figura**, el Factor de Corrección para los puntos **C** y **F**, ubicados a 4 y 8cm de profundidad, respectivamente, asumiendo la distancia entre la inhomogeneidad y la superficie de incidencia igual a 1.5cm y el espesor de la inhomogeneidad (a lo largo del eje central del campo) de 3.5cm. El haz incidente es de una máquina de ^{60}Co con tamaño de campo de $10 \times 10 \text{cm}^2$. Comparar los resultados utilizando el método de Cociente de TAR y el método Ley de Potencias para el cociente de TAR.

Método del Cociente de TAR

Utilizando la Ecuación anterior para el Factor de Corrección por inhomogeneidad CF_I del método TAR, debe calcularse:

$$CF_I = \frac{TAR(d_{ef}, F.S.Q)}{TAR(d, F.S.Q)}$$

I. Cálculo para el punto **C**:

$$d_{ef} = 1,5\text{cm} \cdot 1 + 2,5\text{cm} \cdot 0,25 = 2,125\text{cm}$$

Entonces, utilizando los valores tabulados de TAR (véase Tabla):

$$TAR(4, 10 \times 10) = 0,940$$

$$TAR(2,125, 10 \times 10)^{80} = 1,00$$

$$\text{De donde: } CF_I = \frac{1,00}{0,94} = \boxed{1.0638}$$

II. Cálculo para el punto **F**:

$$d_{ef} = 1,5\text{cm} \cdot 1 + 3,5\text{cm} \cdot 0,25 + 3 \cdot 1 = 5,375\text{cm}$$

Entonces, utilizando los valores tabulados de TAR (véase Tabla):

$$TAR(8, 10 \times 10) = 0,787$$

$$TAR(5,375, 10 \times 10)^{81} = 0,891$$

$$\text{De donde: } CF_I = \frac{0,891}{0,787} = \boxed{1.1321}$$

Método de Ley de Potencias del Cociente de TAR

Utilizando la Ecuación anterior se calcula el Factor de Corrección por inhomogeneidad CF_{II}^{S-C} mediante el método de Ley de Potencias para el cociente de TAR de Sontag-Cunningham:

$$CF_{II}^{S-C} = \frac{[TAR(Z_2, F.S.Q)]^{p_3 - p_2}}{[TAR(Z_1 + Z_2, F.S.Q)]^{1 - p_e}} \quad 82$$

Entonces:

I. Cálculo para el punto **C**:

$$Z_2 = 2,5\text{cm}, Z_2 + Z_1 = 2,5\text{cm} + 1,5 = 4\text{cm}$$

$$TAR(2,5, 10 \times 10) = 0,989, TAR(4, 10 \times 10) = 0,940$$

De donde, resulta:

$$CF_{II}^{S-C} = \frac{[0,989]^{0,25-1}}{[0,940]^{1-1}} = \boxed{1.0083}$$

II. Cálculo para el punto **F**:

$$Z_2 = 3\text{cm}, Z_1 + Z_2 = 3,5\text{cm} + 3\text{cm} = 6,5\text{cm}$$

$$TAR(6,5, 10 \times 10) = 0,847, TAR(3, 10 \times 10) = 0,974$$

De donde, resulta:

$$CF_{II}^{S-C} = \frac{[0,974]^{0,25-1}}{[0,847]^{1-0,25}} = \boxed{1.0846}$$

⁸⁰En realidad, aquí debe realizarse una interpolación de los datos de la Tabla

⁸¹En realidad, aquí debe realizarse una interpolación de los datos de la Tabla

⁸²En este ejemplo, Z_2 es la distancia a la primer interfaz y $Z_2 + Z_1$ es la distancia a la otra interfaz, y p_e es la densidad electrónica relativa del material arriba de la interfaz inmediatamente por encima del punto de interés, i.e. $p_e = 1$ para el punto **C** y $p_e = 0,25$ para el punto **F**

4.10.4. Corrección por contornos irregulares

En virtud de la situación diagramada en la Figura 20, calcular el porcentaje de dosis en profundidad para el punto **A** ubicado *off-axis* con parámetros (ver figura) de $h = 3\text{cm}$ y $d = 5\text{cm}$ para el caso de una superficie de incidencia con contorno irregular *SS*, asumiendo que se irradia con un haz de ^{60}Co con tamaño de campo de $10 \times 10\text{cm}^2$ y SSD (característica) de 80cm . Comparar los resultados derivados del método de la SSD efectiva y el método del TAR.

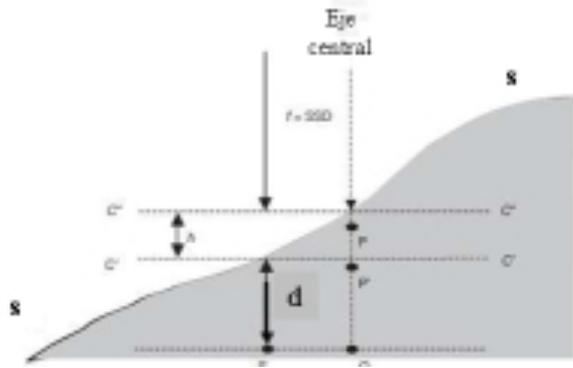


Figura 20. Ejemplo de corrección por contornos irregulares.

Los datos necesarios⁸³ son, para $SSD = 80\text{cm}$:

Tamaño de campo en punto **A**: $a_{eqA=8\text{cm}} = 10\text{cm} \cdot \frac{80+3+5}{80} = 11\text{cm}$

Entonces, de Tablas:

$TAR(5, 11 \times 11) = 0,910$, $TAR(8, 11 \times 11) = 0,795$

Del gráfico de la Figura 20, la PDD en **A** respecto de la superficie (hipotética) plana $S'S'$ es⁸⁴: 78% .

Entonces, la PDD corregida por el método de la SSD efectiva resulta:

$$PDD_{corr}(\mathbf{A}) = 78 \cdot \left(\frac{80 + z_{max}}{80 + h + z_{max}} \right)^2 \quad (104)$$

De donde, resulta:

$$PDD_{corr}(\mathbf{A}) = \boxed{72.496}$$

Del gráfico de la Figura 20, la PDD en **A** respecto de la superficie (hipotética) plana $S'S'$ es⁸⁵: 65% .

Entonces, la PDD corregida por el método del TAR resulta:

$$PDD_{corr}(\mathbf{A}) = 65 \cdot \frac{TAR(5, 11 \times 11)}{TAR(8, 11 \times 11)} \quad (105)$$

De donde, resulta:

$$PDD_{corr}(\mathbf{A}) = \boxed{74.403}$$

⁸³Que pueden obtenerse de tabulaciones estándares

⁸⁴Aproximadamente, de las curvas sólidas del gráfico

⁸⁵Aproximadamente, de las curvas a trozos del gráfico

4.11.. Planificación de tratamientos con fotones

En esta sección se plantean los conceptos básicos necesarios para la planificación de tratamiento con haces de fotones. Se repasan las técnicas para la adquisición de información de paciente y simulación de tratamientos. También se definen las características y metodologías para el posicionamiento e inmovilización de paciente, incluyendo el uso de tomografía computada y resonancia magnética. Se introducen algunas consideraciones clínicas para haces de fotones y para la evaluación del tratamiento planificado, y el cálculo del tiempo de tratamiento y unidades monitor. Se presentan ejemplos de planificación SSD: cálculo y evaluación; y de planificación SAD: cálculo y evaluación.

Usualmente los tratamientos de radioterapia externa con haces de fotones utilizan más de un único campo de radiación, de modo de procurar el mejor recubrimiento posible de la zona que debe tratarse, al tiempo que se intenta proteger las estructuras sanas circundantes.

Según el Reporte No. 50 del ICRU, las recomendaciones indican la necesidad de alcanzar una uniformidad de la dosis entregada al volumen que debe ser tratado de +7% y -5% respecto del valor de dosis prescrito. Las técnicas modernas de radioterapia con haces de fotones permiten emplear una amplia variedad de energías, tamaños de campo, utilizando configuraciones de tipo SSD o SAD.

VOLÚMENES DE TRATAMIENTO

La definición precisa de los diferentes volúmenes representa un requerimiento básico para la radioterapia, particularmente para la planificación 3D de tratamientos. Los Reportes 50 y 62 del ICRU definen y describen los diferentes volúmenes de interés, blancos y estructuras críticas en riesgo involucrados en el proceso de planificación de tratamientos.

Para finalidades de planificación 3D de tratamientos, se introducen los conceptos relativos a volúmenes principales:

- **Volumen Tumor Bruto (GTV, *Gross Tumour Volume*):**

“El GTV es la extensión visible, palpable o demostrable del tejido maligno en crecimiento”.

El GTV generalmente se establece en términos de información obtenida, en combinación, a partir de técnicas de diagnóstico (como CT, IRM), métodos de diagnóstico clínico (como patología, histología) y examinación clínica.

- **Volumen blanco clínico (CTV, *Clinical Target Volume*):**

“EL CTV es el volumen de tejido que contiene al GTV y/o zonas aledañas con riesgo de enfermedad por filtración celular microscópica. Todo este volumen en conjunto (CTV) debe ser eliminado para alcanzar los objetivos de la terapia, curativa o paliativa”.

Generalmente, el CTV incluye las áreas inmediatamente rodeando al GTV, las cuales pueden contener restos microscópicos de tumor. También, pueden incluirse otras áreas, no necesariamente colindantes, que se encuentren en riesgo de estar afectadas

por tumor⁸⁶. El CTV es un volumen determinado anatómica y clínicamente por parte del radio oncólogo. A veces, el CTV se establece como un margen fijo alrededor del GTV⁸⁷, pero a veces puede coincidir con el GTV. De hecho, en algunos casos pueden establecerse varios CTV no-contiguos, incluso requiriendo diferentes dosages cada zona.

- **Volumen blanco interno (ITV, *Internal Target Volume*):**

“El ITV consiste de CTV más un margen interno discreto. El margen se establece de modo que se tomen en consideración las limitaciones prácticas reales asociadas a: la técnica de irradiación que se aplicará y los movimientos propios internos del CTV durante el tratamiento.”

- **Volumen blanco de Planificación (PTV, *Planning Target Volume*):**

“El PTV es un concepto geométrico y debe establecerse oportunamente para definir la decisión del arreglo de haces que se utilizará, teniendo en cuenta las posibles variaciones geométricas, de modo de garantizar que la dosis prescrita sea entregada al CTV.”

El PTV incluye al ITV más un margen modesto adicional debido a incertezas en el *setup* del equipamiento, tolerancias típicas de la máquina de tratamiento y variaciones durante el tratamiento. El PTV se relaciona con un sistema de referencia de la máquina de tratamiento y usualmente se utiliza: $PTV=ITV+1\text{cm}$ de margen.

- **Órgano en riesgo:**

Se refiere a un órgano cuya sensibilidad a la radiación es tal que la dosis que recibiría durante el tratamiento podría ser significativa comparada con la tolerancia máxima del órgano, lo cual puede implicar modificaciones en la planificación del tratamiento, de manera que se preserve al órgano en riesgo.

Especial atención debe dedicarse a órganos, que a pesar de no estar situados en las zonas inmediatamente adyacentes al CTV, presentan una sensibilidad alta a la radiación y consecuentemente muy bajos niveles de tolerancia de dosis⁸⁸.

Los órganos cuya tolerancia a la radiación depende del fraccionamiento de dosis, deben ser analizados cuidadosamente para evitar sobredosages.

4.12.. Adquisición de información de paciente

Planificación con fotones

La adquisición de datos del paciente es un paso crucial en la elaboración del plan de tratamiento. La variedad de datos de paciente que se utilizan para planificar el tratamiento ofrece información para cálculos manuales de campos simples hasta datos para modernos sistemas de planificación 3D, basados en fusión de imágenes. Las consideraciones generales incluyen:

⁸⁶Por ejemplo el caso de nódulos linfáticos positivos

⁸⁷Por ejemplo, GTV + 1cm de margen

⁸⁸Por ejemplo, la córnea durante tratamientos nasofaríngeos o cerebrales

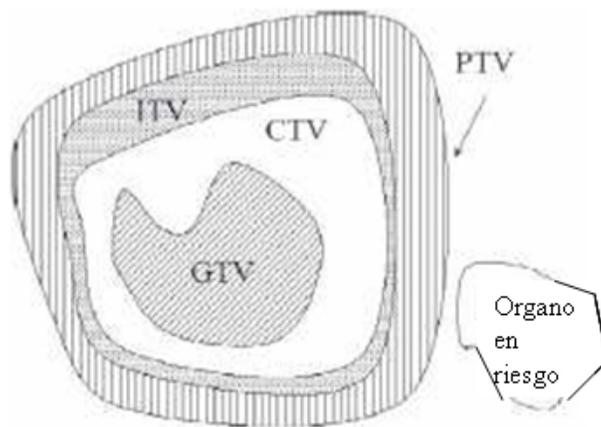


Figura 21. Representación gráfica de los volúmenes de interés, definidos por los Reportes No. 50 y 62 del ICRU.

- Dimensiones del paciente son necesarias para el cálculo de Unidades Monitor de tratamiento, pueden ser obtenidas de imágenes CT o con medidas directas simples.
- El tipo de evaluación de planificación de tratamiento establece los requerimientos relativos a la verificación dosimétrica. Por ejemplo, los histogramas de dosis volumen (DVH) requieren mayores verificaciones que un único punto de evaluación de dosis.
- La implementación de dispositivos especiales de inmovilización y/o marcas fiduciales, o referencias a la estructura ósea, resulta de utilidad para conseguir una mejor precisión durante el tratamiento.

Tipo de datos de paciente

La información de paciente requerida para realizar la planificación del tratamiento depende del tipo de técnica de irradiación y modelo de planificación que se utilicen. De hecho, los datos pueden variar desde distancias rudimentarias, pasando por determinaciones manuales de contornos⁸⁹, hasta información de CT o IMR; incluso usando técnicas avanzadas de fusión.

Planificación bidimensional 2D

Se realiza una determinación del contorno del paciente con un alambre o plástico y se lo traslada a una hoja de gráfico, identificando puntos de referencia. Se utilizan radiografías para comparación y verificación.

Para campos irregulares, se establecen puntos de cálculo representativos de interés usando radiografías de donde pueden estimarse las profundidades y SSD. También pueden identificarse los órganos en riesgo empleando las radiografías.

Planificación tridimensional 3D

⁸⁹Por ejemplo, utilizando un alambre alrededor del paciente

Generalmente, se emplea un conjunto de cortes de CT en la región de interés⁹⁰ para realizar una planificación 3D.

Se resalta el contorno exterior⁹¹ en cada corte (*slice*) utilizado para la planificación. Usualmente, se resaltan el tumor y los volúmenes blanco sobre cada uno de los cortes tomográficos⁹², identificando también órganos en riesgo y estructuras críticas⁹³.

Imágenes de diagnóstico alternativas como Imágenes por Resonancia Magnética (IRM) pueden emplearse para la planificación y/o fusión de imágenes para mejorar el proceso. El usuario del Sistema de Planificación de Tratamientos (TPS) puede elegir ignorar o considerar inhomogeneidades. Pueden generarse también radiografías reconstruidas digitalmente (DRR)⁹⁴ para comparación con films.

4.12.1.. Simulación de tratamientos

La simulación de tratamientos fue inicialmente introducida para asegurar que todos los campos planificados para el tratamiento estuvieran de acuerdo con lo esperado y cumplieren los requisitos intrínsecos de cada situación. El simulador es una equipamiento muy similar a la unidad de tratamiento, pero que carece del acelerador o bomba radioactiva, en su lugar consta típicamente de un tubo convencional de rayos X y/o fluoroscopio.

Actualmente, el proceso de simulación de tratamientos ha ganado nuevos horizontes cumpliendo roles más ambisiosos dentro de la planificación y verificación del tratamiento, como:

- Determinación del posicionamiento del paciente durante el tratamiento.
- Identificación de volúmenes blanco y órganos en riesgo.
- Determinación y verificación de la geometría de los haces de tratamiento sobre el paciente.
- Generación de radiografías de simulación para cada campo de tratamiento a ser comparadas con films.
- Adquisición de datos de paciente para la planificación del tratamiento.

La manera más simple de implementar un procedimiento de simulación de tratamientos consiste en utilizar la misma unidad de tratamiento y realizar radiografías⁹⁵ para establecer la concordancia entre planificación y realidad práctica. Sin embargo, resulta poco práctico utilizar una unidad de tratamiento para simulación, y por ello se recurre a simuladores.

⁹⁰Con espaciamiento de 5 mm en pelvis y tórax y de 3 mm para cabeza y cuello

⁹¹En correspondencia con la piel o la máscara inmovilizadora

⁹²Tarea típicamente realizada por el Radiooncólogo.

⁹³Especialmente, si se requerirán DVH para evaluación de la planificación

⁹⁴Son radiografías virtuales que reproducen la imagen del campo de tratamiento que formarían el haz de fotones si se realizase una radiografía real

⁹⁵De mala calidad, debido a la energía de los haces, para los cuales el efecto predominante para interacciones con materiales biológicos es Compton, que resulta prácticamente independiente del número atómico Z

Actualmente, se dispone de simuladores en montaje análogo a CT o scanners para IRM. Los aspectos clínicos de la simulación de tratamientos son el posicionamiento y la inmovilización del paciente, así también como la adquisición de datos de paciente y caracterización geométrica de los haces. Se destaca particularmente la importancia de complementar lo conceptos aquí vertidos con experiencias prácticas con un sistema de planificación de tratamientos.

4.12.2.. Posicionamiento e inmovilización de paciente

Dependiendo del tipo de tratamiento planificado y de la precisión requerida, pueden considerarse diferentes mecanismos y/o dispositivos para el posicionamiento e inmovilización externos.

Los dispositivos de inmovilización cumplen dos funciones principales:

- Inmovilizar al paciente durante el tratamiento.
- Proveer de medios confiables para la reproducibilidad en el posicionamiento del paciente.

Los métodos más elementales para la inmovilización pueden ser cintas, máscaras improvisadas y bandas elásticas. El dispositivo básico de inmovilización utilizado en radioterapia es la almohadilla apoya cabeza, que permite una mejor confortabilidad al paciente colocado sobre la camilla de tratamiento. La Figura 22 muestra algunos apoya cabeza típicos usados en radioterapia.



Figura 22. Apoya cabezas para posicionamiento e inmovilización de uso en radioterapia.

Las técnicas modernas de radioterapia pueden requerir sistemas, métodos y dispositivos extra para una correcta inmovilización y posicionamiento de paciente. Para tratamientos de cabeza, cuello o cerebro, se recurre usualmente a una máscara plástica, como muestra la Figura 23, que calentada toma la forma exacta del contorno del paciente y asegura una correcta inmovilización através de su fijación a la camilla de tratamiento o una base especialmente adecuada.

Para tratamientos de tórax y pelvis se emplea una especie de almohada constituida por un colector plástico externo impermeable relleno de bolitas de telgopor, al cual una vez colocado en paciente puede aplicarse vacío para que tome la forma exacta del contorno de paciente.



Figura 23. Máscara plástica moldeable para posicionamiento e inmovilización de uso en radioterapia.

Técnicas especiales, como radiocirugía estereotáxica, requieren de sistemas de posicionamiento/inmovilización mucho más precisos, y utilizan un marco estereotáxico que es fijado quirúrgicamente por tornillos al cráneo de paciente, como muestra la Figura 24.

4.12.3.. Uso de tomografía computada y resonancia magnética

Con el fenomenal aumento en el uso de IMR y CT durante la década de '90, se incorporaron las imágenes de diagnóstico por tomografía computada y resonancia magnética como información necesaria para la planificación 3D de tratamientos.

Las imágenes IMR y CT ofrecen buen contraste para tejidos biológicos, permitiendo una correcta identificación y localización de tumores. También, puede establecerse la posición de cada órgano y delimitar fácilmente los contornos de paciente sobre cada uno de los *slices*. La posición de cada *slice* y consecuentemente de los volúmenes de interés puede referirse a un referencial relativo a la estructura ósea de paciente o bien a marcas fiduciales colocadas oportunamente.

El principio de funcionamiento de un *scanner* CT se basa en la interacción de rayos X de kilovoltaje⁹⁶, originando señales denominadas “Índices de Hounsfield”, que representan un valor en una escala de -1000 a 1000 o bien de 0 a 2000 para cada voxel⁹⁷.

Los scanners de resonancia magnética nuclear, se basan en determinaciones de Relajatividades (o tiempos de Relajación) luego de excitar la materia con una tren de pulsos de radiofrecuencia⁹⁸.

⁹⁶Para los cuales los efectos dominantes de interacción en materiales biológicos son: Compton y Fotoeléctrico

⁹⁷El índice de Hounsfield está directamente relacionado con propiedades físicas promedio del material dentro de cada voxel, en particular es directamente proporcional a la densidad electrónica, proveyendo de este modo una manera de identificar y caracterizar inhomogeneidades

⁹⁸Las propiedades de relajación son una característica de cada uno de los materiales y está relacionada con

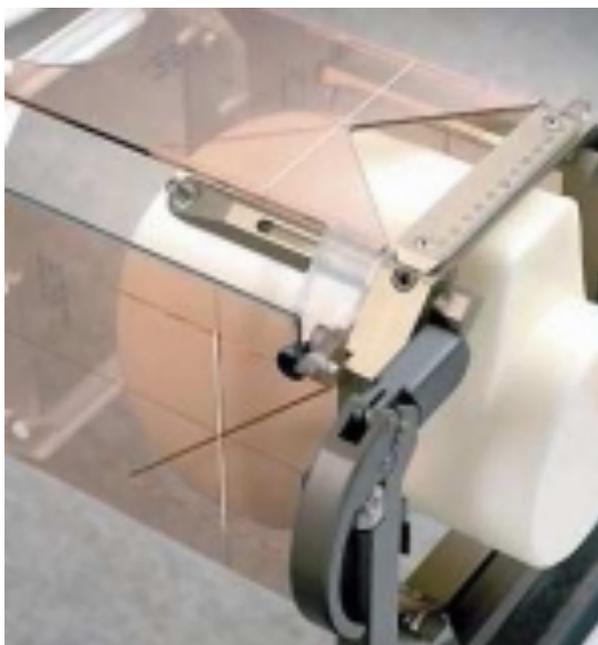


Figura 24. Marco especial para radiocirugía estereotáxica.

La IRM ofrece, respecto de la CT, una ventaja significativa en la diferenciación de inhomogeneidades, ya que están basados en propiedades más sensibles⁹⁹. Por ello, se recomienda su uso para áreas críticas como cerebro, cabeza y cuello. Sin embargo, cuentan con algunas desventajas: señal de hueso pobre o ausente y no pueden generarse DRR y no se dispone de información de densidad electrónica para cálculo de corrección por inhomogeneidades¹⁰⁰.

La Figura 25 muestra imágenes de IMR y CT típicas para la planificación en radioterapia, sobre las cuales se demarcan contornos, tumores, volúmenes de interés y órganos en riesgo.

Pueden generarse radiografías reconstruidas virtualmente (DRR) y comparar con la planificación realizada y las mediciones experimentales directas (con film, arreglo de diodos, arreglo de microcámaras, por ejemplo).

Muchos de los modernos sistemas de planificación de tratamientos (TPS) permiten la utilización en combinación de IMR y CT, e incorporan incluso una novedosa metodología conocida como **fusión de imágenes** que permite una significativa mejora en la identificación y localización de volúmenes de interés y estructuras críticas, como sugiere la Figura 26.

la magnetización, tanto macroscópica “*spin-red*” como microscópica “*spin-spin*”, cada uno de los cuales se caracteriza por un tiempo de relajación diferente, conocidos como T_1 y T_2

⁹⁹Permitiendo una mayor identificación de los volúmenes de interés

¹⁰⁰Además, las técnicas de IMR son más susceptibles a los efectos conocidos como artefactos en la generación de imágenes

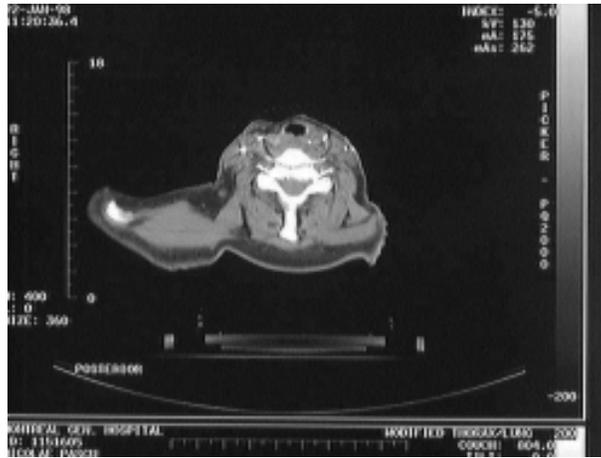


Figura 25. Imágenes de tomografía (para resonancia magnética es análogo) utilizadas en la planificación de tratamientos, en este caso: radiocirugía estereotáxica.

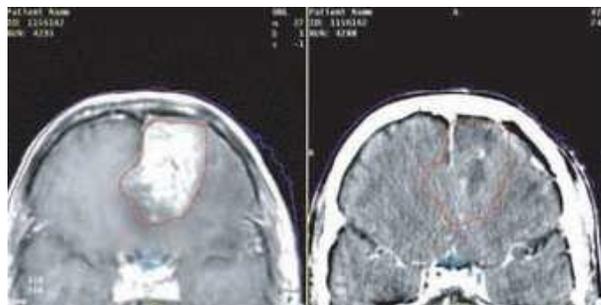


Figura 26. Imágen RMN (izquierda) y CT (derecha) para fusión de imágenes CT-IMR y mejorar la visualización y la información disponible.

4.12.4.. Consideraciones clínicas: haces de fotones

Las curvas de isodosis ofrecen una representación 2D de la distribución de dosis y muestran de manera sencilla el comportamiento de un haz o de una combinación de haces con diferentes insertos.

Las curvas de isodosis pueden medirse directamente en agua o pueden calcularse de curvas de PDD y perfiles laterales de campo. Un dado conjunto de curvas de isodosis es válido para una dada máquina de tratamiento, SSD, tamaño de campo y energía del haz.

Si bien las curvas de isodosis pueden elaborarse de manera de presentar los valores de dosis directamente en Gray, usualmente se realizan mapas de dosis relativa, definiendo un punto de referencia según alguno de estos métodos:

- Normalizar al 100 % respecto del valor en el punto de máxima dosis absorbida.
- Normalización al 100 % al isocentro.

La Figura 27 ¹⁰¹, para un haz de fotones en tratamiento de radiocirugía estereotáxica.

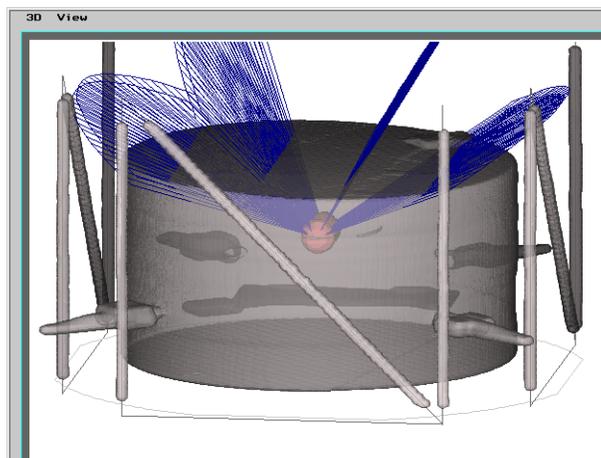


Figura 27. Imágen RMN (izquierda) y CT (derecha) para fusión de imágenes CT-IMR y mejorar la visualización y la información disponible.

Para realizar la planificación de tratamientos debe analizarse cuidadosamente la situación, los objetivos del tratamiento, la geometría del paciente y la posibilidad o necesidad de utilizar insertos o dispositivos como cuñas, filtros, compensadores, bolus, etc. Además, debe utilizarse la información disponible, conjuntamente con los métodos teóricos o semi-empíricos estudiados para corregir por contornos irregulares, incidencia oblicua y presencia de inhomogeneidades.

La utilización de haz único para el tratamiento resulta rara vez adecuado, y por ello, para alcanzar los objetivos de la terapia, debe recurrirse a la utilización de varios campos. En general, se acepta el uso de campos únicos de fotones siempre que se satisfagan las siguientes condiciones:

¹⁰¹ Cortesía de Empresa FIME de Lic. Andrés Bruna, Instituto de Radioterapia Deán Funes, Lic. P. Rico y Dr. M. Valente.

- Cubrimiento razonablemente uniforme del blanco ($\pm 5\%$)
- Máximo de dosis fuera del blanco debe mantenerse relativamente bajo ($< 110\%$)
- Ningún órgano que exceda la respectiva tolerancia

Los campos únicos se emplean usualmente para tratamientos paliativos o para lesiones relativamente superficiales (5 – 10cm, dependiendo de la energía del haz). Para lesiones más profundas se utiliza combinación de dos o más haces, de modo de concentrar la dosis en el blanco y preservar tejidos sanos.

Las distribuciones de dosis para múltiples campos pueden también normalizarse al 100%, análogamente a campos únicos, a la profundidad z_{max} de cada haz o en el isocentro de cada haz. Esto implica que los haces son pesados igualmente.

Puede aplicarse un pesado de haces (*beam weighting*) en el punto de normalización para el caso de múltiples campos, de modo de otorgar mayor/menor importancia relativa¹⁰² a cada uno de los haces.

Consideraciones particulares se aplican según se realice una planificación en arreglo SSD o SAD. Algunas técnicas tradicionales de múltiples campos son:

- **Campos paralelos y opuestos:** Resuelven el problema del gradiente negativo y continuo de dosis característico de campos únicos, más allá del *buildup*, ya que la disminución en profundidad de un campo es compensada por la contribución del otro. La distribución de dosis resultante, como se muestra en la Figura 28, resulta aceptablemente uniforme a lo largo del eje central de los campos.



Figura 28. Técnica: Par de campos paralelos y opuestos.

¹⁰²En correspondencia con las UM de cada haz

Esta técnica puede aplicarse satisfactoriamente para tratar lesiones en pulmón, cabeza y cuello.

- **Múltiples campos coplanares:** Como muestra la Figura 29, la técnica de múltiples campos coplanares puede planificarse en 2D, ya que se trata de un mismo plano común para todos los haces. La gran ventaja de esta técnica es permitir alcanzar altos niveles de dosis en zonas concentradas (en cercanía de la intersección de los campos). Algunos arreglos típicos de la técnica de múltiples campos coplanares son: *Par pesado*, que consiste de dos haces con cuña y ortogonales entre ellos que generan curvas de isodosis de forma trapezoidal en la zona de alta dosis, y este arreglo se utiliza para tratar seno maxilar y lesiones de tiroides; *Caja de cuatro campos (box)*: Técnica de cuatro campos ortogonales entre ellos que producen una región central cuadrada de alta dosis. Este arreglo se utiliza típicamente de pelvis; *Pares de campos opuestos no ortogonales*: que producen zonas de alta dosis en forma romboidal y de mayor dosis, en general, que la técnica *box* y “*Cajita*” de tres pares de campos: compuesta por tres pares de campos opuestos que resulta en una mejor protección de tejidos fuera de la zona de alta dosis.

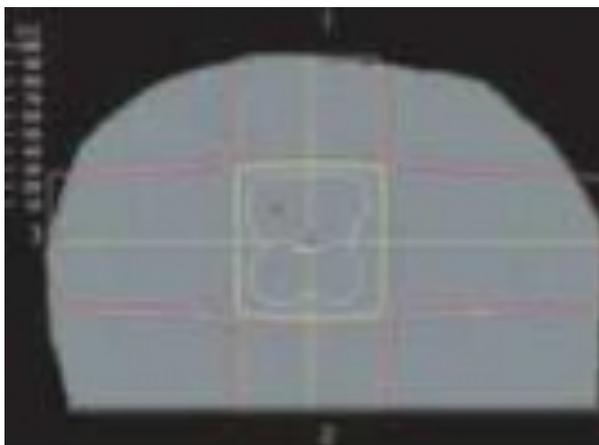


Figura 29. Técnica: Cuatro campos, de a dos pares paralelos y opuestos.

- **Técnicas rotacionales o terapia de arco:** Producen una región concentrada de alta dosis en cercanías al isocentro por medio de la irradiación coplanar recorriendo un arco, y además entregan menor dosis a los tejidos sanos circundantes, respecto del caso de campos estáticos. El blanco se coloca en el isocentro y el gantry de la unidad de tratamiento rota siguiendo uno o varios arcos alrededor del paciente. La Figura ?? muestra la distribución obtenida de un caso típico con dos arcos rotacionales.

Esta técnica es articularmente útil para tratar próstata, vejiga y lesiones de la glándula pituitaria.

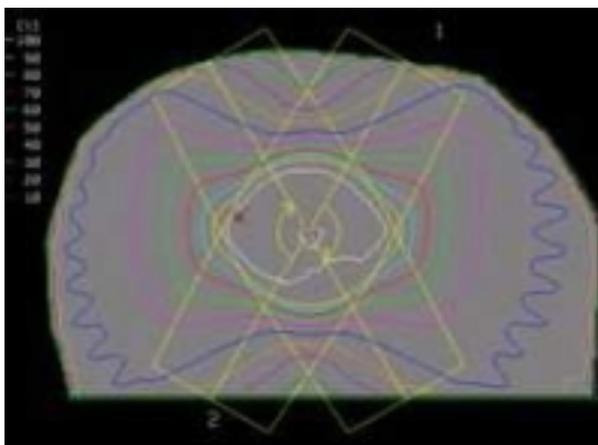


Figura 30. Técnica: Terapia rotacional (en arco).

4.13.. Evaluación del tratamiento planificado

Luego de realizar los cálculos dosimétricos correspondientes para planificar el tratamiento, se realiza la valoración y evaluación del plan propuesto. Las distribuciones de dosis para la evaluación del plan se obtienen en diferentes maneras:

- Algunos puntos representativos dentro del volumen de interés.
- Grilla de puntos en un arreglo 2D.
- Un arreglo 3D de puntos cubriendo la anatomía de paciente.

La evaluación de la planificación del tratamiento consiste en verificar las mediciones experimentales y compararlas con las distribuciones de la planificación. Las distribuciones generadas por la planificación, como curvas de isodosis y DRR, deben verificarse para asegurar que el PTV sea el adecuado y para certificar que la cobertura del blanco y estructuras críticas se encuentre tal como esperado, dentro de los márgenes establecidos.

Se utiliza un serie de herramientas diferentes para la evaluación del plan establecido:

1. Curvas de Isodosis:

Se utilizan para evaluar el plan a lo largo de un único plano, o una serie de planos paralelos (cortes). Se compara la isodosis que recubre la zona periférica al blanco con el valor en el isocentro. Si el cociente se encuentra en un cierto rango (típicamente 95-100%) el plan es aceptado, ya que se respetarían¹⁰³ las tolerancias de órganos en riesgo. Este método es recomendado si la cantidad de cortes (*slices*) involucrada en la planificación es poca.

2. Planos ortogonales y superficies de isodosis:

¹⁰³Generalmente, pero puede no ser cierto en algunos casos, para los cuales se utilizan otros márgenes o criterios

Cuando se requiere calcular para un gran número de planos transversales, como el caso del uso de imágenes CT, resulta poco práctico evaluar el plan en base a la distribución de dosis en un único corte axial. En casos como estos, se generan curvas de isodosis en planos ortogonales a los cortes de CT¹⁰⁴. Distribuciones coronales y sagitales pueden generarse con la mayoría de los modernos TPS en 3D, incluso en plano oblicuos.

3. Estadísticas de distribución de dosis:

A diferencia de las herramientas de evaluación presentadas anteriormente, los métodos de estadísticas de distribución de dosis no ofrecen una visualización espacial de la distribución de dosis, sino que se genera información cuantitativa sobre el volumen de interés y estructuras críticas respecto de la dosis recibida. A partir de la matriz¹⁰⁵ de dosis para cada volumen de interés y/o estructura crítica, pueden calcularse ciertas cantidades estadísticas significativas, entre otras:

- La dosis mínima en el volumen
- La dosis máxima en el volumen
- La dosis media en el volumen
- La dosis recibida por al menos el 95 % del volumen
- El volumen irradiado al menos al 95 %

Las otras dos cantidades estadísticas han cobrado tanta importancia, que se describen a continuación, por separado.

4. Histogramas dosis volumen (DVH) diferenciales y DVH acumulativos:

Una planificación de tratamiento en 3D consiste de información de la distribución de dosis, en un arreglo 3D de puntos, dentro de la anatomía de paciente. Los DVH resumen la información contenida en las distribuciones 3D y resultan herramientas particularmente fuertes para la evaluación cuantitativa de la planificación.

La versión más simple de DVH es un gráfico de distribución de frecuencias para los valores de dosis dentro del arreglo 3D, que se corresponde con cada volumen de interés o estructura crítica. Aunque, en lugar de mostrar directamente las frecuencias, los DVH generalmente presentan valores porcentuales del volumen total cubierto (ordenada) por la cantidad de dosis correspondiente (abcisa), como muestra la Figura 31 para un caso típico.

Existen dos modalidades para los DVH: Directos (o diferenciales) y Acumulativos (o integrales). Siendo la principal desventaja de los DVH, la pérdida de información espacial.

¹⁰⁴Véase, por ejemplo, [Valente 2005](#) o [Valente 2007](#) para una descripción de métodos para reconstrucciones dosimétricas en 3D a partir de información bidimensional superpuesta, tipo CT

¹⁰⁵O tensor, según corresponda

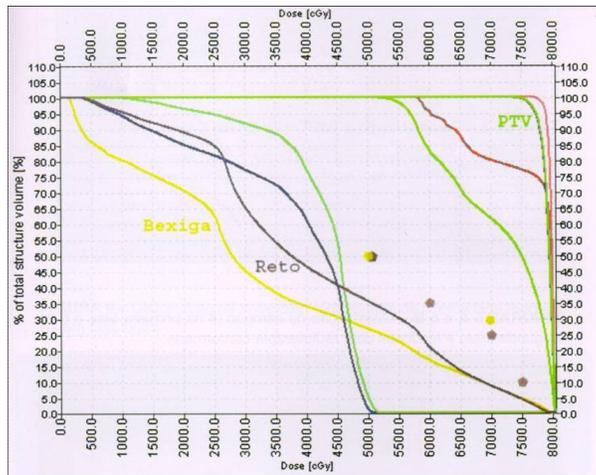


Figura 31. Gráficos típicos de DVH diferencial para el volumen blanco y un órganos en riesgo.

4.14.. Tiempo de tratamiento y unidades monitor

El proceso de cálculo del tiempo de tratamiento, o correspondientes Unidades Montor (**MU**) es una componente muy importante del proceso de irradiación, ya que éste determina o bien la cantidad de **MU**, para el caso de linacs o el tiempo de tratamiento, para el caso de bombas de cobalto.

Los tratamientos se planifican en arreglo SSD o SAD, cada uno requiriendo técnicas específicas para calcular el tiempo de tratamiento y/o las **MU**, independientemente del tipo de arreglo (SSD o SAD), el cálculo de tiempo de tratamiento o **MU** depende de cada máquina de irradiación (unidad de tratamiento) y de sus respectivos factores de output obtenidos de calibraciones. Para haces de fotones de megavoltaje, se utiliza la tasa de dosis cGy/UM (para linacs) y cGy/min (para bomba de cobalto) como factor de *output* de la unidad¹⁰⁶.

4.14.1.. Planificación SSD: Cálculo y evaluación

La Figura 32 muestra una planificación típica, por medio de un TPS, para un tratamiento (en *boost*) de próstata, utilizando un arreglo SSD=100cm y empleando un haz de fotones de 6MV nominal.

Las características de los tres haces utilizados en la planificación son las siguientes:

1. **Haz 1: Anterior:** $F.S = 7,5 \times 7,5cm^2$, campo abierto con peso: $W = 1$.
2. **Haz 2: Posterior Izquierdo:** $F.S = 6,5 \times 7,5cm^2$, campo con cuña, de factor de cuña $WF = 0,53$, y peso de campo: $W = 0,8$.
3. **Haz 3: Posterior Derecho:** $F.S = 6,5 \times 7,5cm^2$, campo con cuña, de factor de cuña $WF = 0,53$, y peso de campo: $W = 0,8$.

¹⁰⁶Este *output*, determinado en las condiciones de referencia, se designa usualmente como $\dot{D}(z_{max}, 10 \times 10, f, hv)$, y usualmente se intenta calibrar la máquina de modo que $\dot{D}(z_{max}, 10 \times 10, f, hv) = 1cGy/UM$ o $\dot{D}(z_{max}, 10 \times 10, f, hv) = 1cGy/min$

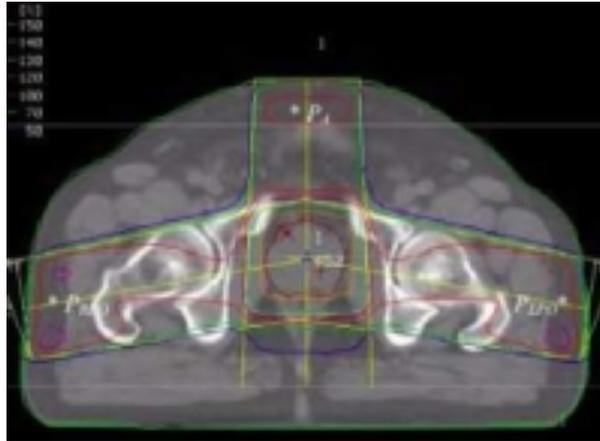


Figura 32. Ejemplo de planificación de tratamiento (con TPS) para tratar la zona prostática, con técnica SSD fija.

La planificación, así como mostrada en la Figura 32, muestra una línea de isodosis (IL) al isocentro de 152%, alcanzando un valor máximo dentro del PTV de 154%, y la curva del 150% cubre absolutamente el PTV.

La prescripción requiere un valor de dosis de 4Gy, prescripto según recomendaciones del ICRU, *i.e.* al isocentro, entonces se requiere: $D(Q) = 4Gy$.

Entonces:

Cómo se consigue, con esta planificación, satisfacer los requerimientos del tratamiento, i.e. entregar 400cGy al isocentro, con el recubrimiento correcto y cumpliendo los requisitos estándares de uniformidad del dosage en el blanco?

Para responder a esta pregunta, se utilizan los conceptos descritos y desarrollados hasta aquí, notando que los niveles de uniformidad se satisfacen, ya que dentro del PTV, el máximo es 154%, que resulta un 2% mayor al valor en el punto de referencia (isocentro), mientras que el mínimo valor es de 150%, *i.e.* un 2% menor al valor en isocentro, entonces la uniformidad del recubrimiento del PTV resulta: +2% y -2%, que se encuentra dentro de las recomendaciones (+7% y -5%).

Luego, para lograr el objetivo de entregar un valor de $D(Q) = 4Gy$ al isocentro, deben calcularse la dosis por cada campo. Esto puede realizarse, para el montaje SSD, recurriendo a los valores en los puntos P_A , P_{PI} y P_{PD} , que corresponden a z_{max} de cada uno de los campos, considerados por separado como campo único.

Entonces, se determinan los valores de dosis en los tres puntos como sigue:

Haz 1: Anterior

$$D(P_A) = \frac{D(Q) \cdot 100\% \cdot W_A}{IL} = \frac{4Gy \cdot 100\% \cdot 1}{152\%} = \boxed{2.6316Gy} \quad (106)$$

Haz 2: Posterior Izquierdo

$$D(P_{PI}) = \frac{D(Q) \cdot 100\% \cdot W_{PI}}{IL} = \frac{4Gy \cdot 100\% \cdot 0,8}{152\%} = \boxed{2.1053Gy} \quad (107)$$

Haz 3: Posterior Derecho

$$D(P_{PD}) = \frac{D(Q) \cdot 100\% \cdot W_{PD}}{IL} = \frac{4Gy \cdot 100\% \cdot 0,8}{152\%} = \boxed{2.1053Gy} \quad (108)$$

El próximo paso es calcular las **MU** del linac para realizar este tratamiento, utilizando los tres campos con SSD=100cm. Las tasas de dosis en los puntos P_A , P_{PI} y P_{PD} se obtienen del factor de output de la máquina, los tamaños de campo y otros factores de transmisión, como factor de cuña:

$$UM(Haz1) = \frac{D(P_A)}{\dot{D}(z_{max}, 10 \times 10, 100, h\nu) \cdot RDF(F.S.Haz1, h\nu)} = \frac{2,6316Gy}{0,01Gy/min \cdot 0,98} \quad (109)$$

$$\text{Entonces: } MU(Haz 1) = \boxed{268.53 UM}$$

$$UM(Haz2) = \frac{D(P_{PI})}{\dot{D}(z_{max}, 10 \times 10, 100, h\nu) \cdot RDF(F.S.Haz2, h\nu) \cdot WF} = \frac{2,1053Gy}{0,01Gy/min \cdot 0,97 \cdot 0,53} \quad (110)$$

$$\text{Entonces: } UM(Haz 2) = \boxed{409.51 UM}$$

$$UM(Haz3) = \frac{D(P_{PD})}{\dot{D}(z_{max}, 10 \times 10, 100, h\nu) \cdot RDF(F.S.Haz3, h\nu) \cdot WF} = \frac{2,1053Gy}{0,01Gy/min \cdot 0,97 \cdot 0,53} \quad (111)$$

$$\text{Entonces: } MU(Haz 3) = \boxed{409.51 UM}$$

donde se ha asumido que el valor del factor de output de la unidad de tratamiento es $1cGy/min = 0,01Gy/min$, y los factores de RDF se obtuvieron de Tablas.

4.15.. Ejercitación del Capítulo IV

Ejercicio 4.1: Determinar, en referencia a la figure 19, el Factor de Corrección para los puntos **C** y **F**, suponiendo que éstos se ubiquen a 2 y 6cm de profundidad, respectivamente, asumiendo la distancia entre la inhomogeneidad y la superficie de incidencia igual a 1.5cm y el espesor de la inhomogeneidad (a lo largo del eje central del campo) de 3.5cm. El haz incidente es de una máquina de ^{60}Co con tamaño de campo de $10 \times 10cm^2$. Comparar los resultados utilizando el método de Cociente de TAR y el método Ley de Potencias para el cociente de TAR.

Ejercicio 4.2: En base a la planificación mostrada en la Figura 32, y desarrollada en el libro, repetir el procedimiento para obtener la cantidad de unidades monitor por cada campo en la planificación si el rendimiento (output) de la máquina es $320mGy/min$.

MÓDULO V

Terapia con haces de electrones

5.. Terapia con haces de electrones

El capítulo 5. se propone un repaso de los métodos de cálculo dosimétrico y ejercitación para haces de fotones. También se inicia a estudiar la terapia con haces de electrones. Se realiza un repaso de las interacciones de electrones. Se concentra el enfoque en la descripción de colisiones elásticas y colisiones inelásticas. También se revisa el proceso de emisión por Bremsstrahlung y se introduce el concepto de poder de frenado en el marco del modelo CSDA.

5.1.. Introducción

En esta sección se repasan algunos conceptos básicos de la física involucrada en los procesos de interacción de electrones incidentes con energía cinética E con la materia. Por simplicidad, se asume que el material irradiado con electrones es homogéneo, de densidad ρ y número atómico Z .

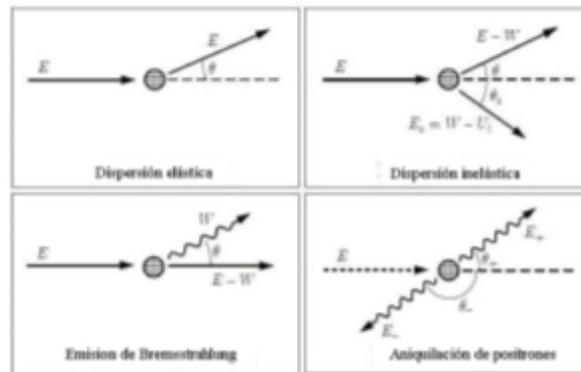


Figura 33. Mecanismos básicos de interacción de electrones y positrones.

Los posibles eventos de interacción entre electrones (o positrones) con la materia, tal como se muestran en la Figura 33, son: “Scattering Elástico”, “Scattering Inelástico”, “Emisión de Bremsstrahlung” y “Aniquilación electrón-positrón”.

5.1.1.. Interacciones de electrones: Repaso

Se presenta una breve descripción de la teoría de colisiones elásticas de electrones (o positrones), asumiendo la aproximación de materia irradiada formada por átomos neutros en reposo¹⁰⁷.

Por definición, las colisiones elásticas son aquellas en las que los estados cuánticos inicial y final del átomo blanco bombardeado con electrones (o positrones) es el mismo¹⁰⁸.

¹⁰⁷En realidad, existe una transferencia de energía por parte del proyectil (electrón o positrón) al blanco, que produce el retroceso del mismo. Sin embargo debido a la gran diferencia de masas entre blanco y proyectil, esta transferencia es despreciable.

¹⁰⁸Generalmente, se considera el estado fundamental

Las deflexiones angulares de electrones (o positrones) interactuando en la materia se deben, principalmente¹⁰⁹, a colisiones elásticas.

Las colisiones elásticas para energía cinética de unos pocos cientos de eV puede describirse satisfactoriamente por medio de interacción Coulombiana electrostática con el campo del blanco, considerando la correspondiente densidad de carga¹¹⁰ de cada átomo en término de la nube electrónica. Para energías mayores, del orden de algunos MeV, el efecto del tamaño finito del átomo cobra importancia significativa, y debe entonces introducirse la densidad de protones en el núcleo, dada por la distribución de Fermi¹¹¹:

$$\rho_{Nucl} = \frac{\rho_0}{e^{(r-\bar{r})/4t} + 1} \quad (112)$$

donde: \bar{r} es el radio medio, dado por: $\bar{r} = 1,07 \cdot A_{Nucl}^{1/3}$ fe y t es el espesor de corteza superficial nuclear, con valor típico alrededor de 2,4fe, donde A_{Nucl} es la masa molar. Mientras ρ_0 está dado por la condición de normalización:

$$Z = 4\pi \int_{\mathfrak{R}^+} \rho_0(\bar{r}) r^2 d\bar{r} \quad (113)$$

La distribución angular de las deflexiones resultantes de colisiones elástica $\frac{d\sigma_{Elas}}{d\Omega}$ por ángulo sólido ($d\Omega$), puede calcularse teóricamente en la aproximación de campo central, como sigue:

$$\frac{d\sigma_{Elas}}{d\Omega} = |F(\theta)|^2 + |G(\theta)|^2 \quad (114)$$

donde: $F(\theta)$ y $G(\theta)$ se expresan en términos del ángulo polar θ como funciones polinómicas de Legendre.

La sección eficaz total para colisiones elásticas σ_{Elas} se obtiene de:

$$\sigma_{Elas} = \int \frac{d\sigma_{Elas}}{d\Omega} d\Omega \quad (115)$$

Se define también el camino libre medio entre dos colisiones elásticas consecutivas λ_{Elas} , através de:

$$\lambda_{Elas} \equiv \frac{1}{N \sigma_{Elas}} \quad (116)$$

donde N es el número de átomos por unidad de volumen.

5.1.2.. Colisiones Inelásticas

Para energías bajas e intermedias (energías no relativistas), los mecanismos dominantes para la pérdida de energía de partículas cargadas incidentes, en particular electrones (o

¹⁰⁹ Aunque no exclusivamente

¹¹⁰ La densidad electrónica atómica $\rho_e(\bar{r})$ puede calcularse utilizando métodos cuánticos como el de Hartree-Fock

¹¹¹ Véase Valente 2008c para una descripción detallada del efecto de densidad de carga nuclear en la interacción con partículas incidentes

positrones), son las colisiones inelásticas, que pueden ser de tipo excitaciones electrónicas o ionizaciones en el medio.

Las secciones eficaces para colisiones inelásticas pueden calcularse utilizando los modelos cuánticos de Bethe a primer orden de ondas planas, en la aproximación de Born, aunque para materiales densos se requieren correcciones específicas como las sugeridas por Fano y Fermi.

El efecto de una colisión inelástica individual sobre el proyectil (partícula cargada) queda completamente descrito por la pérdida de energía W y la dirección de dispersión, dada por los ángulos (θ, ϕ) . Para el caso de materiales amorfos, *i.e.* sin orientaciones preferenciales, como los cristales, la sección eficaz inelástica σ_{Inel} resulta independiente del ángulo azimutal ϕ . En estas condiciones, la sección eficaz diferencial inelástica se calcula como:

$$\frac{d\sigma_{Inel}}{d\Omega} = \frac{2\pi q_e^4}{m_e v^2} \left(\frac{2m_e c^2}{WQ(Q+2m_e c^2)} + \frac{\beta^2 \sin^2(\theta_R) W 2m_e c^2}{[Q(Q+2m_e c^2) - W^2]^2} \right) \frac{df(Q, W)}{dW} \quad (117)$$

donde: Q es la energía de retroceso, dada por: $Q(Q+2m_e c^2) = (cp)^2$, $\beta \equiv v/c$, el factor $\frac{df(Q, W)}{dW}$ representa la intensidad del oscilador, que determina completamente los efectos de la colisión inelástica sobre el proyectil¹¹² y θ_R es el ángulo entre la dirección inicial del proyectil y el momento transferido ($\vec{q} \equiv \vec{p}_{ini} - \vec{p}_{fin}$).

5.1.3.. Emisión por Bremsstrahlung

Como consecuencia del cambio de velocidad (aceleración, desaceleración, deflexiones) de partículas cargadas que interactúan electrostáticamente con el campo Coulombiano, se emite radiación conocida como Bremsstrahlung (radiación de frenado)¹¹³. En un evento de Bremsstrahlung, la partícula cargada incidente con energía cinética E genera un fotón con energía W , que puede variar entre 0 y E .

El proceso se describe por medio de la sección eficaz diferencial en la pérdida de energía W , la dirección final del proyectil y la dirección de emisión del fotón.

Uno de los modelos más sencillos para describir la emisión de Bremsstrahlung es el modelo de Bethe-Heitler con apantallamiento¹¹⁴, que resulta válido sólo si la energía cinética del proyectil antes y después de la emisión es mucho mayor a la energía en reposo ($m_0 c^2$).

Introduciendo un modelo de apantallamiento tipo exponencial¹¹⁵ con radio característico R , la sección eficaz diferencial de emisión Bremsstrahlung ($\frac{d\sigma_{Br}}{dW}$) por parte de electrones incidiendo sobre un blanco de número atómico Z resulta:

$$\frac{d\sigma_{Br}}{dW} = r_e^2 \alpha Z(Z + \eta) \frac{1}{W} \left[\epsilon^2 \varphi_1(b) + \frac{4}{3}(1 - \epsilon) \varphi_2(b) \right] \quad (118)$$

¹¹²Véase Valente 2008 o Valente 2008c por mayor detalle sobre GOS, Generalized Oscillator Strength y su relación con la frecuencia de plasma

¹¹³Un análisis completo del efecto de Bremsstrahlung está fuera del propósito de estas notas, donde se presentan sólo aspectos relevantes. Para un tratamiento más profundo véase Valente 2008 o Valente 2008c

¹¹⁴El cual es formulado en la aproximación de Born

¹¹⁵Véase Valente 2008c por detalles sobre modelos de apantallamiento

donde: η es la eficiencia de producción de Bremsstrahlung en el campo de electrones atómicos ¹¹⁶, α es la constante de estructura fina, r_e es el radio clásico del electrón, los parámetros ε y b están definidos por:

$$\varepsilon \equiv \frac{W}{E + m_e c^2} = \frac{W}{\gamma m_e c^2} \quad b \equiv \frac{R m_e c}{\hbar} \frac{1}{2\gamma} \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \quad (119)$$

Mientras que las funciones φ_1, φ_2 están dadas por:

$$\varphi_1(b) \equiv 4 \ln \left(\frac{R m_e c}{\hbar} \right) + 2 - 2 \ln(1 + b^2) - 4b \operatorname{arctg}(b^{-1}) \quad (120)$$

y

$$\varphi_2(b) \equiv 4 \ln \left(\frac{R m_e c}{\hbar} \right) + \frac{7}{3} - 2 \ln(1 + b^2) - 6b \operatorname{arctg}(b^{-1}) - b^2 [4 - 4b \operatorname{arctg}(b^{-1}) - 3(1 + b^{-2})] \quad (121)$$

Nótese de la expresión de Bethe-Heitler (Ecuación 117) que la sección eficaz diferencial de Bremsstrahlung depende suavemente de E y W , por ello conviene introducir los parámetros $\kappa \equiv W/E$ y $\chi(Z, E, \kappa) \equiv \left(\frac{\beta^2}{Z^2} \right) W \frac{d\sigma_{Br}}{dW}$, y se obtiene:

$$\frac{d\sigma_{Br}}{dW} = \left(\frac{Z^2}{\beta^2} \right) \frac{1}{W} \chi(Z, E, \kappa) \quad (122)$$

Para el caso de moléculas (materiales compuestos), la sección eficaz se calcula siguiendo el método de aditividad, que para el caso de dos componentes X e Y (cuyas proporciones en peso son x e y), resulta:

$$\frac{d\sigma_{Br, molec}}{dW} = x \left(\frac{Z_X^2}{\beta^2} \right) \frac{1}{W} \chi(Z_X, E, \kappa) + y \left(\frac{Z_Y^2}{\beta^2} \right) \frac{1}{W} \chi(Z_Y, E, \kappa) \quad (123)$$

La sección eficaz total (integrada) de emisión Bremsstrahlung es infinita por la divergencia en la Ecuación 123, para valores bajos de energía del fotón emitido ($W \rightarrow 0$). Por tanto, se calcula la sección eficaz total integrando a partir de un cierto valor (de *cut-off*) W_{CR} , obteniéndose:

$$\lambda_{Br}^{-1}(E, W_{CR}) = N \int_{W_{CR}}^E \frac{d\sigma_{Br}}{dW} dW = N \frac{Z^2}{\beta^2} \int_{\kappa_{CR}}^1 \frac{1}{\kappa} \chi(Z_Y, E, \kappa) d\kappa \quad (124)$$

donde $\kappa_{CR} \equiv \frac{E}{W_{CR}}$, y se obtiene así el camino libre medio para la emisión Bremsstrahlung en función de la energía cinética del electrón incidente.

La distribución angular de fotones emitidos por Bremsstrahlung, asumiendo medios materiales sin orientaciones preferenciales, queda determinada por la siguiente expresión para la sección eficaz diferencial¹¹⁷:

$$\frac{d^2 \sigma_{Br}}{dW d(\cos\theta)} = \frac{d\sigma_{Br}}{dW} p_{Br}(Z, E, \kappa, \cos\theta) = \frac{Z^2}{\beta^2} \frac{1}{W} \chi(Z, E, \kappa) p_{Br}(Z, E, \kappa, \cos\theta) \quad (125)$$

¹¹⁶En el límite de altas energías, se tiene $\eta \approx 1,2$

¹¹⁷Véase [Valente 2008](#)

donde $p_{Br}(Z, E, \kappa, \cos\theta)$ es la función de forma (*shape function*) calculada por medio de métodos de ondas parciales¹¹⁸.

5.2.. Poder de Frenado y Modelo CSDA

El poder de frenado radiativo (*radiative stopping power*) S_{Br} y el parámetro de *straggling* de energía radiativa (*radiative energy straggling parameter*) Ω_{Br} , se definen como sigue¹¹⁹:

$$S_{Br}(E) \equiv N \int_0^E W \frac{d\sigma_{Br}}{dW} dW = N \frac{Z^2}{\beta^2} E \int_0^1 \chi(Z_Y, E, \kappa) d\kappa \quad (126)$$

Y,

$$\Omega_{Br}^2(E) \equiv N \int_0^E W^2 \frac{d\sigma_{Br}}{dW} dW = N \frac{Z^2}{\beta^2} E^2 \int_0^1 \chi(Z_Y, E, \kappa) d\kappa \quad (127)$$

El poder de frenado indica la pérdida promedio de energía por unidad de camino libre (λ). Es decir, cuando un electrón (o positrón) con energía cinética E se mueve una distancia corta dentro de un medio material, éste pierde, *en promedio*, una cantidad de energía $dE = -S(E) ds$, donde:

$$S(E) \equiv S_{Br}(E) + S_{Ion}(E) \quad (128)$$

$S(E)$ representa el poder de frenado total, dado por la suma de la componente radiativa $S_{Br}(E)$ y la componente por ionización $S_{Ion}(E)$, esta última debido a las colisiones que producen ionizaciones en el medio material.

El modelo de Aproximación de frenado continuo (*CSDA, Continuum Slowing Down Approximation*), asume que el proyectil (partícula cargada) pierde energía de manera continua, con tasa de pérdida dada justamente por el poder de frenado¹²⁰.

Un parámetro de gran utilidad en el Modelo de CSDA es el rango de CSDA o rango de Bethe (R_B), que se define como la distancia media que viaja la partícula en el medio material¹²¹ antes de ser absorbida, y está dado por:

$$R_B \equiv \int_{E_{abs}}^E \frac{dE'}{S(E')} \quad (129)$$

donde E_{abs} representa la energía de absorción.

Los haces de electrones de megavoltaje representan una importante modalidad de tratamiento en radioterapia, incluso proveyendo a veces la única opción de tratamiento, como por ejemplo algunos tumores superficiales (profundidad menor a 5cm).

La Figura 34 muestra la forma típica de una curva de dosis en profundidad para electrones, en comparación con la correspondiente a fotones.

¹¹⁸Una descripción detallada y aproximaciones útiles, derivadas de métodos cuánticos variacionales y electromagnetismo relativista, para la *shape function* de Bremsstrahlung puede encontrarse en [Valente 2008](#)

¹¹⁹Nótese que estas cantidades representan el primer y segundo momento, respectivamente

¹²⁰El Modelo de CSDA no considera posibles fluctuaciones en la pérdida de energía a lo largo de la trayectoria, y por lo tanto, su utilización debe evaluarse en cada situación para determinar su aplicabilidad

¹²¹Asumido de extensiones infinitas

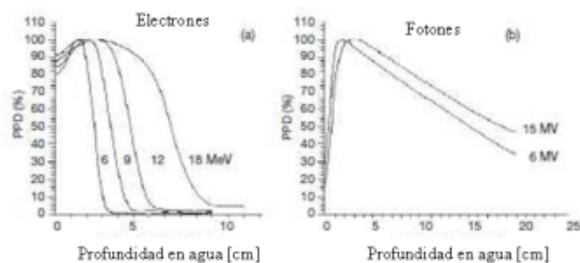


Figura 34. PDD típicas para haces de megavoltaje de electrones (a) y fotones (b).

Típicamente, la distribución de dosis a lo largo del eje central para electrones de megavoltaje muestra mayores valores de dosis en superficie, respecto del caso de fotones. El comportamiento de la distribución en profundidad para electrones, luego del valor de dosis en superficie, muestra un rápido crecimiento hasta alcanzar el pico en la profundidad z_{max} . Más allá de z_{max} , la dosis cae muy abruptamente hasta estabilizarse en valores muy bajos en la región conocida como cola de Bremsstrahlung.

Los haces de electrones de megavoltaje pueden considerarse prácticamente monocromáticos al momento de abandonar el tubo de aceleración. Sin embargo, luego al escapar a través de la ventana de salida, e interactuar con los componentes del cabezal, como *scattering foils*, cámaras monitoras, colimadores y aire mismo, prosiguen con una cierta “degradación” del haz. Por lo tanto, se produce un “ensanchamiento” del haz que llega a la superficie de incidencia. Además, se producen fotones por efecto Bremsstrahlung, los cuales son responsables principales de la región conocida como cola de Bremsstrahlung. De modo que, en la superficie de contacto el haz de electrones incide con energía media \bar{E}_0 que resulta menor a la energía nominal E , que se corresponde con la energía cinética adquirida durante la aceleración en el linac ($E = q_e \Delta V$).

5.3. Fuentes virtuales en haces de electrones

La distancia fuente superficie (SSD) efectiva (SSD_{ef}) para haces de electrones se define como la distancia entre el punto foco virtual y el punto de referencia sobre la SSD nominal (usualmente el isocentro). Las correcciones al cálculo de dosis, para el caso de diferencias modestas entre SSD y SSD_{ef} pueden realizarse a través de la ley de Inverso de cuadrado.

Existen, de hecho, varios métodos para determinar la SSD_{ef} . uno de los más utilizados consiste en realizar mediciones a varias distancias desde el aplicador¹²², de manera de modificar el *gap* (entre 0 y 15 cm, aproximadamente) entre el aplicador y la superficie de incidencia en fantoma. La dosis se mide en fantoma a la profundidad z_{max} , inicialmente con el fantoma en contacto con el aplicador ($gap = 0$), y luego incrementando la separación d entre éstos. Asumiendo D_0 la dosis correspondiente a $d = 0$, puede calcularse la dosis para cualquier otra separación por medio de:

$$\frac{D_0}{D_d} = \left(\frac{SSD_{ef} + z_{max} + d}{SSD_{ef} + z_{max}} \right)^2 \quad (130)$$

¹²²Dispositivo especial que se añade al cabezal del linac para utilizar haces de electrones

O, equivalentemente:

$$\sqrt{\frac{D_0}{D_d}} = \frac{d}{SSD_{ef} + z_{max}} + 1 \quad (131)$$

Entonces, graficando $\sqrt{\frac{D_0}{D_d}}$ versus la distancia d (*gap*), se obtiene un ajuste cuya pendiente (α) sirve para determinar la SSD_{ef} como sigue:

$$SSD_{ef} = \alpha^{-1} - z_{max} \quad (132)$$

5.4.. Rango de electrones

Las partículas cargadas, como electrones y positrones están asociadas a campos electromagnéticos Coulombianos, y por tanto interactuarán con electrones orbitales o núcleos de los átomos. La mayoría de estas interacciones, consideradas individualmente, transfieren sólo una mínima proporción de la energía de la partícula incidente al medio irradiado. Por tanto, conviene introducir un simbolismo, que consiste en suponer que la partícula cede energía de manera continua, como explicado en el modelo de CSDA.

El camino recorrido se define como la distancia total que viaja la partícula hasta que pierde completamente su energía cinética y queda en reposo, independientemente de la dirección de movimiento. El rango (o camino libre medio) en el modelo de CSDA R_{CSDA} camino proyectado para un electrón con energía cinética E_0 ¹²³, puede calcularse integrando el recíproco del poder de frenado total, como indica la Ecuación siguiente.

$$R_{CSDA} \equiv \int_{W_{CR}}^{E_0} \left[\frac{S(E)}{\rho} \right]_{Tot}^{-1} dE \quad (133)$$

El rango R_{CSDA} es una cantidad puramente teórica, que representa el camino libre medio a lo largo de la trayectoria del electrón (positrón), con energía cinética inicial E_0 , que atraviesa por el material homogéneo de densidad ρ hasta ser completamente absorbido al perder toda su energía cinética.

Por tanto, R_{CSDA} no representa profundidades de penetración según alguna dirección de interés. Se introducen, entonces, los conceptos de rango máximo R_{Max} , medido en *cm* o *g/cm²*, /definido como la profundidad a la cual la línea de extrapolación desde el punto de mayor dosis absorbida hacia la zona de la cola de Bremsstrahlung, como indica la Figura 35. La siguiente Tabla (5.4.) muestra algunos valores de R_{CSDA} en agua, y en aire para haces de electrones de diferentes energías.

El R_{Max} representa la máxima penetración de los electrones de energía cinética E_0 en el medio material de densidad ρ . Sin embargo, esta cantidad tiene la desventaja de no quedar precisamente definida, según el método propuesto. Por otro lado, el rango práctico R_p , medido en *cm* o *g/cm²* se define como la profundidad a la cual la línea tangente, correspondiente al punto de gradiente máximo, interseca al eje horizontal (véase Figura 35).

Se definen, además, cantidades útiles como R_{50} y R_{90} , que representan las profundidades, más allá de z_{max} donde se alcanza el 50 y 90% del valor de dosis en pico, respecti-

¹²³Moviéndose en un medio de densidad ρ

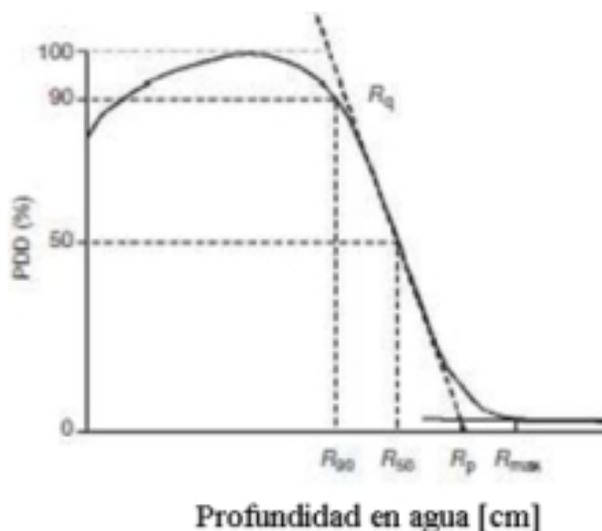


Figura 35. Curva típica de PDD para electrones, indicando gráficamente las cantidades R_q , R_p , R_{Max} , R_{50} y R_{90} .

Energía (MeV)	$R_{CSDA}^{Aire} (g/cm^2)$	$R_{CSDA}^{Agua} (g/cm^2)$
6	3.255	3.052
7	3.756	3.545
8	4.246	4.030
9	4.724	4.506
10	5.192	4.975
20	9.447	9.320
30	13.150	13.170

Cuadro 1. Valores de R_{CSDA} para aire y agua para varias energías de electrones

vamente. Finalmente, el rango R_q es la distancia en profundidad a la cual se intersecan la línea tangente con la horizontal al valor de 50% de dosis (véase Figura 35).

Resulta, por tanto, que el Rango de CSDA R_{CSDA} es de poca utilidad, y se recurre generalmente a las cantidades mencionadas anteriormente. Los efectos debidos a *scattering*, predominantemente entre los electrones incidentes y los núcleos del material irradiado, provocan que los electrones sigan trayectorias tortuosas, lo cual resulta en significativas variaciones del camino medio recorrido.

5.5.. Dosis en profundidad para haces de electrones

La región de *buildup* para haces de electrones de megavoltaje es mucho menos pronunciado (pico menos puntiagudo) respecto del caso de fotones, lo cual se debe a las interacciones de dispersión que sufren los electrones al atravesar el medio material. Apenas ingresan en el material, las trayectorias de los electrones son prácticamente paralelas al eje central del campo, y a medida que penetran en profundidad éstas inician a desviarse mostrando una significativa oblicuidad, debido a *scattering* múltiple, que genera un aumento en la fluencia de electrones a lo largo del eje central del campo.

Durante los procesos de colisión entre los electrones incidentes y electrones atómicos puede ocurrir que la energía cinética del electrón eyectado (ionizado) resulte suficiente (lo cual es llamado colisión dura) para generar, a su vez, otras ionizaciones. Estos electrones se denominan “electrones secundarios” o “rayos δ ”, y contribuyen a la dosis en la región de *buildup*.

Como se muestra en la Figura 35, la dosis en superficie para haces de electrones (alrededor de 75 a 95 %) resulta mucho mayor al correspondiente valor para el de fotones, y la tasa de crecimiento de dosis desde la superficie hasta z_{max} es por tanto menor, en comparación con fotones. A diferencia de los haces de fotones, para el caso de electrones el valor de dosis en superficie crece al aumentar la energía del haz incidente¹²⁴.

Para el caso de haces de electrones, a diferencia de fotones, la profundidad z_{max} no muestra una específica (monótona) dependencia respecto de la energía del haz, sino que depende más bien del diseño de cada máquina y de los accesorios anexados.

En la región correspondiente a profundidades mayores a z_{max} , los efectos debidos a la dispersión y a la pérdida continua de energía, resultan dominantes y son los responsables del abrupto decaimiento de la curva de dosis en profundidad. Los fotones producidos por efecto Bremsstrahlung debido a colisiones de los electrones primarios con los implementos del cabezal del linac, principalmente los colimadores, y con el aire entre la ventana de salida y la superficie de incidencia, son responsables de la cola de la curva de dosis en profundidad (cola de Bremsstrahlung).

Se introduce el concepto de “Gradiente de dosis de electrones” G definido por:

$$G \equiv \frac{R_p}{R_p - R_q} \quad (134)$$

Y puede verse que el gradiente de dosis para haces de electrones de baja energía es bien empinado, respecto al caso de energías más altas¹²⁵. Además, debe notarse que el poder de frenado afecta también el gradiente de dosis de electrones.

La “contaminación” por Bremsstrahlung (responsable de la región *plateau* en la cola de la curva) depende de la energía del haz de electrones, y resulta típicamente del orden de 1 %, para el caso de 4 MeV, y no alcanza el 4 % para energías de 20MeV.¹²⁶

La dependencia de la PDD con el tamaño de campo $F.S.$, se muestra en la Figura 36, donde puede observarse que el valor de dosis en profundidad, como esperado, aumenta con el tamaño de campo¹²⁷.

¹²⁴Este efecto puede explicarse en términos de la naturaleza de los procesos de dispersión para electrones: a bajas energías hay mayor probabilidad de dispersión, y mayor también el ángulo promedio de desvío, lo cual implica una más rápida “termalización” de los electrones en distancias cortas

¹²⁵Esto se debe a que los electrones de menor energía son dispersados con mayor probabilidad, y con mayores ángulos de deflexión, en promedio

¹²⁶Nótese que la contribución de fotones o contaminación por Bremsstrahlung depende, muy fuertemente, de los *scattering foils*

¹²⁷nótese, sin embargo, que la dependencia es significativa sólo para valores de tamaño de campo de hasta el rango práctico, ya que más electrones de zonas allá de R_p , difícilmente pueden alcanzar el punto de interés para contribuir al valor de dosis

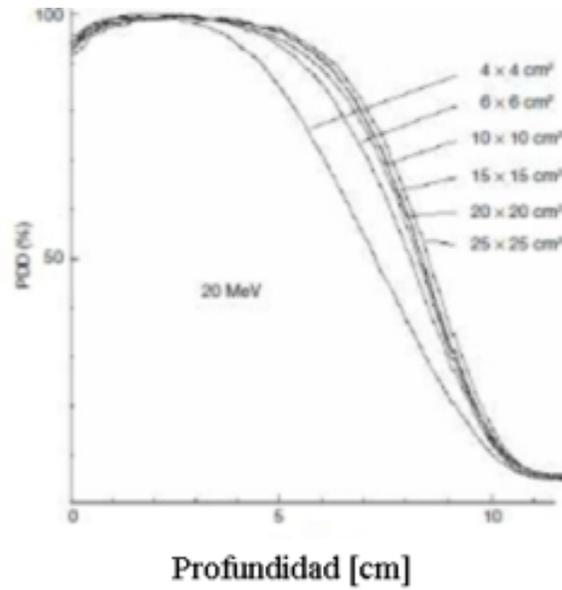


Figura 36. Curvas de PDD para electrones de 20MeV ($R_p \approx 10cm$) para diferentes tamaños de campo.

5.6.. Especificación de la energía del haz de electrones

Debido a la complejidad de la composición espectral, no hay un único parámetro que defina completamente la energía del haz de electrones. Por ello, se introducen varios parámetros útiles para describir el haz:

- Energía más probable en la superficie del fantoma $E_{p,0}$
- Energía media en la superficie del fantoma \bar{E}_0
- Rango del 50% R_{50} , que representa la profundidad (mayor a z_{max}) a la cual la dosis alcanza el 50% del valor máximo.

Existen algunas relaciones empíricas para algunas de estas cantidades:

$$E_{p,0} \approx 0,22 + 1,09 R_p + 0,0025 R_p^2 \quad (135)$$

donde $E_{p,0}$ se mide en MeV y R_p en cm.

Para la energía media (en agua), se tiene:

$$\bar{E}_0 \approx 2,33 MeV cm^{-1} R_{50} \quad (136)$$

donde R_{50} se mide en cm, y es éste el parámetro de calidad de haz para propósitos dosimétricos, según recomendaciones del Protocolo TPR 398 de la IAEA. El R_{50} puede determinarse a partir de experimentos, utilizando mediciones con cámara de ionización ($R_{50,Exp.Ion.}$), como sigue:

$$R_{50}^* = 1,029 R_{50,Exp.Ion.} - 0,06 g/cm^2 \quad si \quad R_{50,Exp.Ion.} \leq 10 g/cm^2 \quad (137)$$

$$R_{50}^* = 1,059 R_{50,Exp.Ion.} - 0,37g/cm^2 \quad si \quad R_{50,Exp.Ion.} \geq 10g/cm^2 \quad (138)$$

También, puede establecerse una relación útil (empírica) entre la energía media a la profundidad z (\bar{E}_z):

$$\bar{E}_z \approx \bar{E}_0 (1 - z/R_p) \quad (139)$$

Los parámetros típicos del depósito de dosis en profundidad para cada energía de haz de electrones, deberían ser cuidadosamente determinados experimentalmente siguiendo las recomendaciones de los Protocolos, como se muestra en la siguiente Tabla 5.6..

E (MeV)	$R_{90}(cm)$	$R_{80}(cm)$	$R_{50}(cm)$	$R_p(cm)$	$\bar{E}_0(MeV)$	$D_{sup} (\%)$
6	1.7	1.8	2.2	2.9	5.6	81
8	2.4	2.6	3.0	4.0	7.2	83
10	3.1	3.3	3.9	4.8	9.2	86
12	3.7	4.1	4.8	6.0	11.3	90
15	4.7	5.2	6.1	7.5	14.0	92
18	5.5	5.9	7.3	9.1	17.4	96

Cuadro 2. Parámetros típicos de dosis en profundidad (en agua) en función de la energía nominal del haz

5.6.1.. Perfiles laterales de campo de electrones

La Figura 37 muestra un perfil lateral típico de un haz de electrones de 6 MeV medido a la profundidad z_{max} .

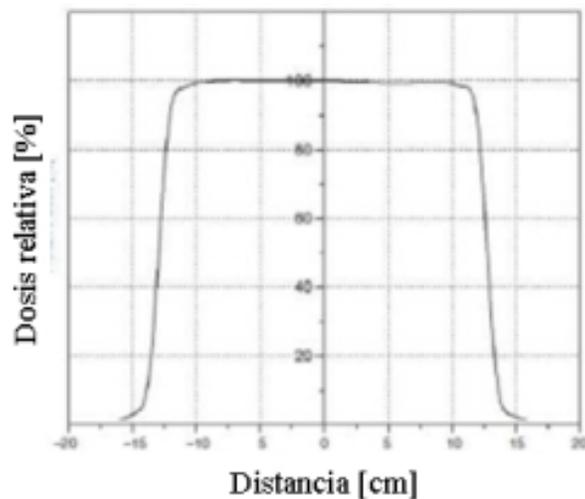


Figura 37. Perfil lateral de campo para un haz de electrones de 6 MeV, F.S. = $25 \times 25 cm^2$, medido a z_{max} .

5.6.2.. Planicidad y Simetría

De acuerdo con las recomendaciones de la IEC (International Electrotechnical Commission), la especificación de la planicidad de un haz de electrones debe realizarse a z_{max} considerando:

- Se requiere que la distancia entre el punto del 90% de dosis y el borde geomético del haz no debería exceder 10 mm para los ejes principales y 20 mm para las diagonales.
- El máximo valor de dosis bsorbida en cualquier punto dentro de la región de la curva del 90% de isodosis no debería exceder el valor de 1.05 veces el valor *on-axis* correspondiente a la misma profundidad.

Mientras que la especificación de la simetría, según la IEC, se realiza a z_{max} y establece que el perfil transversal al eje del haz no debería mostrar diferencias mayores al 3% para pares de puntos colocados simétricamente respecto del eje central.

5.6.3.. Curvas de isodosis de electrones

Siguiendo el criterio de normalizar a z_{max} sobre el eje, se obtienen los mapas de isodosis para haces de electrones, de manera absolutamente análoga al caso de fotones, como muestra la Figura 38.

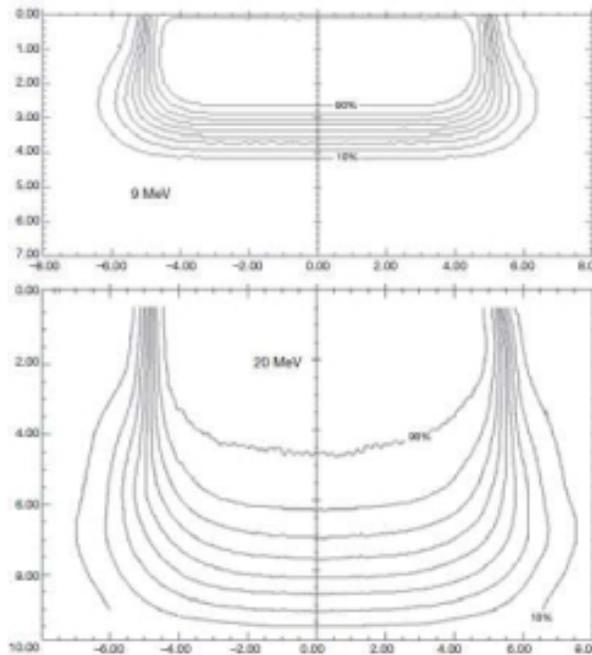


Figura 38. Mapa de isodosis típico para haces de electrones de 9 MeV (arriba) y 20 MeV (abajo), con SSD=100 cm y F.S. = $10 \times 10 \text{cm}^2$.

Debido a la gran cantidad de *scattering* que sufren los electrones, con respecto a los fotones, apenas el haz de electrones penetra el medio, éste se “expande” hacia los costados, formando la llamada “gota de electrones en medios materiales”.

Una característica particular de las curvas de isodosis para electrones son las “protuberancias” de los niveles más bajos entre las líneas de isodosis ($< 20\%$)¹²⁸.

El concepto de Penumbra, para el caso de haces de electrones, se define como la distancia (a una dada profundidad z) entre dos curvas de isodosis especificadas. Las recomendaciones del ICRU sugieren el uso de las líneas de 80 y 20% para determinar la penumbra física, mientras que la profundidad de referencia debería ser $R_{85}/2$.

5.6.4.. Conformación de campos de electrones

La conformación de campos para haces de electrones se realiza, generalmente, a través del uso de aplicadores (conos), los cuales pueden utilizarse solos o conjuntamente con bloques de apantallamiento o bloques hechos a medida.

- *Aplicadores para electrones:*

Generalmente, ocurre que los colimadores en el cabezal usados para haces de fotones resultan estar muy alejados del paciente para poder ser efectivos en la conformación de haces de electrones. Luego de atravesar los *scattering foils*, los electrones continúan siendo dispersados por los componentes del cabezal del linac y por el aire entre la ventana de salida del acelerador y la superficie de incidencia, lo cual provoca un significativamente exagerado¹²⁹ efecto penumbra.

Los aplicadores o conos para electrones se emplean usualmente para colimar el haz de electrones. Éstos, de características removibles, se colocan al cabezal del linac, de modo que el haz se define a unos 5cm de la superficie de incidencia. Los fabricantes de linacs proveen de varios conos, generalmente cuadrados con tamaños de campo que varían de $5 \times 5\text{cm}^2$ a $25 \times 25\text{cm}^2$.

- *Bloques (recortados) conformadores:* Para lograr una conformación superior, y especialmente diseñada para cada situación en particular, se emplean bloques conformacionales (especialmente tallados) de plomo de aleaciones metálicas especiales. Estos bloques son colocados en el aplicador, lo más cercano al paciente posible. A veces, se construyen bloques conformacionales “estándares” y se utilizan en situaciones similares.

5.7.. Correcciones al cálculo de dosis para electrones

Algunas situaciones particulares, como irregularidades de contorno e inhomogeneidades deben ser consideradas cuidadosamente para establecer los métodos de cálculo de dosis correctos que tomen en cuenta estos efectos.

5.7.1.. Contornos irregulares con electrones

Una situación frecuentemente encontrada en tratamientos con electrones es el hecho que la terminación del cono del aplicador no resulta paralela a la superficie de incidencia en

¹²⁸Este efecto es consecuencia del aumento del ángulo promedio de deflexión para energías más bajas

¹²⁹Y clínicamente inaceptable

la piel del paciente, lo cual implica irregularidades (desparejas) del gap de aire; y por tanto deben realizarse correcciones debido a la irregularidad del contorno irradiado.

El método de corrección consiste en “re-escalar” las curvas de isodosis, punto a punto, utilizando la siguiente expresión:

$$D_{corr}(SSD_{ef} + g, z) = D_0(SSD_{ef} + g, z) \left(\frac{SSD_{ef} + z}{SSD_{ef} + g + z} \right)^2 OF(\theta, z) \quad (140)$$

donde:

z es la profundidad en paciente (o fantoma).

g es el gap de aire entre la terminación del cono aplicador y superficie de incidencia. SSD_{ef} es la SSD efectiva. θ es el ángulo de oblicuidad entre la tangente a la superficie de incidencia y el eje central del campo. OF es el factor de corrección por oblicuidad, el cual puede medirse o encontrarse en literatura. $D_0(SSD_{ef} + g, z)$ es la dosis calculada sin correcciones por contornos irregulares, que se corresponde con incidencia normal sobre superficie plana.

Los bolus, fabricados de materiales tejido-equivalentes, se utilizan frecuentemente en terapias con haces de electrones para los siguientes propósitos:

- Aumentar la dosis en superficie.
- Aplanar superficies de incidencia irregulares
- Reducir la penetración del haz de electrones en ciertas regiones

La Figura 39 muestra un uso típico del bolus, con los efectos que produce.

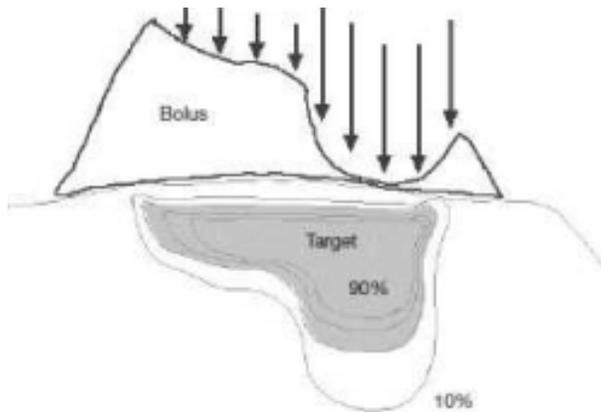


Figura 39. Bolus para conformar las curvas de isodosis en la zona de tratamiento.

5.7.2.. Presencia de Inhomogeneidades con electrones

La distribución de dosis absorbida para haces de electrones se afecta significativamente debido a la presencia de inhomogeneidades, particularmente pulmón y hueso. La dosis dentro de estas inhomogeneidades es, además, difícil de calcular o medir, pero es posible cun-

tificar los efectos más allá de la inhomogeneidad. A continuación se describen algunos de las más utilizados métodos de corrección por inhomogeneidades para haces de electrones:

Coefficiente de Espesor equivalente (CET):

El modelo más sencillo para corregir por efectos de inhomogeneidades es realizar un re-escalado de las profundidades en término del espesor y la densidad relativa al agua de la inhomogeneidad, y determinando el coeficiente de espesor equivalente (*CET*; *Coefficient of Equivalent Thickness*).

El CET está dado por la densidad (electrónica o a veces, también másica) de la inhomogeneidad relativa al agua, por ejemplo para pulmón el CET es $0.25g/cm^3$, por tanto 1 cm de pulmón equivaldrá a 0.25cm de agua, aproximadamente. El hueso sólido (compacto) tiene valor de CET de $1.6g/cm^3$, aproximadamente.

El CET puede utilizarse para calcular la profundidad efectiva z_{ef} en fantoma agua-equivalente:

$$z_{ef} = z - t(1 - CET) \quad (141)$$

donde z es la profundidad real del punto de interés en la inhomogeneidad y t es el espesor de la inhomogeneidad.

MÓDULO VI

El método Monte Carlo en radioterapia

6.. El método Monte Carlo en radioterapia

El capítulo 6. introduce las bases para comprender las técnicas del método Monte Carlo. Se inicia con los aspectos formales de teoría de estadística y probabilidad y luego se presentan los fundamentos básicos del funcionamiento del método Monte Carlo y algunos elementos teóricos relacionados con su diseño así como también técnicas para calcular estocásticamente el transporte de radiación. Las Secciones finales se reservan para aplicaciones concretas de simulación Monte Carlo en Radioterapia, como ejemplo del enorme potencial de la técnica. Se realizarán prácticos y ejercitación utilizando licencias oficiales para los códigos FLUKA v.2011.1.2 (CERN Eur. Comm.) y PENELOPE v.2008 (NEA - France) para generar geometrías virtuales y realizar algunas simulaciones sencillas a modo de ejemplo.

6.1.. Introducción y conceptos generales

El nombre *Monte Carlo* se introdujo en los '40 por parte de científicos que trabajaban en el desarrollo de armas nucleares en el proyecto Los Alamos para designar un tipo de métodos numéricos basados en el uso de números aleatorios.

Actualmente, los métodos Monte Carlo son muy utilizados para resolver problemas en física y matemática, particularmente en situaciones que involucran múltiples variables independientes, en cuyo caso los métodos tradicionales demandarían una cantidad formidable de memoria para resolver el problema.

Kalos y Whitlock en su libro de 1986 re-establecieron las técnicas Monte Carlo, incluyendo su aplicación al transporte de radiación, física estadística y teoría cuántica de múltiples cuerpos.

En la simulación Monte Carlo de transporte de radiación, la historia (*track*) de la partícula es vista como una secuencia aleatoria de trayectos libres que terminan con un evento de interacción donde la partícula cambia dirección de movimiento, pierde energía y ocasionalmente produce partículas secundarias.

Para lograr simular estas historias, se requiere de un modelo de interacción, *i.e.* un conjunto de secciones eficaces diferenciales (DCS) para los mecanismos de interacción relevantes. Las DCS determinan las funciones de distribución de probabilidad (PDF) de las variables aleatorias que caracterizan el *track*:

1. camino libre entre eventos sucesivos.
2. tipo de interacción que ocurre.
3. pérdida de energía y deflexión angular en un dado tipo de evento y también estado de fase inicial para ocasionales partículas secundarias generadas.

6.2.. Elementos de teoría de probabilidad

La característica esencial del método Monte Carlo es la utilización de números aleatorios (*random*) como variables aleatorias. Una variable aleatoria es una cantidad que se obtiene de un proceso repetible y cuyo valor real (realización) no puede predecirse con total certeza. Por ejemplo, los juegos de azar.

Sea x una variable aleatoria continua que toma valores en el intervalo (x_{min}, x_{max}) . Para medir la verosimilitud de obtener x en el intercalo (a, b) se utiliza la probabilidad P dada por $P\{x|a < x < b\}$ definida como la razón n/N , donde n es el número de valores de x en (a, b) y N es el número total de valores en (x_{min}, x_{max}) , asumiendo el límite $N \rightarrow \infty$.

Entonces, la probabilidad de obtener x en un diferencial de largo dx alrededor del valor x^* está dada por:

$$P\{x|x^* < x < x^* + dx\} = p(x^*)dx \quad (142)$$

donde $p(x^*)$ es la PDF. Las condiciones que satisface p son:

$$p(x) \geq 0 \quad (143)$$

y

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} p(x) dx = 1 \quad (144)$$

La PDF de una variable aleatoria x que toma valores discretos x_1, x_2, \dots puede determinarse utilizando la función δ de Dirac como sigue:

$$p(x) = \sum_i p_i \delta(x - x_i) \quad (145)$$

Dada una variable aleatoria continua x , se define la función distribución acumulativa PA como sigue:

$$PA(x) \equiv \int_{x_{min}}^x p(x') dx' \quad (146)$$

esta función cumulativa varía desde $PA(x_{min}) = 0$ hasta $PA(x_{max}) = 1$. Entonces, la función de distribución de probabilidad para el intervalo (a, b) está dada por:

$$P\{x|a < x < b\} = \int_a^b p(x) dx = PA(b) - PA(a) \quad (147)$$

Notando que $p(x) = dPA/dx$.

El n -ésimo momento de $p(x)$ se define como:

$$\langle x^n \rangle \equiv \int_{x_{min}}^{x_{max}} x^n p(x) dx \quad (148)$$

Puede verse que el momento de orden 0 (x^0) es la integral de $p(x)$, que es la unidad por definición. El primer momento $\langle x \rangle$ es el valor de expectación o valor medio.

Para una función $f(x)$ se define el valor medio, de acuerdo a $p(x)$ de modo análogo:

$$\langle f(x) \rangle \equiv \int_{x_{min}}^{x_{max}} f(x)p(x)dx \quad (149)$$

6.3.. Ejercitación práctica y aplicaciones en Radioterapia

6.3.1.. Random walk

Realizar un programa sencillo que simule una situación de transporte libre denominada *Random Walk*, en la que una partícula realiza N pasos de longitud L cada uno durante su movimiento en un espacio 2D. Las propiedades del sistema asumen isotropía en las deflexiones.

Estimar el camino total recordado al cabo de 10 pasos si cada paso es de una longitud de 1 cm. Repetir el ejercicio para una longitud de paso de 5 cm.

Analizar los resultados.

Fijar la longitud de paso en $L = 3\text{cm}$ y estimar la distancia total recorrida al finalizar 10, 100, 1000, 10000, 100000 y 1000000 pasos.

Analizar los resultados.

6.3.2.. Determinación de dosis en profundidad

Obtener la distribución de dosis en profundidad en agua sobre el eje central del campo para un haz de fotones de 300 keV, 1.25 MeV, 6 MeV y 18 MeV.

Repetir el experimento esta vez utilizando haces de electrones.

Analizar los resultados.

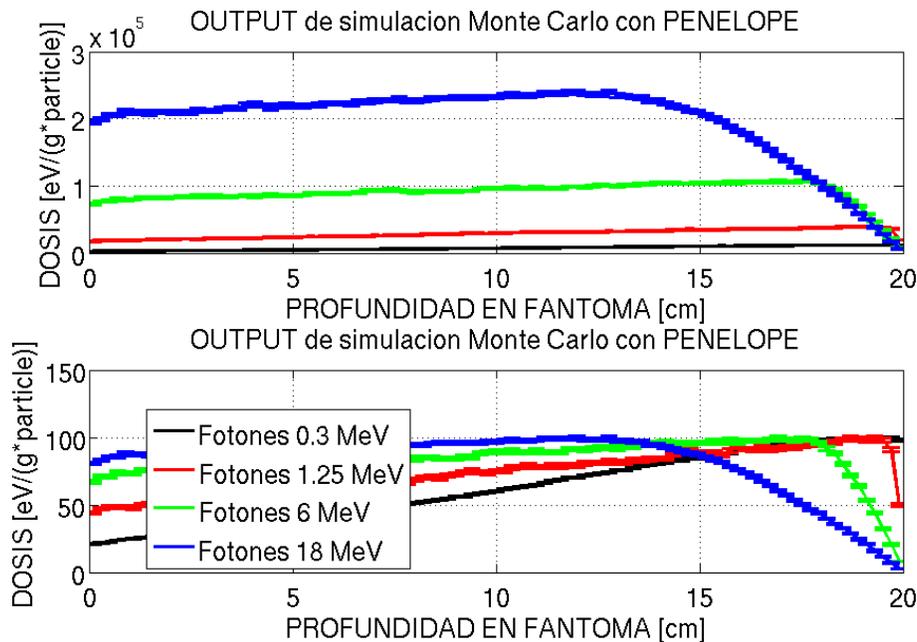


Figura 40. Dosis en profundidad para haces de fotones obtenidas en clase para 30 seg de cómputo (irradiación de derecha a izquierda).

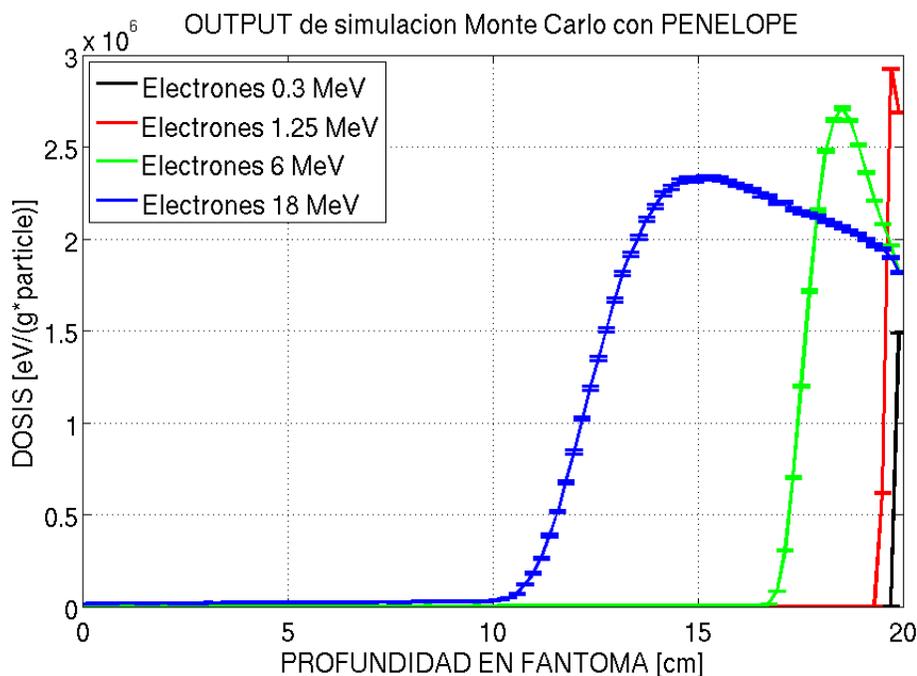


Figura 41. Dosis en profundidad para haces de electrones obtenidas en clase para 30 seg de cómputo (irradiación de derecha a izquierda).

6.3.3.. Tamaño de campo

Obtener la distribución de dosis en profundidad en agua sobre el eje central del campo para un haz de ⁶⁰Co para tamaños de campo cuadrado de lado 1, 5, 10 y 20 cm.

Analizar los resultados.

6.3.4.. Dosimetría con inhomogeneidades

Obtener la distribución de dosis en agua *on-axis* y *off-axis* para un haz de electrones de 15 MeV y un haz de fotones de 10 MV, tamaño de campo 10×10 cm², SSD=100cm, en correspondencia con la figura 17, colocando valores apropiados a los parámetros libres.

Analizar los resultados.

Referencias

- [1] I. Bankman. *Handbook of medical image processing and analysis*. Elsevier Academic Press, California, 2009.
- [2] H. Bichsel. *Comparison of straggling functions calculated with Bethe-Fano, FVP and Rutherford cross sections*. Notes enter for Experimental Nuclear Physics and Astrophysics, 2011.
- [3] Seibert A. Leidholt E. Boone J. Bushberg, J. *The essential physics of medical imaging*. Lippincot Williams and Wilkins, 2001.
- [4] T. Buzug. *Computed Tomography*. Springer-Verlag, 2008.
- [5] P. Suetens. *Fundamentals of Medical Imaging*. Cambridge University Press, second edition, 2009.
- [6] P. Duvauchelle, N. Freud, V. Kaftandjian, and D. Babot. A computer code to simulate x-ray imaging techniques. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, (170):245–258, 2000.
- [7] S. España, J. L. Herraiz, E. Vicente, J. J. Vaquero, M. Desco, and J. M. Udias. Penelopet, a monte carlo pet simulation tool based on penelope: features and validation. *Phys. Med. Biol.*, (54):1723–1742, 2009.
- [8] G. Tirao, C. Quintana, and M. Valente. Mammography image quality optimisation: a monte carlo study. *Int. J. Low Radiation*, 7(4):276–297, 2010.
- [9] C. Epstein. *Introduction to the mathematics of medical imaging*. Siam, Philadelphia, 2003.
- [10] G. Saha. *Physics and radiobiology of nuclear medicine*. Springer-Verlag, 2006.
- [11] J.M. Fernández-Varea, J. empau and F. Salvat, S.; Fernández-Varea. *PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. Nuclear Energy Agency, Barcelona, Spain, 2009.
- [12] F.H. Attix. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Wiley-VCH, 1987.
- [13] S Dupree and S. Fraley. *A Monte Carlo premier*. Kluver-Plenum, New York., 2002.
- [14] P. Bevington and D. Keith Robinson. *Data reduction and error analysis*. McGraw Hill, 2003.
- [15] H. Tijms. *Understanding Probability: Chance Rules in Everyday Life*. Cambridge University Press, 2004.
- [16] M. Ljungberg, S. Strand, and M. King, editors. *Monte Carlo calculations in nuclear medicine: Applications in diagnostic imaging*. Institute of Physics Publishing, 1998.

- [17] J. Ducote and S. Molloy. Scatter correction in digital mammography based on image deconvolution. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 55(No. 5):1295–1309, March 2010.
- [18] C. Arvanitis and R. Speller. Quantitative contrast-enhanced mammography for contrast medium kinetics studies. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 54(No. 5):6041–6064, September 2009.
- [19] A. Kak and M. Slaney. *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. IEEE Press, New York, 2001.
- [20] S. Bushong. *Computed Tomography*. Mcgraw-Hill, 2000.
- [21] M. Stabin. *Fundamentals of nuclear medicine dosimetry*. Springer Science+Business Media, Spring Street, New York, NY 10013, USA, 2008.