

Algoritmos de planificación del tratamiento: cálculos de dosis de fotones

Khan's Treatment Planning in Radiation Oncology

Christopher López Ruiz

Instituto Nacional de Cancerología

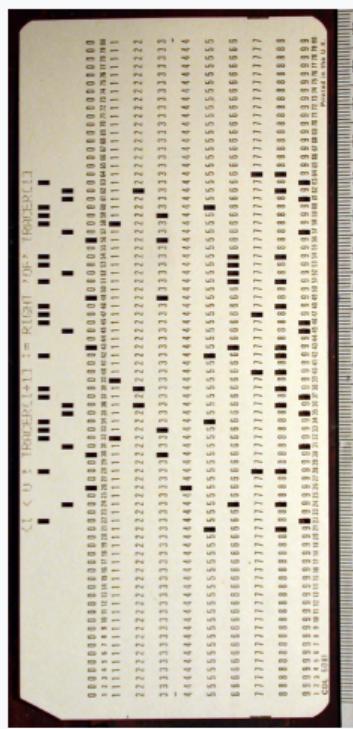
10 de julio de 2024



INTRODUCCIÓN

Historia

- Los sistemas computarizados de planificación del tratamiento se han utilizado en la **planificación de la radioterapia desde la década de 1950**.
- El primer algoritmo informático utilizado se atribuyó a Tsien, quien **utilizó tarjetas perforadas para almacenar distribuciones de isodosis y permitir la adición de múltiples haces**.
- Los avances en la **velocidad de las computadoras y el desarrollo de algoritmos** han mejorado enormemente nuestra capacidad para predecir las distribuciones de dosis de fotones en los pacientes.



En 1987 el **informe 42 de la ICRU** hace el primer intento de **clasificar los algoritmos de planificación informática**.

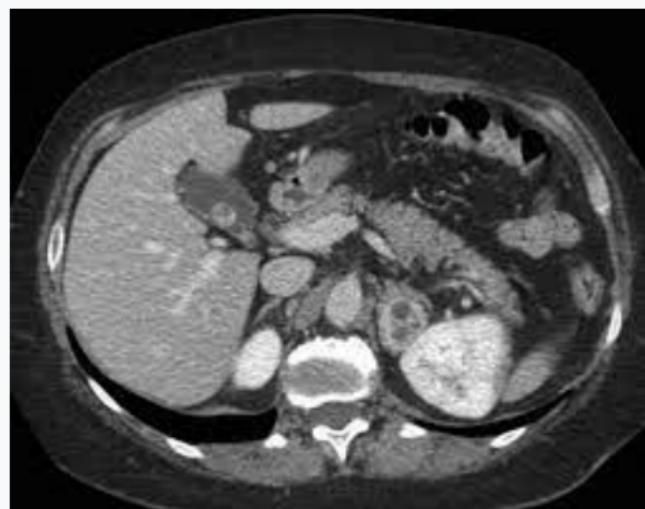


Empíricos

- **Primeros algoritmos** se desarrollaron utilizando como **entrada datos de haces clínicos medidos en un phantom de agua plana**. Luego se hicieron **correcciones** para incorporar varios efectos.
- Con el tiempo, se incorporaron **factores de corrección de la heterogeneidad del paciente**, pero se aplicaron después, es decir, **después de realizar cálculos basados en agua asumiendo una geometría homogénea del paciente**.

- La mayor parte de este desarrollo se produjo **antes de la llegada de la CT**.
- Con el tiempo, la **utilización comercial de algoritmos empíricos se desvaneció**.

Basados en modelos



- En 1990, la **radioterapia conformada tridimensional (3D CRT)** comenzó a utilizar datos de imágenes de CT específicos del paciente en el proceso de planificación.
- Al principio **se limitaba a una simulación virtual**. Ya que aún no estaban disponibles algoritmos informáticos que pudieran incorporar la **información de densidad volumétrica** y calcular **distribuciones de dosis** tridimensionales en un período de tiempo razonable.

- Para utilizar plenamente esta nueva información, fue necesario **desarrollar nuevos algoritmos que pudieran incorporar con mayor precisión variaciones en la anatomía de cada paciente.**
- Como resultado, los **sistemas comerciales de planificación de tratamientos han pasado a métodos de cálculo de fotones basados en modelos.**

En este capítulo, se describen **tres modelos de cálculo de fotones que se utilizan actualmente en clínicas de radioterapia.**

Los modelos de cálculo de fotones son **un área de desarrollo continuo y es probable que la implementación de uno o más de estos modelos por parte de cada proveedor comercial difiera en muchos aspectos.** Sin embargo, la intención es proporcionar **una comprensión básica de los principios detrás de estos algoritmos.**

INTRODUCCION
OOOOO

LA REPRESENTACION DEL PACIENTE
●OOOO

FISICA BASICA DE LA RADIACION
OOOOOOOO

ALGORITMO DE SUPERPOSICION/CONVOLUCION
OOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOO

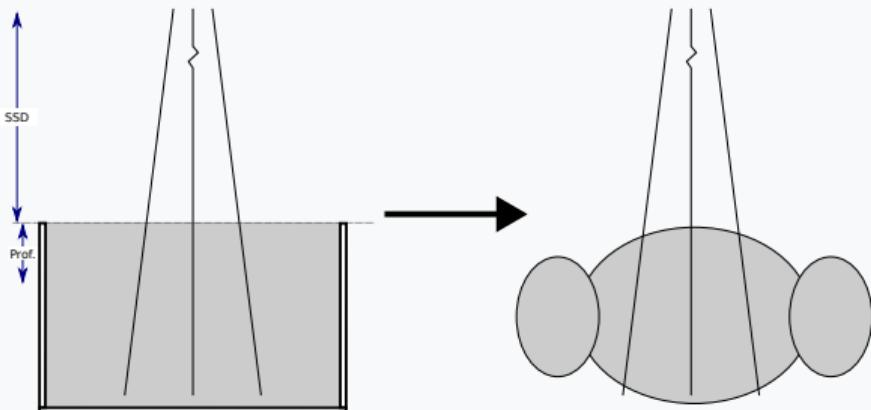
MONTE CARLO
OOOOOOOOOO

METODO DE ORDENADAS DISCRETAS
OOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOO

LA REPRESENTACIÓN DEL PACIENTE PARA LA PLANIFICACIÓN DE LA DOSIS

Inicialmente, los pacientes eran considerados como un **phantom de agua plana** con un **SSD** y una **profundidad específicos** para su uso en **cálculos de dosis simples o de unidades de monitorización**.

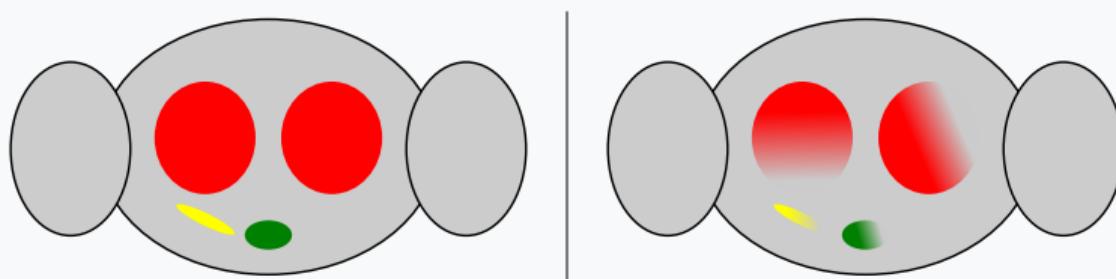
El desarrollo de **herramientas de contorno externo** ayudó al planificador del tratamiento a determinar **distribuciones de dosis específicas para el paciente**. Dichos procedimientos dieron como resultado que el **paciente fuera representado como una composición homogénea** (es decir, agua), pero permitieron la aplicación de correcciones superficiales al cálculo.



Las **heterogeneidades** de los pacientes podrían representarse de formas sencillas, como utilizando **contornos internos con densidades asignadas**.

La densidad electrónica a asignar a la región podría **inferirse de los atlas de CT** o, si están disponibles, del **número medio de CT específico del paciente dentro de la estructura contorneada**.

El **problema** con este enfoque fue que **tejidos** como el pulmón y el hueso **no son homogéneos en sí mismos y sus variaciones de densidad no se tendrían en cuenta al utilizar este enfoque**.



Todos los **sistemas de radioterapia modernos** utilizan **datos de imágenes volumétricas** para caracterizar al paciente en una **descripción 3D voxel por voxel**.

El **conjunto de datos de imágenes más común utilizado** para la planificación es una **CT de planificación del tratamiento**, obtenida utilizando un **simulador de CT convencional**.

Este conjunto **constituye la representación más precisa del paciente aplicable para el cálculo de dosis**, debido a la **relación uno a uno entre el número de CT y la densidad física y/o electrónica**.

La **confiabilidad espacial de los escáneres de CT** suele estar dentro del **2 %**, lo que genera **incertidumbres de dosis de aproximadamente el 1 %**.

- **CBCT:** proporciona información sobre la alineación del paciente, pero la dispersión contenida en las imágenes dificulta la determinación precisa de la densidad.
- **MRI:** puede proporcionar un contraste tisular superior, pero la información no está fuertemente relacionada con la densidad electrónica. Y es más propensa a artefactos.

Además de la densidad electrónica, también es necesario determinar la composición del tejido para algoritmos de cálculo más modernos.

En los algoritmos de **convolución/superposición**, las tablas de atenuación de fluencia normalmente se calculan utilizando datos de coeficientes de atenuación de masa, que dependen algo débilmente del material.

A menudo, estos **coeficientes se determinan para cada vóxel interpolando linealmente entre los resultados publicados de dos materiales diferentes** (por ejemplo, agua y hueso) en función de la **densidad asignada al vóxel**.

Tanto para los cálculos de transporte de **MC** como de **Boltzmann**, se debe realizar una **asignación de material completa** para permitir una **determinación precisa de la sección transversal para el transporte de fotones y electrones** en todo el volumen del paciente.

Idealmente, el **tamaño de los vóxeles en la CT de planificación del tratamiento** debería estar **cerca de la resolución de la cuadrícula de dosis utilizada para el cálculo**.

INTRODUCCION
OOOOO

LA REPRESENTACION DEL PACIENTE
OOOOO

FISICA BASICA DE LA RADIACION
●OOOOOOO

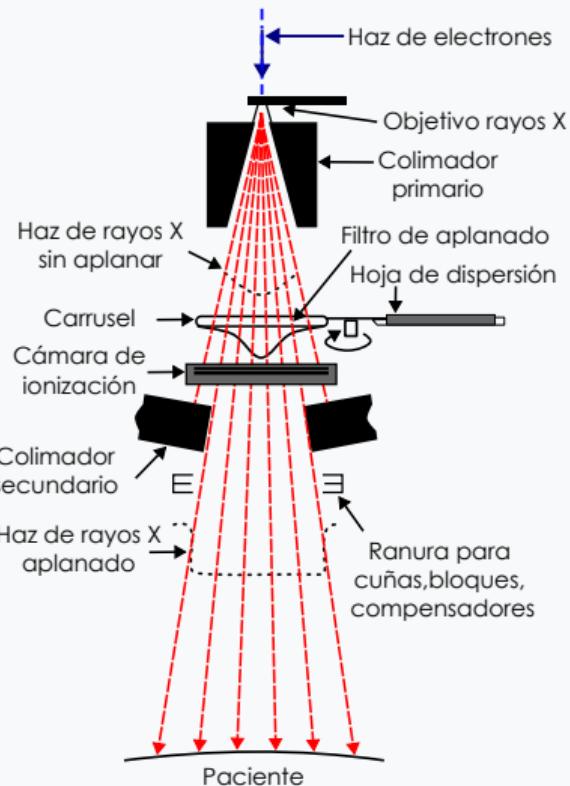
ALGORITMO DE SUPERPOSICION/CONVOLUCION
OOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOO

MONTE CARLO
OOOOOOOOOO

METODO DE ORDENADAS DISCRETAS
OOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOO

FÍSICA BÁSICA DE LA RADIACIÓN PARA EL CÁLCULO DE DOSIS DEL HAZ DE FOTONES

Producción de fotones de megavoltaje

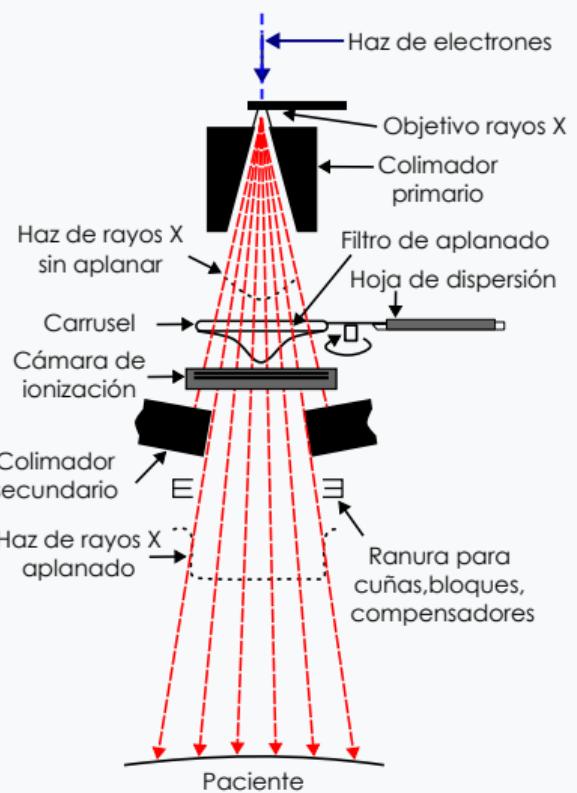


Acelerador lineal, que consta de un **material de protección de alta densidad**, como plomo.

Electrones de alta energía se aceleran en la estructura aceleradora del linac e inciden en el **objetivo de rayos X** producción **radiación de frenado** (Bremsstrahlung).

El tamaño del **punto focal de los electrones en el objetivo es pequeño**, típicamente del orden de unos pocos milímetros. Este tamaño finito **contribuye a la penumbra, o al desenfoque del haz cerca de los bordes del campo**.

El **colimador primario** (aleación de tungsteno) **define el tamaño máximo del campo** que se puede utilizar para el tratamiento.



En el caso de **energías de megavoltaje**, la **radiación de frenado se produce principalmente en dirección directa**.

En la **mayoría de los aceleradores de arco en C convencionales**, para hacer que la **intensidad del haz sea más uniforme**, se coloca un **filtro cónico** en el haz.

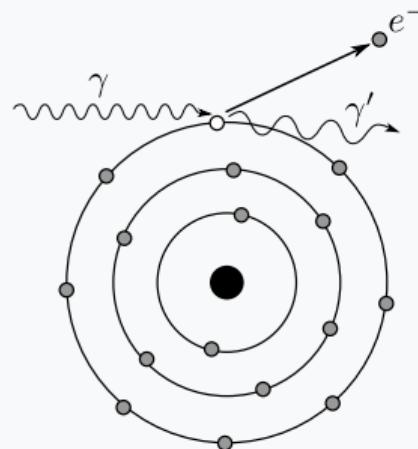
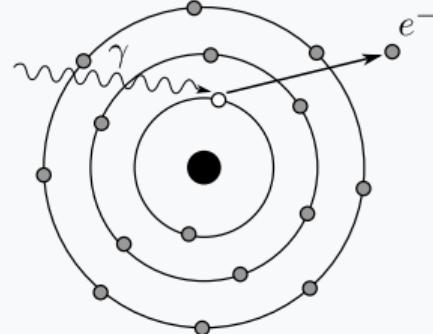
La **presencia del filtro de aplanado altera el espectro energético**, ya que el haz que atraviesa la parte central más gruesa del filtro tiene una mayor proporción de fotones de baja energía absorbidos.

Es posible que esto **no sea necesario para la administración de tratamientos modernos** donde se utiliza **modulación para variar la intensidad del haz**, muchas unidades tienen la opción de quitar el filtro (**TrueBeam**).

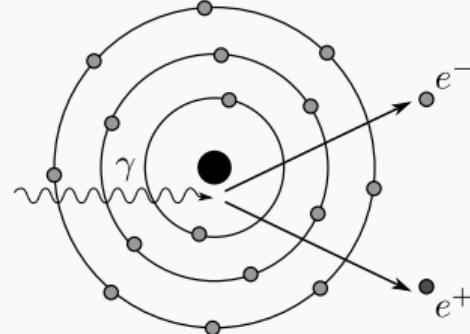
Dispersión Compton

Los fotones pueden dispersarse inelásticamente mediante tres procesos principales:

Efecto Fotoeléctrico



Producción de pares



Dispersión Compton

En el rango de energía utilizado para la radioterapia, la mayoría de las interacciones son eventos de dispersión Compton.

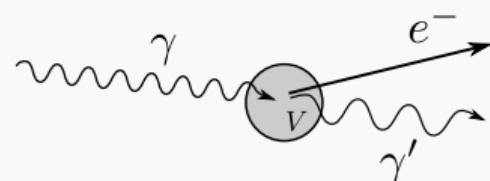
Los fotones dispersos Compton pueden originarse en el cabezal de tratamiento del acelerador o en el paciente (o phantom).

La mayor parte de la dosis de dispersión generada por el **cabezal del acelerador se produce dentro del colimador primario y el filtro de aplanamiento de campo**. Estos fotones y electrones dispersos a veces se le denomina “**radiación extrafocal**”.

Para la dispersión generada por el **phantom**, las **características de penetración del haz** también se modifican. A medida que aumenta el tamaño del campo, la dispersión del phantom hace que el haz sea significativamente más penetrante con la profundidad.

Este efecto es lo **suficientemente significativo** como para que esta **diferencia de energía** deba incluirse en los cálculos de dosis.

El comportamiento de la **dispersión de los modificadores del haz**, como las cuñas, también debe considerarse dentro del modelo de fotones.



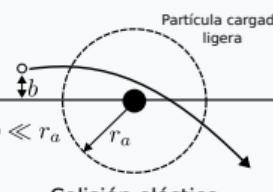
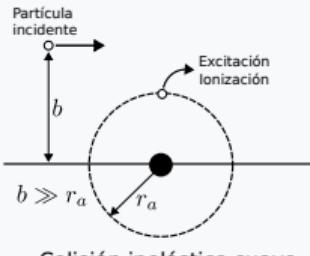
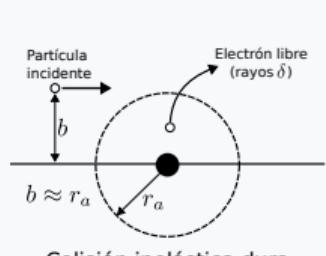
Transporte de electrones

Los fotones son radiación indirectamente ionizante. La dosis es depositada por partículas cargadas puestas en movimiento desde el lugar de interacción del fotón.

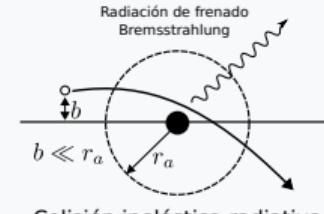
En energías de megavoltaje, el alcance de las partículas cargadas puede ser de varios centímetros. Estas partículas se mueven principalmente hacia adelante, pero se dispersan considerablemente a medida que disminuyen su velocidad y se detienen.

Los electrones pierden energía por dos procesos:

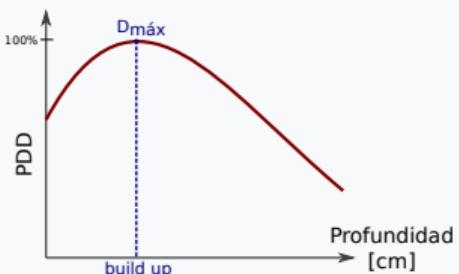
No radiativas



Radiativas



La naturaleza indirecta de la deposición de dosis de fotones da como resultado varias características en las distribuciones de dosis.



La dosis superficial aumenta (se “acumula”) desde la superficie del paciente debido al mayor número de PC (partículas cargadas) que se ponen en movimiento. Esto da como resultado una dosis cutánea baja, cuya magnitud es inversamente proporcional a la longitud del camino de las PC.

La dosis aumenta hasta un máximo a una profundidad, D_{\max} , característica de la energía del haz de fotones.

En un punto del paciente con una profundidad igual a la distancia de penetración de las PC, las PC que se detienen se reponen con PC que se ponen en movimiento y se dice que se alcanza el equilibrio de partículas cargadas (CPE).

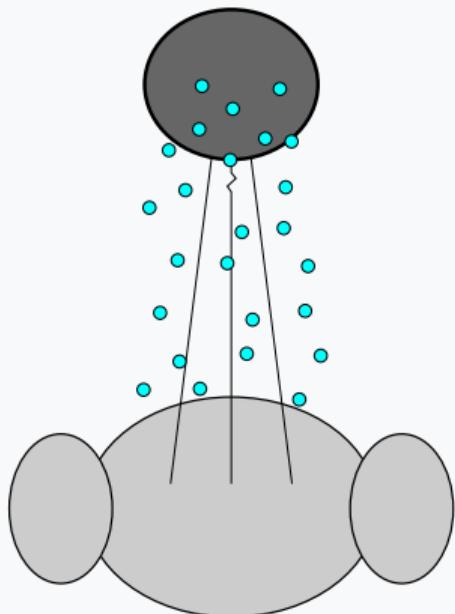
En este caso, la dosis en un punto es proporcional a la fluencia de energía de los fotones en el mismo punto.

El criterio principal para CPE es que la fluencia de energía de los fotones debe ser constante en el rango de electrones puestos en movimiento en todas las direcciones. En general, esto no ocurre en medios heterogéneos, cerca del límite del haz o en haces de intensidad modulada.

Los electrones producidos en la cabeza del acelerador y en el aire entre el acelerador y el paciente se denominan *electrones de contaminación*.

La interacción de estos electrones dentro y justo más allá de la región de acumulación contribuye significativamente a la dosis, especialmente si el campo es grande.

La perturbación en el transporte de electrones puede exagerarse cerca de las heterogeneidades.



INTRODUCCION
OOOOO

LA REPRESENTACION DEL PACIENTE
OOOOO

FISICA BASICA DE LA RADIACION
OOOOOOOO

ALGORITMO DE SUPERPOSICION/CONVOLUCION
●OOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOO

MONTE CARLO
OOOOOOOO

METODO DE ORDENADAS DISCRETAS
OOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOO

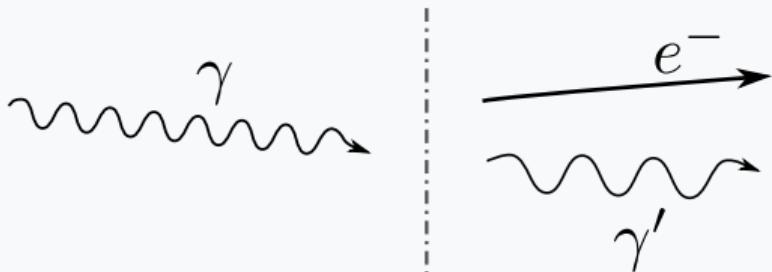
ALGORITMO DE SUPERPOSICIÓN/CONVOLUCIÓN

Es el **cálculo de dosis de fotones más común** que se utiliza hoy en día para la planificación de radioterapia.

Este método **incorpora un enfoque basado en modelos** para describir la física subyacente de las interacciones, sin dejar de poder **calcular la dosis en un tiempo razonable**.

Este comienza modelando la naturaleza indirecta de la deposición de dosis a partir de haces de fotones.

Las interacciones de los fotones primarios se tratan por separado del transporte de fotones dispersos y electrones puestos en movimiento.



Cálculo de dosis en condiciones de equilibrio de partícula cargada

Consideramos el caso especial de la determinación de dosis en condiciones de CPE.

En este caso, la energía total absorbida por las partículas cargadas en la posición r es la misma que la energía total que escapa debido a las interacciones de los fotones en el mismo lugar.

Por tanto, la dosis primaria D_P y la primera dosis dispersada de un haz paralelo de fotones monoenergéticos se pueden calcular como:

$$\begin{aligned} D_P(\mathbf{r}) &= (K_c(\mathbf{r}))_P = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_P \Psi_P(\mathbf{r}) \\ &= \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_P \Phi_P(\mathbf{r} = \mathbf{o}) h \nu_P e^{-\mu r} \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned} D_P(\mathbf{r}) &= (K_c(\mathbf{r}))_P = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_P \psi_P(\mathbf{r}) \\ &= \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_P \phi_P(\mathbf{r} = \mathbf{o}) h\nu_P e^{-\mu r} \end{aligned}$$

Donde:

$(K_c(\mathbf{r}))_P$ = kerma de colisión,

$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)$ = coeficiente mísico de absorción de energía,

$\psi_P(\mathbf{r})$ = fluencia de energía primaria,

$\phi_P(\mathbf{r} = \mathbf{o})$ = fluencia de fotones primarios en la superficie del phantom,

$h\nu_P$ = energía del fotón primario,

μ = coeficiente de atenuación de fotones primarios

La dosis total es la suma de los componentes primario y disperso.

$$D_{tot}(\mathbf{r}) = D_P(\mathbf{r}) + \int D_P(\mathbf{r}') \frac{(\mu_{en})_{scat}}{(\mu_{en})_P} \frac{(h\nu)_{scat}}{(h\nu)_P} \frac{dP_{scat}(\theta, \mathbf{r}')}{dV} e^{-\mu_{scat}(r' - r)} dV \quad (2)$$

Donde $\frac{dP_{scat}(\theta, \mathbf{r}')}{dV}$ es la probabilidad por unidad de volumen de que un fotón primario se disperse en un ángulo sólido centrado alrededor del ángulo θ .

Estas no tienen en cuenta ninguna dispersión de fotones secundarios o de orden superior.

También ignoran la divergencia del haz y no tienen en cuenta las heterogeneidades de los tejidos. Son válidos sólo para situaciones de CPE, de modo que el cálculo de la dosis no es válido en la región de acumulación o cerca de los límites del campo, y la dosis dispersa se ve perturbada por las heterogeneidades que se encuentran entre el sitio de dispersión en r' y el punto r , donde la dosis total se está calculando.

Método de convolución/superposición

Desafortunadamente, la ecuación (1) es simplista porque no tiene en cuenta el alcance finito de partículas cargadas, → la fluencia de energía que estaba presente en el punto en que las partículas cargadas se pusieron en movimiento debería reemplazar la fluencia de energía en la ecuación (1).

En realidad, las partículas pueden originarse en cualquier ubicación alrededor del punto de cálculo, siempre que esté dentro del alcance de partículas.

Por lo tanto, en lugar de un único sitio de interacción de fotones efectivo, esta expresión para la dosis **se convierte en una integral de convolución alrededor de r :**

$$D(\mathbf{r}) = \int K_c(\mathbf{r}') A_c(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (3)$$

$$D(\mathbf{r}) = \int K_c(\mathbf{r}') A_c(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}'$$

Donde $A_c(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ describe la **contribución de la energía de las partículas cargadas** que se absorbe por unidad de volumen en \mathbf{r} a partir de interacciones en \mathbf{r}' y la integración es sobre todos los valores de \mathbf{r}' que componen el volumen $d\mathbf{r}'$.

La ecuación (3) requiere conocimiento de la fluencia de energía debida a los fotones primarios y dispersos en todos los puntos. Para esto se necesitarían métodos de transporte que consumirían mucho tiempo para calcular con precisión el componente disperso.

Una solución más sencilla es utilizar un **núcleo de dispersión que incluya el componente de fotones dispersos junto con la contribución de las partículas cargadas**.

El **núcleo ya no es finito** porque se incluye la dispersión de fotones (que no tiene alcance). Ahora sólo se transportan explícitamente fotones primarios.

Una **ecuación de convolución que separa el transporte de fotones primarios y un núcleo que explica los fotones y electrones dispersos puestos en movimiento lejos del sitio de interacción del fotón primario** es la siguiente:

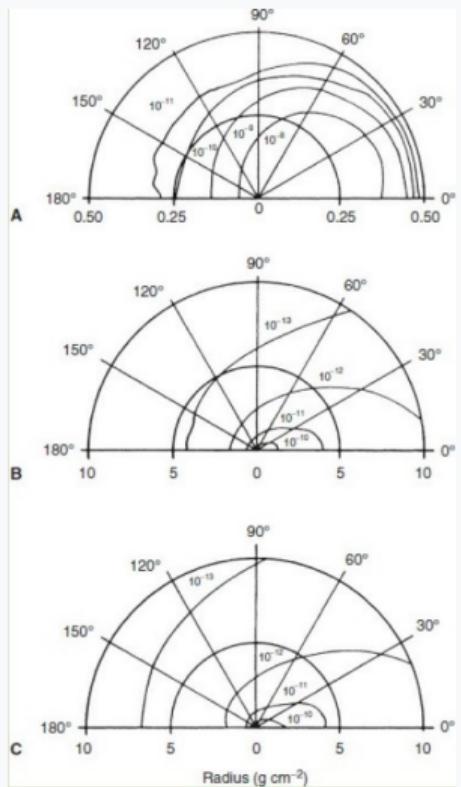
$$D(\mathbf{r}) = \int \frac{\mu}{\rho} \psi_p(\mathbf{r}') A_c(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \int T_p(\mathbf{r}') A_c(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (4)$$

El producto del **coeficiente másico de atenuación** y la **fluencia de energía primaria** es la **terma primaria** (*total energy released per unit mass*) $T_p(\mathbf{r}')$.

En principio, los **núcleos de convolución** pueden obtenerse mediante cálculo analítico, deconvolución a partir de distribuciones de dosis o incluso mediante medición directa.

Muy a menudo, los núcleos se **calculan con el método MC** haciendo interactuar una gran cantidad de fotones primarios en un lugar y determinando de **dónde se absorbe la energía**, es decir, de las **partículas cargadas generadas primariamente**, las partículas cargadas que **posteriormente se ponen en movimiento** a partir de fotones dispersos o ambos.





Núcleos de cobalto-60 (fotones primarios de 1.25 MeV) para agua calculados mediante simulación de Monte Carlo. Las líneas de isovalor están en unidades de $cGy\ MeV^{-1}\ fotón^{-1}$.

A: La contribución debida a los electrones puestos en movimiento a partir de fotones primarios (es decir, la contribución primaria).

B: La primera contribución de dispersión.

C: La suma de las contribuciones primarias y todas las de dispersión.

El **núcleo está dirigido hacia adelante** incluso con esta energía baja. A medida que **aumenta la energía**, el **núcleo se vuelve aún más puntiagudo**.

Modelado de fotones primarios incidentes en el phantom

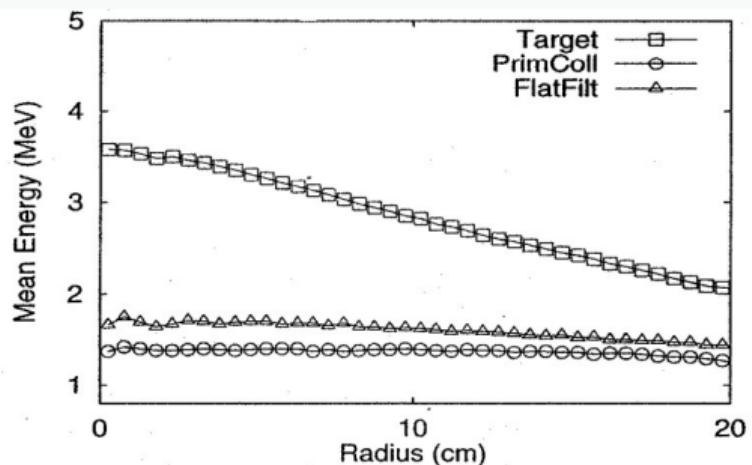
La ecuación de convolución se limita a describir haces paralelos monoenergéticos de fotones primarios que interactúan con phantoms homogéneos.

En la actualidad, la información espectral se deriva de simulaciones de MC comparadas mediante medición.

Utilizando el método **MC EGS4**, Mohan y Chui cuantificaron por primera vez el espectro de aceleradores clínicos utilizando el método **MC**. Desde entonces, varios otros autores han realizado simulaciones para calcular el espectro de energía de los fotones.

Se esperaría que el espectro también variara con la posición fuera del eje si se utiliza un filtro de aplanado de campo.

Tenemos la **distribución media de energía de fotones** en un campo abierto de $40 \times 40\text{ cm}$ desde un **objetivo de haz de fotones** de 10 MV, un **colimador primario** y un **filtro de aplanado de campo**. Equipo Varian 2100C. Los valores corresponden a fotones en el aire que llegan al plano del isocentro.



La figura muestra que la **energía media de la radiación primaria** (directamente desde el objetivo) disminuye fuera del eje, pero los **fotones extrafocales** (colimador primario y filtro de aplanado) no lo hacen.

Esta disminución fuera del eje se debe al endurecimiento diferencial del haz por el filtro de aplanado. Dado que domina el componente fotónico directo, el modelo debe tener en cuenta el cambio en el espectro de energía a lo largo del campo.

Los colimadores y los contornos del campo de bloques generalmente se modelan con una función de máscara matemática, que consiste en la fracción de la fluencia incidente transmitida a través del modificador.

Para un colimador, la función de máscara dentro del campo es la unidad, y debajo del colimador es igual a la transmisión del colimador primario.

Para un bloque, la función de máscara dentro del campo es la transmisión primaria a través de la bandeja del bloque, y debajo del bloque es igual a la transmisión del bloque primario.

$$A \rightarrow A \times B \rightarrow A \times B \times C$$

La función de máscara por sí sola no sería capaz de modelar el desenfoque penumbral del límite del campo. Esto ha sido modelado mediante una función de apertura.

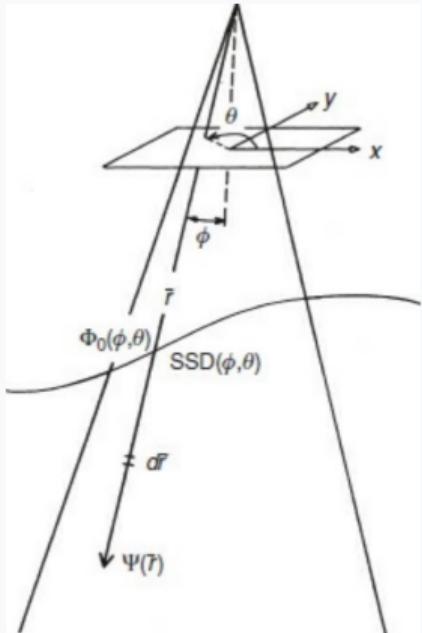
Las cuñas y compensadores convencionales no se pueden modelar con precisión únicamente con atenuación primaria.

Estos componentes producen **dispersión** y provocan un endurecimiento diferencial del haz, este último se puede **contabilizar** según el material de la cuña y el espectro del haz en función de la posición radial.

La dispersión de la cuña es más difícil de explicar. La mayor dispersión hace que el factor de cuña aumente en un pequeño porcentaje en función del tamaño del campo. Esto puede modelarse adecuadamente mediante un factor dependiente del tamaño del campo que duplique el efecto.

Alternativamente, **se puede incluir la cuña o el compensador como parte de la representación del paciente**. Este phantom extendido tiene una gran heterogeneidad, es decir, el espacio de aire entre el dispositivo y el paciente. Este método puede predecir la variación del factor de cuña en función del tamaño del campo.

Seguimiento de rayos de la fluencia de la energía incidente a través del phantom



La distribución de fluencia de energía 2D incidente se traza con rayos a través del paciente para crear una distribución de fluencia de energía 3D.

La densidad de los rayos seguidos y el muestreo de los rayos a lo largo de su trayectoria deben ser suficientes para representar el comportamiento de atenuación del phantom.

Una densidad de muestreo suficiente es especialmente importante para los campos tangenciales de cabeza, cuello y mama.

En general, la densidad de muestreo requerida es mayor que la resolución de dosis deseada, por lo que varios rayos atraviesan cada voxel de cálculo.

Ya con lo anterior ...

Terma se calcula dentro de la matriz de cálculo multiplicando la fluencia primaria por el coeficiente de atenuación de masa.

El **coeficiente de atenuación del rayo primario**, ponderado según el espectro del haz apropiado, se basa en las propiedades del voxel.

La fluencia de energía en un punto de muestra se reduce con respecto a la muestra anterior a lo largo del rayo.

El endurecimiento del espectro de fluencia de energía primaria con profundidad y posición fuera del eje se explica cambiando el coeficiente de atenuación con la posición.

La velocidad de la operación de trazado de rayos se puede mejorar significativamente mediante el uso de tablas de búsqueda para almacenar los resultados calculados previamente.

Contaminación electrónica

No se tiene en cuenta en el método de convolución convencional, por lo que se debe agregar un componente independiente adicional para tener en cuenta esta dosis.

La dosis superficial de los haces de fotones de megavoltaje se debe casi en su totalidad al componente de contaminación electrónica.

Estudios en los que la contaminación electrónica se ha eliminado mediante barrido magnético de electrones del campo revelan que la dosis de los electrones contaminantes se asemeja a un haz de electrones con un alcance práctico algo mayor que la profundidad de la dosis máxima.

Se puede obtener una concordancia razonable con las curvas PDD medidas escalando la curva de PDD de electrones de contaminación con la dosis de superficie y agregando este componente a la distribución de dosis calculada por convolución.

Varianza espacial del núcleo y heterogeneidades del phantom

$$D(\mathbf{r}) \int T_P(\mathbf{r}') A_c(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}'$$

La **ecuación de convolución** supone que el núcleo es **espacialmente invariante** en el sentido de que el valor del núcleo depende sólo de la relación geométrica relativa entre los sitios de interacción y deposición de dosis y no de su posición absoluta en el phantom.

Cuando esto es **cierto**, el cálculo de la convolución se puede realizar en el espacio de Fourier, ahorrando mucho tiempo. Desafortunadamente, **este no es el caso ya que el núcleo varía según la posición**.

Los **efectos del endurecimiento y la divergencia del haz** son pequeños y pueden **calcularse de varias formas**.

Se puede utilizar una **corrección multiplicativa de la terma** en el paciente para corregir el endurecimiento del núcleo.

Alternativamente, se pueden **utilizar varios núcleos válidos para diferentes profundidades** en el phantom como base para la **interpolación a una profundidad específica**.

Se ha demostrado que la **corrección en función de la profundidad es casi lineal**, y no emplear ninguna corrección da como resultado una discrepancia de $\sim 4\%$ a 30 cm de profundidad.

Las heterogeneidades fantasma son un problema más grave.

Modelar el transporte de electrones y fotones dispersos a través de un fantasma heterogéneo requeriría un núcleo único en cada ubicación. Cada núcleo se superpondría en la cuadrícula de dosis y se ponderaría con respecto al terma primario.

Lo que se requiere para que el cálculo sea manejable es **modificar un núcleo, calculado en un medio homogéneo, para que sea razonablemente representativo en una situación heterogénea.**

Si la mayor parte de la energía entre el sitio de interacción principal y el sitio de deposición de dosis se transporta en el camino directo entre estos sitios, es posible tener una corrección relativamente simple de la ecuación de convolución basada en el trazado de rayos entre los sitios de interacción y deposición de dosis, y escalar la longitud del camino por densidad para obtener la longitud del camino radiológico entre estos sitios.

La ecuación de convolución modificada para la longitud del camino radiológico se llama **ecuación de superposición:**

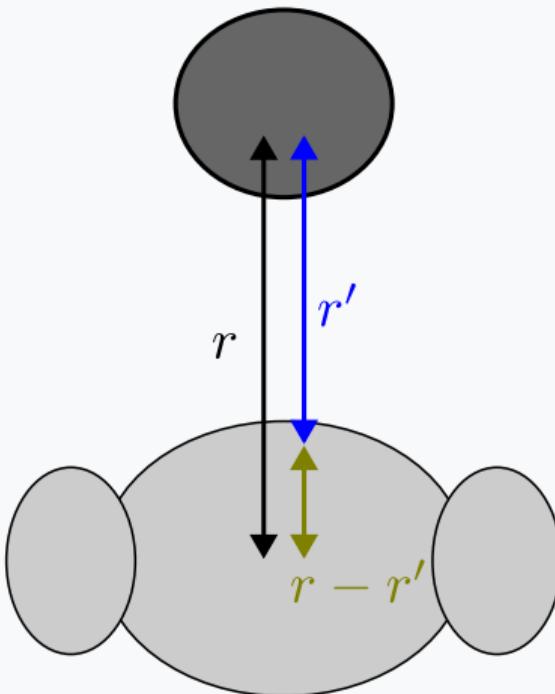
$$D(\mathbf{r}) \int T_P(\rho_{r'} \cdot \mathbf{r}') A_c(\rho_{r'-r} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')) d\mathbf{r}' \quad (5)$$

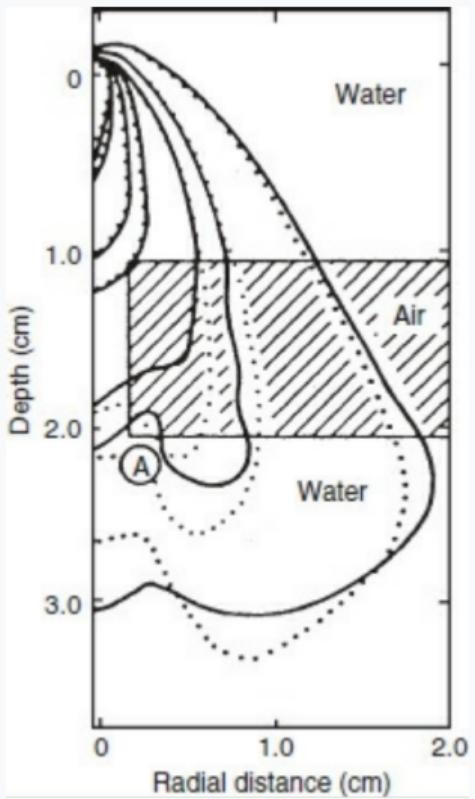
$$D(\mathbf{r}) \int T_P(\rho_{r'} \cdot \mathbf{r}') A_c(\rho_{r'-r} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')) d\mathbf{r}'$$

Donde:

$\rho_{r'-r} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ es la distancia radiológica desde el sitio de deposición de la dosis hasta el sitio de interacción del fotón primario.

$\rho_{r'} \cdot \mathbf{r}'$ es la distancia radiológica desde la fuente hasta el sitio de interacción del fotón.





Woo y Cunningham **compararon el núcleo modificado de fotones primarios de 6 MeV** generado por MC en un phantom de agua que contiene un anillo de aire.

La línea discontinua es un núcleo modificado para la situación heterogénea utilizando una escala de rango a partir de uno derivado en un phantom homogéneo. La línea continua es un núcleo calculado explícitamente para la situación heterogénea.

Los resultados mostrados indican que la **concordancia no es perfecta**, pero las tendencias computacionales son claramente evidentes en el sentido de que las **líneas de isovalor se contraen en regiones de alta densidad y se expanden en regiones de baja densidad**.

INTRODUCCION
OOOOO

LA REPRESENTACION DEL PACIENTE
OOOOO

FISICA BASICA DE LA RADIACION
OOOOOOOO

ALGORITMO DE SUPERPOSICION/CONVOLUCION
OOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOO

MONTE CARLO
●OOOOOOOO

METODO DE ORDENADAS DISCRETAS
OOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOO

MONTE CARLO

La técnica de transporte de radiación de Monte Carlo (**MC**) consiste en utilizar distribuciones de probabilidad bien establecidas que rigen las interacciones individuales de electrones y fotones para simular su transporte a través de la materia.

Aunque el método MC se había propuesto desde hacía algún tiempo, no pudo utilizarse plenamente hasta el desarrollo de la computadora digital en la década de 1940.

El **transporte de radiación** fue uno de los primeros usos de esta metodología en ese momento, y los códigos públicos, como el **código de transporte de N partículas de Monte Carlo (MCNP)**, comenzaron a aparecer ya en la década de 1950.

En los cálculos del transporte de fotones, el **código de transporte de electrones (ETRAN)**, desarrollado por la Oficina Nacional de Estándares en la década de 1970, se basó en la técnica **de historial condensado** introducida por primera vez por Berger en 1963.

El código **Electron Gamma Shower (EGS4)** se desarrolló originalmente en el **Acelerador Lineal de Stanford** en la década de 1980 y ahora lo mantiene (como EGSnrc modificado) el **Consejo Nacional de Investigación de Canadá**.

Simulaciones análogas

Como señala el **TG 105**, una **simulación análoga** es la **propagación aleatoria de una partícula a través de los siguientes cuatro pasos**:

1. Determinar la distancia hasta la siguiente interacción.
2. Transportar la partícula al sitio de interacción.
3. Seleccionar qué interacción tendrá lugar.
4. Simular esta interacción.

El **paso inicial** se realiza en función de la **probabilidad de que la partícula interactúe dentro del medio en cuestión**.

Por ejemplo, si la **probabilidad de interacción** está representada por un **coeficiente de atenuación** μ , se puede determinar una **distancia de interacción aleatoria** r a partir de un **número aleatorio** ε (entre 0 y 1) mediante lo siguiente:

$$r = -\frac{(1 - \varepsilon)}{\mu} \quad (6)$$

El **segundo paso** es relativamente sencillo, pero se requiere conocimiento de la **densidad de masa** (y los cambios correspondientes en μ) para **materiales heterogéneos**.

Se realizará otra **elección aleatoria para el paso 3, ponderada proporcionalmente a las probabilidades relativas de las opciones de interacción** (Compton, fotoeléctrico, pp).

Finalmente se deben **simular aleatoriamente los resultados de la interacción**, incluyendo las **partículas de nueva energía** (si no son absorbidas) y su **trayectoria**.

Historiales condensados

Si bien las **simulaciones análogas** funcionan bien para las interacciones de fotones, surge un **problema práctico** para el transporte de **electrones**.

El **caminio libre medio para los electrones en el rango de energía terapéutica es del orden de 10^{-5} g/cm^2** . Esto significa que **un solo electrón de energía $> 1 \text{ MeV}$ tendrá más de 105 interacciones antes de detenerse**. Realizar una simulación análoga de este evento **no es práctico**.

La **técnica del transporte de electrones de historial condensado** fue introducida por primera vez por **Berger en 1963**. Observó que **la mayoría de las interacciones inelásticas de electrones no perdían mucha energía ni tenían un cambio direccional significativo**.

Estas **interacciones "suaves"** podrían estar separadas por eventos **catastróficos "más significativos**, donde el electrón tuvo una **pérdida de energía significativa** (ejem., producción de rayos delta, evento Bremsstrahlung).

Las interacciones suaves podrían **simularse por separado combinándolas en interacciones virtuales únicas de gran efecto**, mientras que los **eventos catastróficos pueden simularse de forma análoga** como se describió anteriormente.

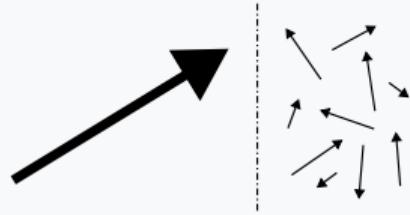
Para **electrones con energías superiores a un umbral de energía**, el camino libre medio para interacciones catastróficas es **varios órdenes de magnitud mayor**.

Si bien este enfoque **permite cálculos más rápidos**, se ha demostrado que la elección del **tamaño de paso** para los historiales condensados produce **artefactos en los resultados**.

Sin embargo, estos problemas han llevado a **métodos de historial condensado mejorados y de alta precisión**.

Técnicas de reducción de varianza

En lugar de simular eventos individuales como en una simulación análoga, se pueden emplear técnicas para mejorar la eficiencia del cálculo de MC para obtener un resultado particular.



Las técnicas de reducción de la varianza se utilizan para **reducir la varianza** de un resultado de cálculo determinado para un **número determinado de históricos**.

fotones resultante.

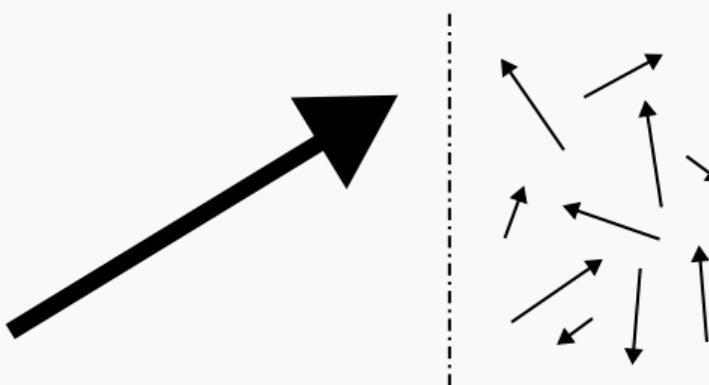
Por ejemplo, una **simulación análoga** de un evento Bremsstrahlung seleccionaría aleatoriamente **una energía y una dirección** (proporcional a sus respectivas probabilidades) para la **emisión de**

Alternativamente, se podría simular la emisión de una gran cantidad de fotones con pesos más bajos para imitar mejor la emisión direccional aleatoria de estos eventos.

Esta técnica particular se denomina **división Bremsstrahlung** y es una de las muchas técnicas diferentes que pueden emplearse dentro de un código MC particular.

Las **técnicas son importantes para mantener los tiempos de cálculo prácticos** en la mayoría de las situaciones.

Se debe **tener cuidado de que la física subyacente no esté sesgada por los resultados.**



Cálculos de dosis de radioterapia de Monte Carlo

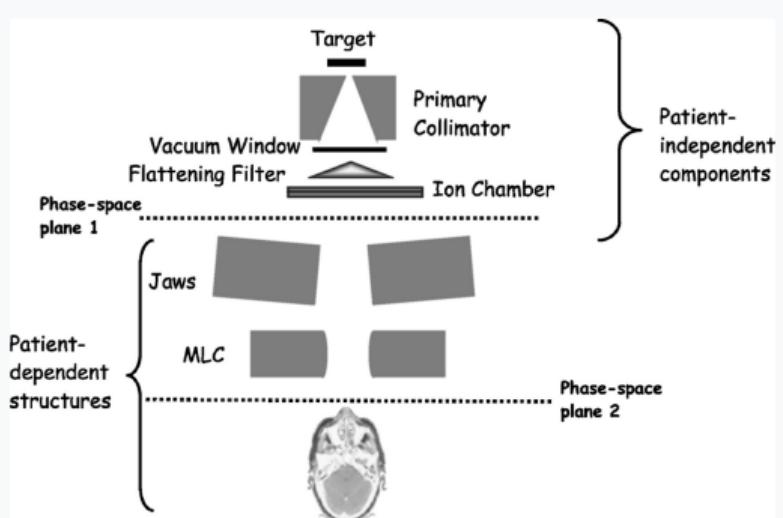
En principio, es posible simular historiales de toda la administración de radioterapia, → desde el impacto inicial del electrón acelerado sobre el objetivo hasta la dosis administrada.

Sin embargo, este sería un proceso tremadamente ineficaz, ya que pocos de estos históriales pasarían del acelerador hasta llegar al paciente.

Alternativamente, es posible transportar las partículas a través de estructuras independientes del paciente (por ejemplo, objetivo, colimador primario, cámara de iones) y almacenar esta información para uso futuro.

Esta información se conoce como archivo de espacio de fases y contiene información que incluye la posición, la energía y la dirección de los fotones y electrones emitidos por el acelerador.

Sección transversal de un **acelerador lineal de Varian** en modo de haz de fotones que demuestra una **posible ubicación de un plano de espacio de fase ubicado distal a todos los componentes independientes del paciente del cabezal del acelerador.**



Una vez calculada inicialmente, **esta información se puede utilizar continuamente para calcular la dosis para pacientes individuales.**

También puede ser **ventajoso crear planos de espacio de fase más abajo en la trayectoria del haz** (espacio de fase 2), particularmente para configuraciones de colimador estándar y/o modificadores de haz. De lo contrario, estos datos se pueden proyectar directamente sobre el paciente para calcular la dosis.

INTRODUCCION
OOOOO

LA REPRESENTACION DEL PACIENTE
OOOOO

FISICA BASICA DE LA RADIACION
OOOOOOOO

ALGORITMO DE SUPERPOSICION/CONVOLUCION
OOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOO

MONTE CARLO
OOOOOOOOOO

METODO DE ORDENADAS DISCRETAS
●OOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOOO

MÉTODO DE ORDENADAS DISCRETAS

Más recientemente, varios autores han informado sobre una **solución numérica directa de las ecuaciones de transporte de Boltzmann** (BTEs).

El enfoque se ha **comercializado en el sistema de planificación de tratamiento Varian Eclipse**, bajo el nombre de **Auros**.

En particular, esta metodología se ha propuesto como una **alternativa a los cálculos de MC**, con el fin de producir **distribuciones de dosis precisas con un tiempo de cálculo sustancialmente reducido**.



Derivación de las ecuaciones de transporte

La ecuación de transporte lineal de Boltzmann se puede derivar suponiendo la conservación de partículas dentro de un elemento de volumen pequeño del espacio de fases.

Definimos una cantidad llamada **densidad angular de electrones**, $N_e(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$, que representa el número probable de electrones en la ubicación \mathbf{r} y dirección Ω con energía E en el tiempo t por unidad de volumen por unidad de ángulo sólido por unidad energía.

Ω representa el vector unitario en la dirección del movimiento, es decir, paralelo a \mathbf{v} .

Por lo tanto, $N_e(\mathbf{r}, \Omega, E, t) dV d\Omega dE$ representa el **número de electrones en el tiempo t en un elemento de volumen dV alrededor de r , en un haz estrecho de ángulo sólido $d\Omega$ alrededor de Ω , y rango de energía dE alrededor de E** .

Después de un tiempo Δt , estos electrones se han movido a la posición $\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t$, y se han reducido debido a colisiones dentro del medio en una cantidad $e^{-\sigma v \Delta t}$.

Aquí σ es la *sección transversal macroscópica* de los electrones y representa $1/\lambda$, donde λ es el **camino libre medio**.

Para **tiempos muy cortos** Δt

Serie de Taylor (exponencial)

$$e^x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \dots$$

$$\Rightarrow \mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t \rightarrow N_e(1 - \sigma v \Delta t) dV d\Omega dE$$

Al mismo tiempo, los **electrones dispersos desde otras partes del medio pueden alcanzar la misma posición ($\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t$)**.

Esta cantidad puede determinarse **integrando la densidad angular sobre el espacio de fase multiplicada por la probabilidad de estas interacciones**:

$$N_e^{scatter}(\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t, t + \Delta t) = \int \int N_e(r, t) \left[\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}(\boldsymbol{\Omega}', \mathbf{E}'; \boldsymbol{\Omega}, \mathbf{E}) \right] d\Omega d\mathbf{E} \quad (7)$$

Donde $\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}(\boldsymbol{\Omega}', \mathbf{E}'; \boldsymbol{\Omega}, \mathbf{E})$ representa la sección transversal diferencial doble para la dispersión de electrones desde la energía \mathbf{E}' y la dirección $\boldsymbol{\Omega}'$ hasta la energía \mathbf{E} y la dirección $\boldsymbol{\Omega}$.

Además, cualquier fuente adicional de electrones producida durante el tiempo Δt también puede alcanzar la posición $r + v\Delta t$.

En este caso, el número de electrones adicionales en $r + v\Delta t$ se convierte en $Q(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)\Delta t$, donde $Q(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)$ representa la tasa de producción de electrones de otras fuentes.

El número total de electrones en la posición $r + v\Delta t$ ahora viene dado por la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} N_e(\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t, \boldsymbol{\Omega}, E, t + \Delta t) &= N_e(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)(1 - \sigma v \Delta t) \\ &+ \left[\int \int N_e(r, t) \left(\frac{d^2\sigma}{dEd\boldsymbol{\Omega}}(\boldsymbol{\Omega}', \mathbf{E}'; \boldsymbol{\Omega}, \mathbf{E}) \right) d\boldsymbol{\Omega} d\mathbf{E} \right] \Delta t + Q(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)\Delta t \end{aligned}$$

Dividiendo la ecuación por Δt , y tomando el límite $\Delta t \rightarrow 0$, obtenemos

$$\begin{aligned} & \Rightarrow \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{N_e(\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t, \boldsymbol{\Omega}, E, t + \Delta t)}{\Delta t} \right] = \\ & \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{N_e(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)}{\Delta t} \right] - \sigma v N_e(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t) + \iint N_e(r, t) \left(\frac{d^2\sigma}{dEd\boldsymbol{\Omega}}(\boldsymbol{\Omega}', \mathbf{E}'; \boldsymbol{\Omega}, \mathbf{E}) \right) d\boldsymbol{\Omega} d\mathbf{E} \\ & \quad + Q(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t) \\ \\ & \Rightarrow \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{N_e(\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t, \boldsymbol{\Omega}, E, t + \Delta t) - N_e(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)}{\Delta t} \right] + \sigma v N_e(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t) = \\ & \quad \iint N_e(r, t) \left(\frac{d^2\sigma}{dEd\boldsymbol{\Omega}}(\boldsymbol{\Omega}', \mathbf{E}'; \boldsymbol{\Omega}, \mathbf{E}) \right) d\boldsymbol{\Omega} d\mathbf{E} + Q(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t) \end{aligned}$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{N_e(\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t, \boldsymbol{\Omega}, E, t + \Delta t) - N_e(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)}{\Delta t} \right]$$

El término límite representa la derivada temporal total de N_e para un observador que se mueve con el paquete de electrones (es decir, de \mathbf{r} a $\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t$). Puede reescribirse para simplificar la ecuación:

$$\begin{aligned} & \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{N_e(\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t, t + \Delta t) - N_e(\mathbf{r}, t)}{\Delta t} \right] = \\ & \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{N_e(\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t, t + \Delta t) - N_e(\mathbf{r}, t + \Delta t)}{\Delta t} \right] + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{N_e(\mathbf{r}, t + \Delta t) - N_e(\mathbf{r}, t)}{\Delta t} \right] \end{aligned}$$

Definición de derivada

$$\frac{df(t)}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{f(t + \Delta t) - f(t)}{\Delta t} \right]$$

Por lo cual

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{N_e(\mathbf{r}, t + \Delta t) - N_e(\mathbf{r}, t)}{\Delta t} \right] = \frac{\partial N_e(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$

Gradiente

$$\nabla f(r, \theta, \phi) = \frac{\partial f}{\partial r} \hat{r} + \frac{\partial f}{\partial \theta} \hat{\theta} + \frac{\partial f}{\partial \phi} \hat{\phi}$$

Por lo cual

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{N_e(\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t, t + \Delta t) - N_e(\mathbf{r}, t + \Delta t)}{\Delta t} \right] = \mathbf{v} \cdot \nabla N_e(\mathbf{r}, t)$$

$$\Rightarrow \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{N_e(\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t, \Omega, E, t + \Delta t) - N_e(\mathbf{r}, \Omega, E, t)}{\Delta t} \right] = \mathbf{v} \cdot \nabla N_e(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial N_e(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (8)$$

El **primer término** de la ecuación (8) representa la velocidad multiplicada por la derivada direccional de N_e en la dirección de Ω . Se conoce como término de flujo, ya que representa la diferencia en la derivada del tiempo entre los marcos en movimiento y en reposo, el **último término** incluye los efectos de los electrones que pasan por r sin colisiones.

Finalmente tenemos que

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla N_e + \sigma v N_e = \iint N'_e \left(\frac{d^2 \sigma}{dEd\Omega} \right) d\Omega d\mathbf{E} + Q \quad (9)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla N_e + \sigma v N_e = \int \int N'_e \left(\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} \right) d\Omega d\mathbf{E} + Q$$

Esta es la forma básica de la **ecuación de transporte**, que a menudo se denomina **ecuación de Boltzmann** debido a su similitud con la expresión derivada por Boltzmann que involucra la teoría cinética de los gases.

Se escribe más a menudo en términos de **flujo angular** Ψ_e , donde $\Psi_e(\mathbf{r}, \Omega, E, t) = v N_e(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Psi_e}{\partial t} + \Omega \cdot \nabla \Psi_e + \sigma \Psi_e = \int \int \Psi'_e \left(\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} \right) d\Omega d\mathbf{E} + Q \quad (10)$$

Uso de las ecuaciones de transporte para cálculos de haces de fotones

En la **radioterapia con haz externo**, se utiliza la forma **independiente del tiempo** de la ecuación (8), ya que el estado estacionario se logra en un tiempo mucho más corto que cuando el haz está encendido.

La ecuación (8) es una **ecuación diferencial integroparcial** que se puede **resolver numéricamente utilizando métodos estocásticos o deterministas**.

La mayoría de los informes han utilizado este último, empleando algún tipo de **método numérico basado en cuadriculas** en el que el espacio de fase se discretiza en coordenadas espaciales, angulares y de energía, sin embargo, **existen algunas diferencias en la literatura sobre qué técnicas se utilizan**.

Los métodos de **diferencias finitas y elementos finitos** son algunos que utilizan para la discretización espacial.

Alternativamente, el método de **ordenadas discretas** se ha empleado para la discretización angular en el solucionador **Attila** y en el posterior algoritmo **Acuros XB** actualmente disponible en el sistema de planificación de tratamiento **Varian Eclipse**.

Los datos de la **sección transversal de fotones-electrones acoplados** dependientes de la energía están disponibles a través de **CEPXS**, que utiliza el método **multigrupo** para discretizar el dominio de energía de las partículas en **intervalos o grupos de energía**.

Esta **clase de solucionadores** se conoce comúnmente como **método de ordenadas discretas**, aunque técnicamente el nombre solo se refiere al método para **discretizar numéricamente en ángulo**.

The Varian logo consists of the word "varian" in a lowercase, sans-serif font. The letters are bold and have a slight slant to the right. The 'v' is particularly prominent.

Hasta ahora, sólo hemos discutido la **densidad angular de los electrones (o flujo angular)**. Sin embargo, en los cálculos de haces externos, las colisiones **involucran fotones, electrones y positrones**.

En principio, la ecuación (8) se convierte entonces en un **conjunto de ecuaciones acopladas**. Por ejemplo, excluyendo las interacciones de positrones, tenemos lo siguiente:

$$\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \Psi_{\gamma} + \sigma_{\gamma} \Psi_{\gamma} + \iint \Psi'_e \left(\frac{d^2 \sigma_{e\gamma}}{dEd\boldsymbol{\Omega}} \right) d\boldsymbol{\Omega} d\mathbf{E} + \iint \Psi'_{\gamma} \left(\frac{d^2 \sigma_{\gamma\gamma}}{dEd\boldsymbol{\Omega}} \right) d\boldsymbol{\Omega} d\mathbf{E} + Q_{\gamma}$$

$$\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \Psi_e + \sigma_e \Psi_e + \iint \Psi'_{\gamma} \left(\frac{d^2 \sigma_{\gamma e}}{dEd\boldsymbol{\Omega}} \right) d\boldsymbol{\Omega} d\mathbf{E} + \iint \Psi'_e \left(\frac{d^2 \sigma_{ee}}{dEd\boldsymbol{\Omega}} \right) d\boldsymbol{\Omega} d\mathbf{E} + Q_e$$

Donde $\frac{d^2 \sigma_{1,2}}{dEd\boldsymbol{\Omega}}$ representa la sección transversal diferencial para la creación de la partícula 2 con energía E , dirección $\boldsymbol{\Omega}$, de la partícula 1 de energía E' , dirección $\boldsymbol{\Omega}'$.

Implementación de las ecuaciones de transporte lineal de Boltzmann en Acuros XB

Actualmente, la **única implementación comercial del BTE lineal es el algoritmo de cálculo de dosis Acuros XB** disponible en el sistema de planificación de tratamiento **Varian Eclipse**.

Acuros XB ha adaptado y optimizado los métodos de **Attila** para cálculos de haces de fotones externos.

Dentro del algoritmo **Acuros**, se supone que **ambas partículas cargadas de la producción de pares son electrones**, y se supone que la **contribución de Bremsstrahlung producida por electrones dentro del paciente se deposita localmente**.

Como ya se mencionó, la **discretización de energía se realiza utilizando una representación multigrupo de la sección transversal**.

Sin embargo, esto es difícil para los electrones donde la sección transversal inelástica aumenta rápidamente cuando las pérdidas de energía se vuelven pequeñas. Estas interacciones “suaves” requerirían una gran cantidad de contenedores de energía para describirlas con precisión, lo cual no es práctico para una solución eficiente.

Como resultado, las interacciones de los electrones se dividen en pérdidas de energía grandes y pequeñas, estas últimas se describen mediante una **aproximación de desaceleración continua (CSD)**.

En este caso, la fluencia angular de los electrones se describe mediante la ecuación de transporte de Boltzmann-Fokker-Planck:

$$\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \Psi_e + \sigma_e \Psi_e - \frac{\partial S_r}{\partial E} \Psi_e + \int \int \Psi'_\gamma \left(\frac{d^2 \sigma_{\gamma e}}{dE d\Omega} \right) d\Omega d\mathbf{E} + \int \int \Psi'_e \left(\frac{d^2 \sigma_{ee}}{dE d\Omega} \right) d\Omega d\mathbf{E} + Q_e \quad (11)$$

En este caso, σ_{ee} representa interacciones “catastróficas” más grandes que están representadas por la dispersión estándar de Boltzmann.

Gifford y cols. realizaron por primera vez una **evaluación del prototipo de solucionador Attila para cálculos de dosis de radioterapia.**

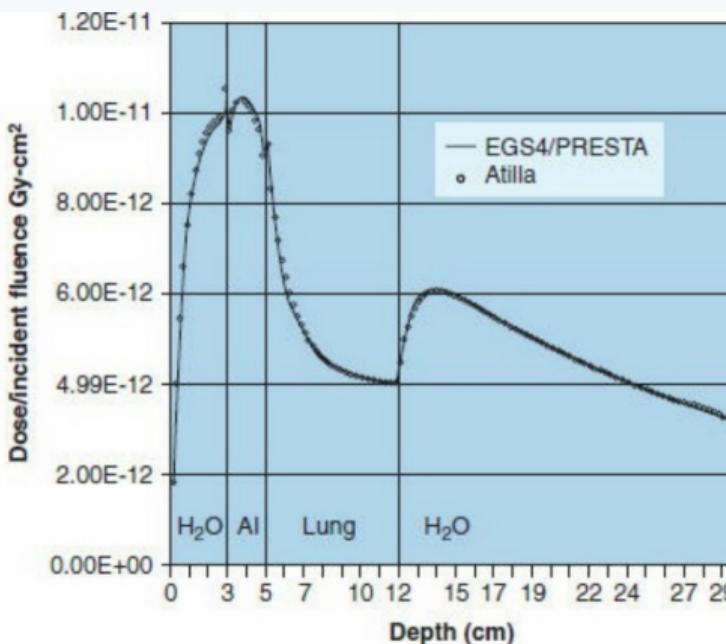
Los cálculos de dosis realizados por **Attila se compararon directamente con los calculados utilizando los códigos MC MCNPX** para un cálculo de braquiterapia y **EGS4 para un cálculo de haz de fotones externo.** Se compararon las diferencias en las dosis y las velocidades relativas de cálculo.

La **comparación del cálculo de la dosis de fotones se realizó comparando Attila versus EGS4** para un haz de fotones de **18 MV** de un acelerador **Varian 2100.**

Se utilizó una **geometría de haz estrecho** para resaltar cualquier diferencia en las regiones de **desequilibrio electrónico.** Además, se utilizó un **phantom heterogéneo de múltiples losas**, que estaba formado por agua, pulmón y aluminio.

El cálculo de **Attila se dividió en 24 y 36 grupos de energía de fotones y electrones**, respectivamente.

Se muestra una **comparación de las dosis en profundidad** entre estos dos cálculos. **Las concordancias obtenidas fueron buenas**, con una diferencia RMS del 0.7 % de la dosis máxima.



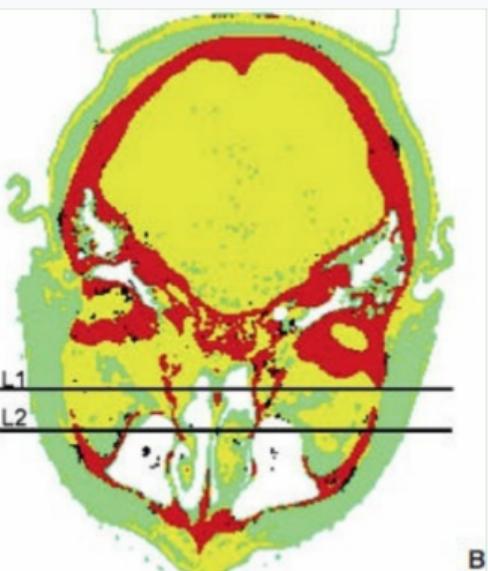
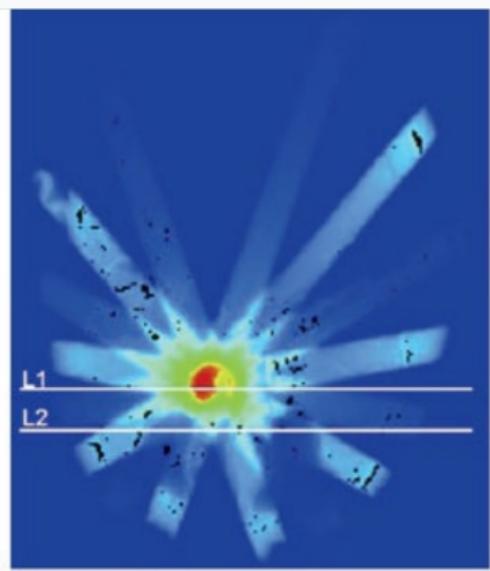
Vassiliev et al. ampliaron estas comparaciones para incluir cálculos de haz externo de geometrías heterogéneas de pacientes.

Attila se comparó con simulaciones de **EGSnrc MC** para un haz de fotones de 6 MV de un **Varian 2100** para una **próstata** y un **caso de cabeza y cuello** previamente tratado en su departamento.

Los conjuntos de datos de CT se convirtieron en un mapa de cuatro materiales con densidades fijas: aire, tejido adiposo, tejido blando y hueso.

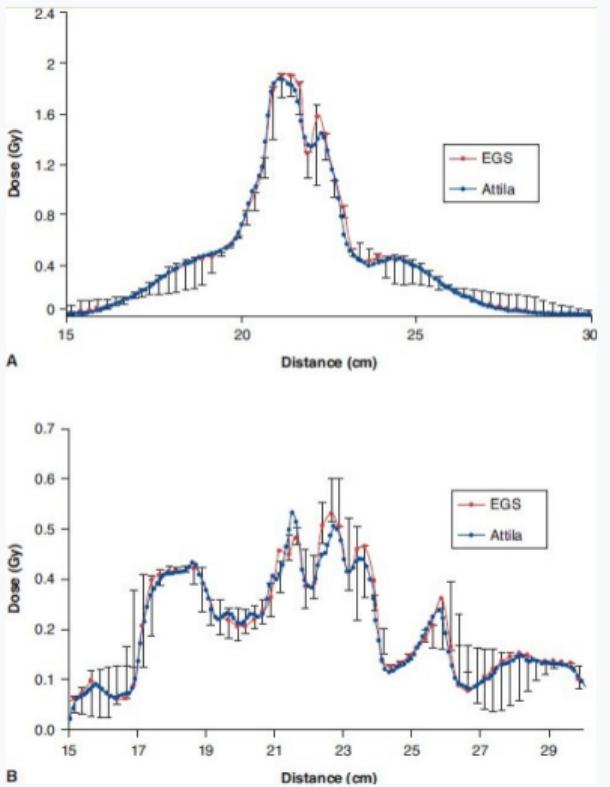
En su comparación, los cálculos se realizaron con las **mismas geometrías de haz que las utilizadas clínicamente**, con la excepción de la **modulación del haz** que se eliminó para esta comparación.

Se muestra el mapa de materiales para un corte axial a través del centro del PTV para el caso de cabeza y cuello.



También se muestra la **distribución de dosis resultante** realizada utilizando el motor de cálculo de dosis de Attila.

Las **áreas negras** en cada imagen son regiones donde la **diferencia entre los cálculos de MC y BTE superó el 5 % de la dosis máxima**.



Se puede ver una **comparación más cuantitativa** observando un **perfil de dosis** a través del centro del PTV (Línea “L1”) y fuera del eje (Línea “L2”).

Se muestran los perfiles de dosis para los códigos Attila y EGSnrc para estas líneas.

La **concordancia general entre estos dos métodos fue buena**, con más del 98 % de los puntos de cálculo dentro de un criterio de $\pm 3\%$ / $\pm 3\text{ mm}$.

Desde el lanzamiento de **Acuros XB**, se han realizado **varios estudios de planificación que investigan la eficiencia y precisión del método de ordenadas discretas.**

Se realizan **comparaciones con otros algoritmos de planificación o con resultados medidos para una variedad de sitios de tratamiento**, incluidos el pulmón, la mama y la nasofaringe.

También se han informado **evaluaciones de Acuros para cálculos en medios heterogéneos o para tratamientos de radiocirugía.**

Se remite al lector interesado a estas obras para obtener información adicional.

- [1] Khan, F. M., Gibbons, J. P., & Sperduto, P. W. (2016). *Khan's Treatment Planning in Radiation Oncology* (4.^a ed.). Wolters Kluwer.