



Carlos Eduardo de Almeida

Renato Di Prinzio
Colaborador

1. INTRODUÇÃO

Para descrever um campo de radiação ionizante, é necessário considerar um ponto qualquer neste campo, conhecer o número de fótons ou partículas que irão atravessá-lo por unidade tempo e associar ao campo alguns volumes diferentes de zero.

Uma esfera, por exemplo, é um volume de maior simplicidade, pois os fótons ou partículas incidentes apresentam a mesma seção transversal em todas as direções. Entretanto, o seu tamanho dependerá da grandeza física a ser definida no campo de radiação, podendo ser estocástica ou determinística.

A definição de uma grandeza estocástica é válida apenas para domínios finitos, e a ocorrência de seus valores se dá por meio de um processo aleatório, em que a probabilidade de se encontrar um valor em particular é determinada por uma distribuição de probabilidade.

As grandezas determinísticas são contínuas e diferenciáveis no espaço e no tempo, e seus valores podem, para certas condições, ser previstos por cálculos.

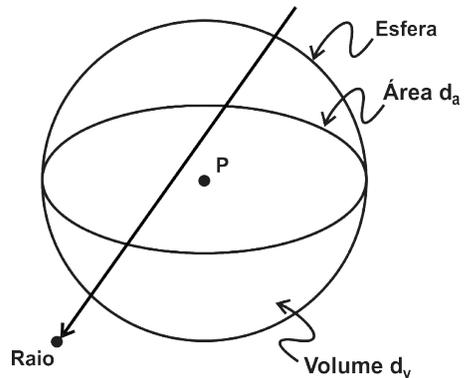


Figura 1 – Reflete a caracterização do campo de radiação no ponto P, quando um feixe atravessa uma esfera com seção de área no plano do ponto P, que será útil para definição das outras grandezas.

Fonte: Adaptado de Attix (1986).

Para grandezas estocásticas, o volume da esfera que circunda o ponto de interesse **P** deve ser pequeno e finito, enquanto para grandezas determinísticas o volume (d_v), a área do círculo maior (d_a) e a massa (d_m), bem como o tempo de irradiação (d_t) devem ser infinitesimais, como ilustra a Figura 1.

2. FLUÊNCIA E TAXA DE FLUÊNCIA

A fluência (Φ) é uma grandeza escalar não estocástica para um campo vetorial de partículas e pode ser definida de forma simples como o valor esperado do número de fótons ou partículas que atravessam uma esfera finita, com uma seção de área seguindo a relação:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (1)$$

com unidades de m^{-2} ou partículas por área.

Na definição de Chilton, descrita por Attix (2004), o volume é usado em vez da área, devendo-se somar todas as comprimentos das trajetórias l_i das partículas que passam pelo volume de acordo com a relação:

$$\Phi = \lim_{n \gg \infty} \sum_{i=1}^{n \rightarrow \infty} l_i \quad (2)$$

com unidades de m^{-2} ou partículas por área.

Se $l = l_i$ para qualquer valor de i , a fluência será definida como:

$$\Phi = N \frac{l}{V} \quad (3)$$

E a taxa de fluência como:

$$\dot{\Phi} = \frac{d\Phi}{dt} \quad (4)$$

Não se deve esquecer de que numa situação de incidência angulada de feixe, a fluência do feixe espalhado pode ser bem diferente nas duas esferas em cada meio (Attix, 1986).

3. FLUÊNCIA DE ENERGIA

Considerando a Figura 1, a fluência pode ter várias direções, sendo R o valor esperado da energia cinética das N_e partículas que entram no volume diferencial dv .

Para partículas com massa, como elétrons e prótons, a energia radiante é dada pela relação:

$$R = T \cdot N_e \quad (5)$$

onde T = energia cinética das partículas.

Para fótons, a mesma relação pode ser obtida, substituindo o T por $h\nu$:

$$R = h\nu \cdot N_e \quad (6)$$

Assim, pode-se definir a grandeza não estocástica, **fluência de energia Ψ** , como:

$$\Psi = \frac{dR}{da} \quad (7)$$

Onde dR é a energia incidente numa esfera finita com uma seção de área da , sendo R a energia das partículas transferidas ou recebidas sem considerar a energia de repouso. A unidade de grandeza é $J.cm^{-2}$.

As distribuições de fluência Φ e fluência de energia Ψ_E com relação à energia são dadas pelas relações:

$$\Phi_E = \frac{d\Phi}{dE_e} \quad e \quad \Psi_E = \frac{d\Psi}{dE_e} \quad (8)$$

$$(9)$$

Onde:

$d\Phi$ = representa a fluência de partículas com energia entre E e $E+dE$, sendo dT a sua fluência de energia.

A relação entre elas é dada pela relação:

$$\Psi_E = E\Phi_E \quad (10)$$

As unidades de fluência de energia são $J.cm^{-2}$ ou energia por área ou $eV.cm^{-2}$.

Dica:

- As grandezas fluência e fluência de energia serão utilizadas na determinação do kerma.

4. SEÇÃO DE CHOQUE

É um conceito muito importante para entender as diferenças que ocorrem no processo de interação e absorção da radiação num dado meio, pois descreve o número de interações N_j de partículas, carregadas ou não, para uma dada fluência Φ em um dado meio, estando associado à probabilidade de interação com o alvo.

$$\sigma = \frac{N_j}{\Phi} \quad (11)$$

A probabilidade de interação para de feixe com uma dada de energia é proporcional à espessura de um dado material d_p , ou seja, ao número de potenciais alvos por unidade de volume.

O número de alvos por unidade de volume é dado pela relação $N_A r/A$, onde N_A é o número de Avogadro ($N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ mole}^{-1}$), A é o peso molecular (g.mole^{-1}) e r é a densidade gravimétrica (g.cm^{-3}).

$N_A r/A$ tem como unidade $(\text{mole}^{-1}).(\text{g.cm}^{-3})/(\text{g.mole}^{-1}) = \text{cm}^{-3}$.

Assim, a seção de choque s pode ser definida como:

$$dP(\text{probabilidade diferencial}) = dl \left(\frac{N_A \rho}{A} \right) \sigma \quad (12)$$

cuja unidade é o **barn** (b) ($1 b = 10^{-14} \text{ cm}^2$).

5. COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR μ

A interação de partículas não carregadas, i.e., fótons, segue uma distribuição probabilística associada à seção de choque definida acima, que pode ser simplificada ao usarmos o **coeficiente de atenuação linear μ** para um dado material e um dado feixe, podendo ser definido pela relação:

$$\mu = -\alpha \sigma N_A \rho / A \quad (13)$$

cuja unidade é o cm^{-1} .

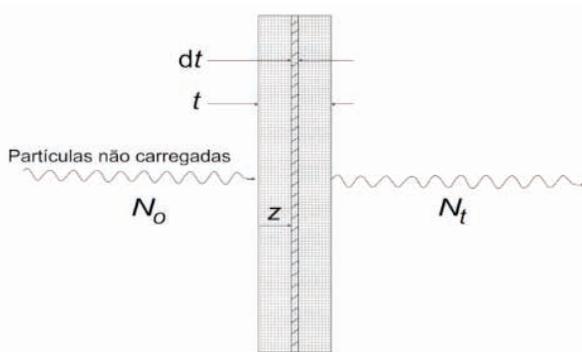
Assim sendo, a taxa de fluência é proporcional à própria fluência:

$$\frac{d\Phi}{dl} = -(\alpha \sigma N_A \rho / A) \Phi \quad (14)$$

$$\frac{d\Phi}{dl} = -\mu\Phi \quad (15)$$

sendo o resultado da solução para essa equação diferencial:

$$\Phi(l) = \Phi_0 e^{-\mu l} \text{ ou } I = I_0 x e^{-\mu l} \quad (16)$$



$$dN = -\mu N dt \quad (17)$$

Figura 2 – Exemplo do caráter exponencial do processo de interação dos fótons. N_0 (ou I_0) é a fluência na superfície do material e N_t (ou I), a fluência que atravessou o material sem interagir.

Fonte: Adaptado de Andreo (2017).

A relação acima pode ser muito útil quando se quer relacionar a **intensidade** (o número de partículas e a dose que pode ser depositada) com a **penetração** (energia, qualidade do feixe), ou seja, quando se quer calcular o quão profundo no meio o feixe pode alcançar. Uma boa correlação pode ser obtida quando se usa filtros, pois eles diminuem a intensidade, embora aumentem a penetração relativa dos fótons ao retirarem preferencialmente os fótons com energias mais baixas num feixe poli energético, por exemplo, de raios X.

Dicas:

- A atenuação depende da qualidade do feixe e do meio num feixe colimado, a relação de absorção é exponencial.
- Um bom diagrama esquemático e útil do arranjo experimental, mostrado na Figura 3, demonstra que a atenuação de partículas não carregadas pode estar relacionada com a geometria da medição, quando somente os fótons primários são medidos (geometria estreita) ou quando os fótons espalhados além de primários podem alcançar o detector (geometria larga).

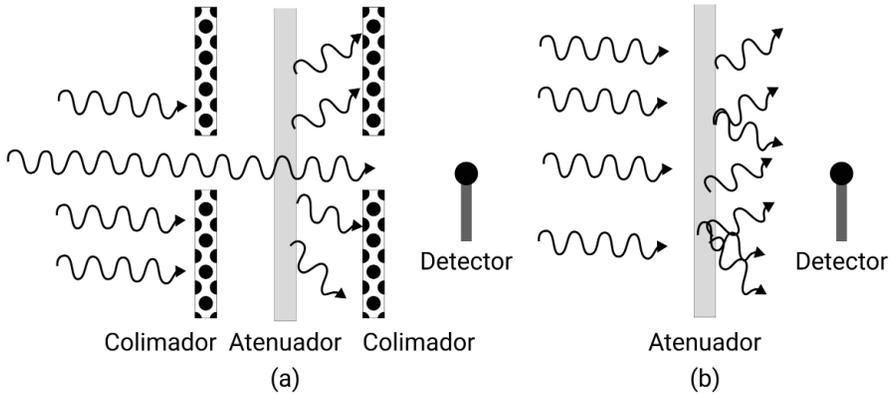


Figura 3 – Configuração experimental das geometrias de medição denominadas de (a) feixe estreito e (b) feixe largo.

Fonte: O autor.

Na condição de feixe estreito, a princípio, somente os fótons primários alcançam o detector e, portanto, a energia radiante detectada segue a relação:

$$R_{det} = R_{odet} e^{-\mu l} \quad (18)$$

Na condição de feixe largo, onde se perde a colimação bem definida, os fótons que se espalham lateralmente (em maioria) são compensados pelos que se espalham para dentro do feixe (em minoria), seguindo a relação:

$$R_{det} = R_{odet} e^{-\mu_{en} l} \quad (19)$$

Nesse caso, a relação entre o coeficiente de atenuação μ' , o coeficiente de absorção de energia μ_{en} e o coeficiente de atenuação μ é dado por:

$$\mu_{en} < \mu' < \mu \text{ (ou seja, espalhamento para fora seja maior do que para dentro).}$$

Caso o espalhamento para dentro seja menor, o coeficiente de atenuação efetivo será negativo.

Daí pode-se também inferir o conceito de *Build-up Factor (B)*:

$$B = \text{intensidade do feixe primário} + \text{secundário/feixe primário}$$

Esse conceito, embora seja importante para entender a diferença entre os coeficientes de atenuação linear, tem uso restrito a cálculos de blindagem e não é aplicável a fontes pontuais (para mais detalhes, veja: Attix, 2004, capítulo 3).

Ao contrário do processo de atenuação, que é definido pelo coeficiente de atenuação linear, ele é dependente do número atômico do meio ou de sua densidade. Quando se considera a absorção no meio para contornar essa dependência, pode-se usar como opção o **coeficiente de atenuação de massa μ/ρ** , sendo ρ a *densidade de massa* (que independe do estado físico do meio - sólido, líquido ou gasoso), dado pela seguinte relação:

Assim, torna-se possível relacionar o **coeficiente de atenuação de massa** com a seção total de choque, que na verdade é uma medição da probabilidade de ocorrência de interação de um dado feixe de radiação com um meio específico.

A relação prevista para esse coeficiente é:

$$\mu(E)/\rho = \sigma_{tot}(E) \frac{N_A}{A} \quad (20)$$

Onde σ é a seção de choque em **barn** (b) ($1 b = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Por outro lado, quando o coeficiente de atenuação de massa $\mu(E)/\rho$ ($\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$) é multiplicado pela densidade de massa, obtém-se o coeficiente de atenuação linear $\mu(E)$ (cm^{-1}).

Outro parâmetro interessante é o livre caminho médio **LCM** (λ), que significa a distância média percorrida por um fóton, sendo definido como o inverso da seção de choque macroscópica total ou do coeficiente de atenuação (ou seja, representa a probabilidade de os fótons sobreviverem sem colisão), cujo formalismo é aplicável a todos os tipos de partículas não carregadas.

$$LCM \lambda = 1/\mu(E) \quad (21)$$

Exemplo 1: A tabela abaixo apresenta eventos sucessivos possíveis de ocorrer com um fóton de 5 MV, mostrando as energias dos fótons residuais com o **livre caminho médio (LCM)**, bem como os elétrons emergentes com as energias até a profundidade de 24 cm, onde a energia do elétron de recuo pode ser considerada zero. Os valores da tabela são demonstrativos, mas não exatos; são baseados na hipótese, elaborada por McDermott e Orton (2010), de que os fótons atravessam uma distância média e que a energia transferida ao elétron é um valor médio.

Ordem da interação	Energia inicial (MV)	LCM (cm)	Energia que sai (MV)	Ângulo de espalhamento	Energia de recuo dos elétrons (MeV)
1 ^a	5,000	33,0	1,860	34	3,140
2 ^a	1,860	19,4	0,889	46	0,971
3 ^a	0,889	13,3	0,512	55	0,377
4 ^a	0,512	10,4	0,335	62	0,177
5 ^a	0,335	8,7	0,239	67	0,096
6 ^a	0,239	7,7	0,181	72	0,058
7 ^a	0,181	7,0	0,144	74	0,037
8 ^a	0,144	6,5	0,118	77	0,026
9 ^a	0,118	6,1	0,100	79	0,019
10 ^a	0,100	5,9	0,086	80	0,014
11 ^a	0,086	5,6	0,075	81	0,011
12 ^a	0,075	5,3	0,067	82	0,008
13 ^a	0,067	5,1	0,060	83	0,007
14 ^a	0,060	4,9	0,054	83	0,006
15 ^a	0,054	4,6	0,050	84	0,005
16 ^a	0,050	4,4	0,046	84	0,004
17 ^a	0,046	4,1	0,042	85	0,003
18 ^a	0,042	3,9	0,039	85	0,003
19 ^a	0,039	3,7	0,037	86	0,003
20 ^a	0,037	3,4	0,034	86	0,002
21 ^a	0,034	3,1	0,032	87	0,003
22 ^a	0,032	2,9	0,030	87	0,004
23 ^a	0,030	2,8	0,029	86	0,005
24 ^a	0,029	2,5	0,027	87	0,000

Fonte: Adaptado de McDermott e Orton (2010).

Exemplo 2: Vários são os tecidos que compõem o corpo humano, e cada um deles interage de forma diferente com a radiação, em função da fluência de energia e da sua constituição e densidades, que precisam ser considerados na realização do cálculo da dose num dado ponto ou alvo tumoral. É frequente o feixe de radiação ao ser direcionado a um local ou alvo de interesse, passar por vários desses tecidos com diferentes densidades, sendo necessário considerar suas heterogeneidades.

Os algoritmos usados nos sistemas de planejamento para o cálculo da distribuição da dose no volume tumoral levam em conta as informações obtidas nas tomografias computadorizadas que fornecem os chamados *Hounsfield numbers*, que são relacionados de forma aproximada com as densidades dos vários tecidos no caminho do feixe.

Por essa razão considera-se de fundamental importância entendermos muito bem esses diferentes processos de interação e suas particularidades com cada tipo de tecido, uma vez que as heterogeneidades devem ser consideradas nos cálculos, incluindo cavidades como ar no pulmão (densidade baixa) e próteses metálicas com titânio - que possui alto número atômico ($Z = 22$) se comparado com o do osso ($Z = 20$) e o da água ($Z = 8$). Lembrando que, embora o corpo humano seja constituído de cerca de 80 % de água, os outros 20 % podem influenciar a dose final, atingindo um valor acima dos limites aceitáveis de incertezas e tolerância, que dever ser inferior a 5 % para a maioria dos tecidos.

Para fins de ilustração, re colocamos a tabela abaixo, retirada do Capítulo 24, para que se possa consolidar uma visão quantitativa das densidades dos vários materiais e tecidos que são encontrados na obtenção de imagens e na absorção dos campos de radiação usados na radioterapia.

Material/tecido	Densidade de massa (g/cm ³)	Densidade eletrônica (X 10 ²³ elétrons/cm ³)	DER (relativo à água)
Pulmão em inspiração	0,205	0,668	0,200
Pulmão em expiração	0,507	1,658	0,496
Tecido adiposo	0,960	3,171	0,949
Mama	0,990	3,261	0,976
Água	1,000	3,340	1,000
Músculo	1,060	3,483	1,043
Fígado	1,070	3,526	1,056
Osso trabecular	1,160	3,730	1,117
Osso cortical	1,530	4,862	1,456
Osso compacto	1,820	5,663	1,696
Titânio	4,510	12,48	3,735

Fonte: Maira (2021).

6. AS INTERAÇÕES MAIS IMPORTANTES

6.1 Interações denominadas de fotoelétricas

O coeficiente de atenuação depende da energia do feixe e do número atômico do material, sendo a energia de recuo do núcleo desconsiderada por ser muito mais pesado. As energias de ligação de interesse são as das camadas K e L, tendo K ainda maior importância por estar na região de uso na terapia e na formação de imagem. Para que esse efeito ocorra, a energia do fóton tem que ter pelo menos uma energia superior a de ligação do elétron no átomo, de forma que possa extrair o elétron da sua órbita.

Dica:

- Por exemplo, a energia de ligação da camada K do ouro é de 80,7 keV, portanto uma energia menor, como 80,6 keV, não será suficiente para liberar o elétron.

Outro fenômeno ocorre, quando um elétron de camada mais externa ocupa uma camada mais interna, provocando a emissão de um raio X denominado de fluorescência, com uma energia igual à diferença de energia entre as duas camadas (esse princípio é muito utilizado para identificar materiais, pois cada elemento emite um raio X típico para cada material). O elétron Auger, de uma certa forma, compete com a fluorescência, pois ele carrega a energia da camada mais externa, que resultou da perturbação do efeito fotoelétrico.

Processo	Alvo	Partícula Secundária	Diagrama	Faixa de energia dominante	
				água	osso
Fotoelétrico	Elétron ligado no átomo	Elétron (fluorescência, elétron Auger é importante)		$h\nu < 30 \text{ keV}$	$h\nu < 50 \text{ keV}$
	Energia do elétron emitida $T_e = h\nu - E_b$ (E_b = energia de ligação)		Dependência de Z do coeficiente de atenuação $\frac{\tau}{\rho} \sim Z^4 \quad (h\nu < 100 \text{ keV})$	Dependência da energia do coeficiente de atenuação	$\frac{\tau}{\rho} \sim (h\nu)^{-3}$ (justamente acima de E_b)

Tabela 2 – Resumo da interação fotoelétrica e dos subprodutos derivados.

Exemplo 3: Assumindo que o material é o chumbo, com energia de ligação de 88 keV para a camada K e 16 keV para a camada L, a energia transferida de um feixe de 100 keV será obtida de acordo com a relação:

$$\varepsilon_{tr} = \varepsilon_{tr}^{ne} = T_{e^-} = h\nu - (E_g)_K = 100 \text{ keV} - 88 \text{ keV} = 12 \text{ keV} \quad (22)$$

Se a relaxação devido à fluorescência for considerada e se a relaxação do Auger for considerada sem fluorescência:

$$\varepsilon_{tr} = \varepsilon_{tr}^{ne} = T_{e^-} + T_{\text{Auger}} = h\nu - 100 \text{ keV} \quad (23)$$

7. INTERAÇÕES DENOMINADAS DE COMPTON

De forma bem diferente, a energia dos elétrons cresce com o aumento do ângulo do fóton espalhado. É importante mencionar que quando a interação Compton ocorre na região predominante, para cada grama de material (água, osso ou chumbo), a atenuação é aproximadamente a mesma, porém a atenuação por cm^3 será diferente de acordo com a sua proporção em densidade.

A tabela abaixo apresenta de forma simplificada o processo de interação Compton, com os intervalos de energia Compton.

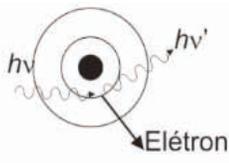
Processo	Alvo	Partícula Secundária	Diagrama	Faixa de energia dominante	
				água	osso
Compton	Elétron	Fóton e elétrons espalhados fluorescência, (energia Auger pequena)		30 keV < hν < 30 MeV	50 keV < hν < 25 MeV
	<u>Transferência de energia para cargas</u> <u>Comportamento mais Complexo:</u> a energia do elétron ganha fração crescente com o aumento do ângulo de espalhamento do fóton sendo ainda maior quando o ângulo for maior que 180 graus		$\frac{\sigma}{\rho} \sim Z^0$	$\frac{\sigma}{\rho} \downarrow$ quando $h\nu \uparrow$	

Tabela 3 – Resumo de interação fotoelétrica e dos subprodutos derivados.

Os três gráficos apresentados nas Figuras 4, 5 e 6 são muito úteis para acompanhar continuamente o entendimento dos processos de interação e valorizam a percepção qualitativa para a interpretação do comportamento do espalhamento da fluência de energia a partir da interação inicial, com os ângulos de espalhamento dos fótons, suas energias para cada ângulo e as energias residuais para cada ângulo definido pela seção de choque diferencial, sendo muito útil também para os cálculos de blindagem.

Na Figura 14, pode-se observar que quanto maior a energia do feixe, maior será a probabilidade de uma distribuição na direção frontal. Uma discussão mais aprofundada deve ser vista no livro Andreo et al. (2017).

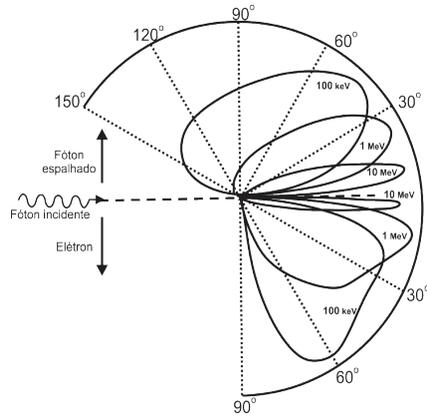


Figura 4 – Visualização pictórica da seção diferencial de choque, que permite, de acordo com o formalismo de Klein-Nishina, se estimar o ângulo de espalhamento que será predominante em função da energia.

Fonte: Adaptado de Attix (1986).

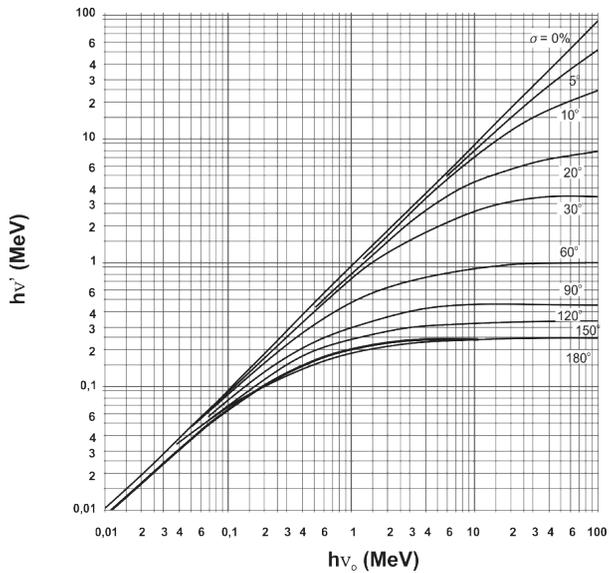


Figura 5 – Dependência da energia $h\nu'$ do fóton Compton espalhado em função da energia inicial $h\nu_0$ e o ângulo de espalhamento do fóton cálculo de acordo com o formalismo de Klein-Nishina.

Fonte: Adaptado de EVANS (1958).

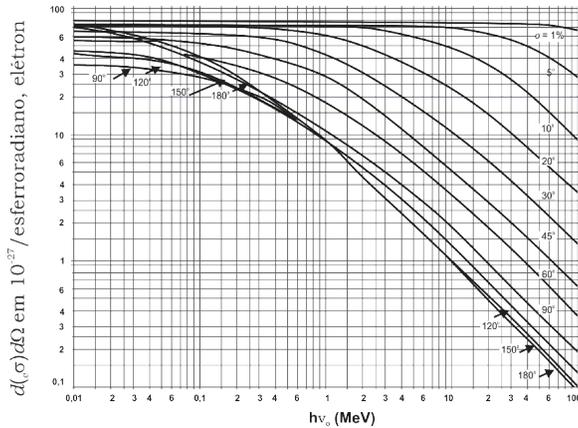


Figura 6 – Seção de choque de colisão diferencial relacionada ao número de fótons espalhados por unidade de ângulo sólido na direção do feixe de acordo com o formalismo de Klein-Nishina.

Fonte: Adaptado de Evans (1958).

8. INTERAÇÕES DENOMINADAS DE PRODUÇÃO DE PARES

Este fenômeno ocorre quando a energia do fóton primário excede o valor de 1,022 MeV. Assim a probabilidade de produção de pares é zero para energias abaixo de 1,022 MeV e aumenta com a energia do fóton e com o número atômico Z^2 .

Processo	Alvo	Partícula Secundária	Diagrama	Faixa de energia dominante
Produção de pares	Campo do Núcleo	Produção de um par elétron-pósitron com a energia em excesso dividida igualmente entre o elétron e pósitron para em seguida o pósitron emitir dois fótons com 511 keV a 180 graus		Água: > 30 MeV > 25 MeV
Produção de pares			$\frac{\kappa}{\rho} \sim Z^2$	$\frac{\kappa}{\rho}$ ↑ quando $h\nu$ ↑ Limiar em 1,022 MeV

Tabela 4 – Resumo de interação por produção de pares.

8.2 A importância relativa de cada tipo de interação

A probabilidade total de interação da fluência energética de um feixe de radiação com um átomo é definida pela soma das três probabilidades dos processos mais importantes (fotoelétrico, Compton e produção de pares). Deve-se considerar a complexidade da variação da dependência de cada um deles com o número atômico (Z) e onde cada processo se torna dominante para uma dada faixa de energia de fótons e número atômico do material. Assim, para as regiões:

- de 10 a 100 keV, predomina o efeito fotoelétrico de baixa energia;
- entre 1 e 10 MeV, região intermediária, predomina o efeito Compton; e
- acima de 10 MeV, o efeito de produção de pares, embora comece a partir de 1,022 MeV como graficamente apresentado na Figura 7.

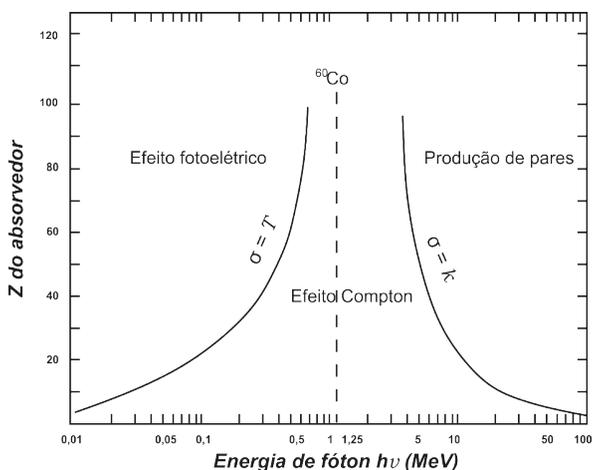


Figura 7 – “Gráfico do vulcão” das seções de choque (número atômico versus energia) para cada um dos processos de interação, mostrando as áreas de domínio dos efeitos.

Fonte: Adaptado de Attix (1996).

Notar que o feixe de raios gama do ^{60}Co (energia média de 1,25 MeV) encontra-se indicado numa linha pontilhada, como se fosse quase um divisor de áreas (Evans, 1955).

Dicas:

- Para visualizarmos os processos envolvidos na interação da radiação com o meio, vamos considerar um feixe de fótons de 15 MV produzido por um acelerador linear com uma energia média da ordem de 5 MV. Para simplificar, vamos considerar esse feixe mo energético, ou seja, com fótons somente de 5 MV, e vamos acompanhar seu caminho ao penetrar na água (lembrando que o livre caminho médio LCM é a distância média que ele percorre e que pode ser relacionada com o inverso do coeficiente de atenuação linear μ). Como o valor de μ para a água é 0,0303, o caminho médio esperado será de 33 cm. Nesse percurso, podemos ter várias possibilidades de interação, seja por espalhamento coerente, efeito fotoelétrico, efeito Compton, produção de pares ou nenhuma reação foto nuclear.
- Para essa energia, a probabilidade de produção de pares é da ordem de 8,5%, e a de espalhamento Compton de 95%, sendo quase zero para efeito fotoelétrico e espalhamento coerente. A energia máxima a ser transferida a um fóton espalhado é da ordem de 4,8 MV e, em seguida, a energia média transferida a um elétron é de 3,14 MeV, o suficiente para penetrar cerca de 1,5 cm ($R_p = \text{Energia nominal}/2$). Sendo a perda por emissão de Bremsstrahlung cerca de 1%, resta então uma energia de 1,86 MeV para o fóton espalhado, de acordo com a relação:

$$E\gamma = \frac{E\gamma}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (24)$$

$$\text{onde } \alpha = m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV}$$

- A probabilidade desse fóton para a produção de pares (inferior a 1%) e para a interação fotoelétrica tornam-se importantes para energias da ordem de 100 keV, sendo 50% para energias abaixo de 30 keV.
- O entendimento e a percepção fenomenológica desses processos são fundamentais para o entendimento dos efeitos que ocorrem:
- Nos diversos detectores que são usados para medição da dose e
- Nos diferentes tecidos do corpo humano que representam as denominadas heterogeneidades que os programas de cálculo modernos levam em conta.
- Lembrando que, na realidade, nos interessa medir a dose em um ponto, num dado meio (em geral, água), na ausência do detector. Para isso precisamos usar detectores que não perturbem a medição, pois muitas vezes são usados detectores com materiais diferentes como, por exemplo, câmaras de ionização (parede, eletrodo e a própria cavidade) e detectores sólidos, como LiF, diodos, diamante, OSL e filme, todos com composições cuja densidade e número atômico são diferentes da água.

- Lembrando que apenas o dosímetro Fricke possui densidade muito próxima à da água igual a 1.02.
- Assim, densidades e números atômicos diferentes do meio, bem como a própria cavidade resultam em perturbações, seja na sua resposta com a energia do feixe, seja nas diferentes absorções e espalhamentos que ocorrem a partir da radiação primária.

9. A DEFINIÇÃO DE HVL (OU CSR) E SUA RELAÇÃO COM O COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR

HVL (*Half Value Layer*), ou CSR (*Camada Semi-Redutora*), é definida como a espessura de um dado material necessária para atenuar a intensidade de um feixe à metade do seu valor inicial. Esse conceito é válido quando a medição é realizada com o feixe colimado, condições denominadas anteriormente de boa geometria, onde somente os fótons primários, sem fótons espalhados, alcançam o detector.

A relação do HVL com o coeficiente de atenuação linear μ é dada por:

$$HVL = 0,693/\mu \quad (25)$$

Esse conceito é utilizado para caracterizar o poder de penetração de um feixe de fótons, em especial em feixes de raios-X com energias abaixo de 120 kVp, utilizados nas áreas de imagem envolvendo mamografia, radiologia, tomografia e terapia com energias entre 50-300kVp. Para feixes com energia acima de 1 MV, outro conceito ($TPR_{20/10}$) é utilizado e será discutido mais adiante.

10. O CONCEITO DE PODER DE FRENAGEM TOTAL DE MASSA

Como o poder de frenagem depende da densidade do material, essa dependência é quase que inteiramente removida ao usarmos o poder de frenagem de massa (S/ρ) para uma dada energia.

Nesse caso, pode ser usada a seguinte relação:

$$S/\rho = 1/\rho \frac{dE}{dl} \quad (26)$$

A unidade do poder de frenagem de massa é o $J m^2 kg^{-1}$ ou $eV m^2 kg^{-1}$

Esse coeficiente é composto de três componentes principais: **colisão**, **radiação** e **nuclear**, definidos pela relação abaixo, embora somente os dois primeiros sejam predominantes na faixa de energia utilizada na clínica.

$$\left(\frac{dE}{dl}\right)_{total} (S/\rho)_{total} = 1/\rho \left(\frac{dE}{dl}\right)_{col} + 1/\rho \left(\frac{dE}{dl}\right)_{rad} + 1/\rho \left(\frac{dE}{dl}\right)_{nuc} \quad (27)$$

Onde:

$(dE/dl)_{col} = S_{col}$ é o poder de frenagem linear de colisão;

$(dE/dl)_{rad} = S_{rad}$ é o poder de frenagem linear de radiação; e

$(dE/dl)_{nuc} = S_{nuc}$ é o poder de frenagem de massa nuclear devido às interações elásticas coulombianas nas quais a energia de recuo é cedida aos átomos.

Como resultado do processo de interação envolvendo os três componentes principais mencionados acima, a absorção dos elétrons ocorre de forma bem mais acentuada do que com os fótons.

Quando uma partícula carregada se encontra a uma dada distância do átomo, a frenagem por colisão ocorre, predominantemente, enquanto a frenagem de radiação é muito pequena, embora aumente ligeiramente com a energia inicial dos elétrons, e a frenagem coulombiana é desprezível e como resultado, o alcance máximo dos elétrons no meio biológico é bem menor e bem definido.

Como regra básica, o alcance máximo definido como **Rp** ocorre numa profundidade aproximada equivalente à metade do valor numérico da energia inicial dos elétrons, ou seja, E/2 em cm, na água.

Energia média dos feixes de fótons e dos elétrons	Alcance máximo dos eletrons (cm)		
	músculo	pulmão	osso
1,25 MV (Cobalto-60)	0,58	2,3	0,34
1,5 MeV (4MV)	0,72	2,9	0,42
2,4 MeV (6MV)	1,26	5,0	0,75
4 MeV (10MV)	2,1	8,2	1,2
6 MeV (15MV)	3,1	12,3	1,8

Tabela 5 – Alcance dos elétrons secundários gerados pelo processo de interação inicial de fótons em diferentes meios biológicos.

Fonte: Adaptado do TG#85 (2004).

11. O CONCEITO DE TRANSFERÊNCIA LINEAR DE ENERGIA (LET), L_{Δ}

A transferência de energia de partículas carregadas de um tipo de energia para um dado material pode ser definida usando a relação:

$$L_{\Delta} = \frac{dE_{\Delta}}{dl} \quad (28)$$

Onde:

dE_{Δ} é a energia média perdida devido às interações eletrônicas ao atravessar uma distância dl , menos a média da soma das energias cinéticas maiores do que a energia de corte Δ dos elétrons liberados pelas partículas carregadas (Thomas, 2011).

Sua unidade é o $J.m^{-1}$ ou $eV.m^{-1}$.

Caso não se tenha definido uma energia de corte, o LET, L_{∞} é igual ao poder de frenagem linear.

12. O CONCEITO DE COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA-MASSA

O coeficiente de transferência energia-massa μ_{tr}/ρ de um material de densidade ρ submetido a um feixe de partículas não carregadas de um dado tipo e energia é dado pela relação:

$$\mu_{tr}/\rho = 1/\rho \cdot dl \frac{dE_{tr}}{E} \quad (29)$$

Onde:

dE_{tr} = energia média transferida como energia cinética para as partículas carregadas do feixe incidente e ao longo de uma distância dl de um dado material.

13. O CONCEITO DE COEFICIENTE DE ABSORÇÃO DE ENERGIA MASSA

É definido como a fração g da energia cinética transferida às partículas carregadas perdidas no processo de *Bremmsstrahlung*, aniquilação e/ou fluorescência, até que as partículas carregadas cheguem ao repouso no meio, sendo específica de cada material. O produto do coeficiente de transferência de energia por massa, μ_{tr}/ρ e $(1-g)$, é chamado de coeficiente de absorção de energia-massa μ_{en}/ρ de um dado material, ou seja:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (30)$$

Para materiais de baixo número atômico (Z), as perdas por radiação são pequenas e os valores de μ_{tr} e μ_{en} são próximos:

Ex: $100(\mu_{tr} - \mu_{en})/\mu_{tr}$.

Energia máxima do Raio X (MV)	Z = 6	Z = 29	Z = 82
0,1	0	0	0
1,0	0	1,1	4,8
10,0	3,5	13,3	26

Tabela 6 – Valores percentual entre o μ_{tr} e μ_{en} para materiais de baixo número atômico (Z).

Fonte: Adaptado do TG#85 (2004).

14. O CONCEITO DA GRANDEZA EXPOSIÇÃO (X).

A exposição (X) é a medição da capacidade de um feixe de fótons de ionizar o ar. É definida como o quociente entre Q e m , onde Q é o valor absoluto da carga total de íons de mesmo sinal produzida no ar quando todos os elétrons e pósitrons são liberados ou criados pelos fótons incidentes numa massa m de ar seco e completamente freados no ar Attix, (1986).

$$X = \frac{Q}{m} \quad (31)$$

cuja unidade é o $C.kg^{-1}$.

Dicas:

- Um feixe de fótons com 1 MV interage uma dúzia de vezes com o meio ou pode passar sem interagir; um feixe de elétrons com a mesma energia pode realizar pequenas interações chegando a 105 vezes, antes de perder toda sua energia.
- Se considerarmos um feixe de elétrons com energia de 6 MeV no ar, sabendo que a energia necessária para produzir um par de íons é de 33,97 J/C, e sendo T_0 a energia cinética dos elétrons e N o número médio de íons formados.
- $N = T_0/W = (6 \times 10^6 \text{ eV}) / 33,97 \text{ eV/par de íons} = 18 \times 10^4 \text{ par de íons}$.
- O alcance máximo R , distância em cm que o elétron percorre até ficar em repouso na água, é aproximadamente igual ao valor numérico da energia dividido por 2, ou seja: $R(\text{cm}) = T_0 (\text{MeV})/2$.

A *exposição*, embora seja a grandeza determinística mais antiga usada em dosimetria, hoje somente se aplica para raios X e em uma situação ideal, sendo sua medição possível apenas na ocorrência de equilíbrio das partículas carregadas.

A absorção de energia devido à radiação indiretamente ionizante (raios X, gama e nêutrons) ocorre basicamente em duas etapas.

- Na primeira, a energia é transferida para um elétron relacionado ao Kerma.
- Na segunda, a absorção da energia das partículas carregadas está relacionada à dose absorvida.

15. O CONCEITO DE KERMA NO AR (K)

O kerma é uma grandeza determinística de importância apenas para campos de radiação indiretamente ionizante (fótons e nêutrons), ou para qualquer fonte de radiação ionizante distribuída dentro do meio absorvedor.

O kerma (**K**) para partículas indiretamente ionizantes é dado pela relação:

$$K = dE \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (32)$$

Onde:

dE_{tr} = média da soma das energias cinéticas de todas as partículas carregadas liberadas numa massa dm de material pelas partículas não carregadas incidentes. A unidade especial de kerma é o Gray (**Gy**).

Em cálculos dosimétricos, o kerma (**K**) é usualmente expresso em termo da distribuição de fluência das partículas não carregadas ΦE em relação à sua energia, sendo, portanto, dado pela relação:

$$K = \int \Phi_e E \mu_{tr} / \rho \, dE = \int \Psi \mu_{tr} / \rho \, dE \quad (33)$$

Sendo:

μ_{tr} para o coeficiente de transferência energia-massa do material aplicável a partículas não carregadas com energia E .

16. OS COMPONENTES DO KERMA

O kerma pode ser subdividido em kerma de colisão (K_c), quando a energia é dissipada localmente gerando excitações e/ou ionizações, e kerma de radiação (K_r), quando a energia é conduzida para fora da região de interesse pela produção de *Bremsstrahlung* (Attix, 1986):

$$K = K_c + K_r \quad (34)$$

O kerma de colisão (K_c) tem sido usado como uma aproximação para a dose absorvida quando as perdas por radiação pelas partículas liberadas K_r são desprezíveis. Assim, a fluência Φ das partículas carregadas com energia E para um dado material pode ser dada pela relação:

$$K_c = \frac{\Phi E \mu_{en}}{\rho} (1 - g) = \frac{K}{(1 - g)} \quad (35)$$

Onde μ_{en}/ρ é o coeficiente de absorção massa-energia do material para partículas não carregadas de energia E , sendo g a fração perdida por *Bremsstrahlung*.

Para cálculos dosimétricos, o kerma de colisão pode ser expresso em termos da distribuição de Φ_E com respeito à energia:

$$K_c = \int \Phi_e E \mu_{en} / \rho \, dE = \iint \Phi_e E \mu_{tr} / \rho (1 - g) \, dE = k(1 - g) \quad (36)$$

Onde g é o valor médio dos valores de g sobre a distribuição do kerma com respeito à energia do elétron.

17. O CONCEITO E DOSE ABSORVIDA

A dose absorvida (**D**) é definida pela relação:

$$D = \frac{de}{dm} \quad (37)$$

Onde **de** é o valor esperado da energia cedida pela radiação no ponto P, sendo **m** a massa no volume infinitesimal **dV** (Thomas, 2011). Sua unidade é **J.kg⁻¹** e a unidade especial é o **gray (Gy)**.

A dose absorvida, diferentemente do kerma que é a energia transferida, representa a energia cedida por unidade de massa que permanece na matéria (num dado ponto **P**) que produzirá algum efeito atribuível à radiação.

Algumas espécies de efeitos são proporcionais à **D**, enquanto outros dependem de uma maneira mais complicada. Contudo, se **D** = 0, não existe efeito associado à radiação. Essa é uma grandeza da maior importância para a radiobiologia e a radioterapia.

Na impossibilidade de se escrever uma equação relacionando a dose absorvida diretamente com a fluência, ou a fluência de energia de um campo de radiação indiretamente ionizante, pode-se usar o kerma de colisão.

A relação entre o kerma e a dose absorvida não é fácil de ser traduzida matematicamente porque, como os elétrons secundários não são colocados em movimento de forma isotrópica, as suas trajetórias não são pequenas, podendo a atenuação dos fótons primários ao longo do seu caminho médio ser significativo principalmente porque aumentam com a energia. Como consequência, a dose absorvida num dado ponto não é igual ao kerma de colisão naquele ponto, à exceção dos pontos onde ocorrem equilíbrio das partículas carregadas (CPE). Ou seja, para um dado volume **V**, cada partícula de um dado tipo de energia que sai do volume é substituída por uma outra idêntica que entra, independentemente de perdas radioativas (Attix, 1986).

18. RELAÇÃO ENTRE KERMA E DOSE ABSORVIDA

$$X(W/e) = K_{ar}(1 - g) \quad (38)$$

Onde **g** é a fração perdida por Bremsstrahlung.

19. AS TEORIAS DE BRAG-GRAY E SPENCER-ATTIX

Quando consideramos partículas carregadas tipo elétrons, a energia é perdida é distinta dos fótons pois ao estar próxima ao campo elétrico coulombiano a sua interação ocorre com mais frequência.

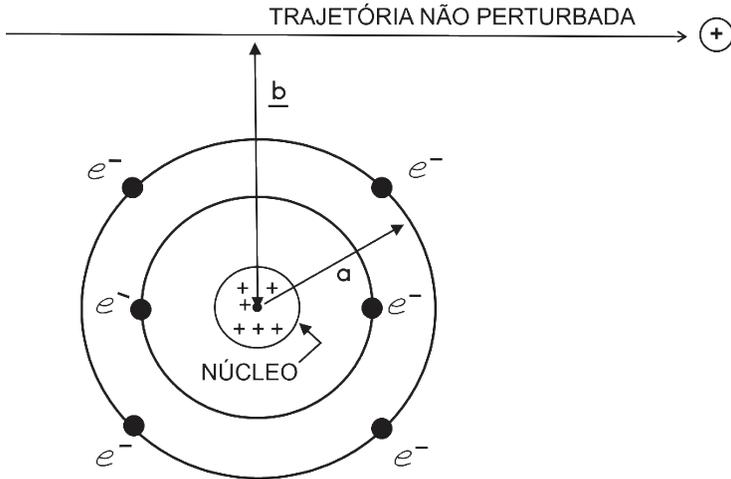


Figura 8 – Importantes parâmetros relacionados à interação de partículas carregadas com átomos onde (a) é o raio clássico do átomo e (b) é o parâmetro de impacto.

Fonte: Adaptado de Attix (1986).

As colisões leves ocorrem quando a distância entre o raio do átomo (a) e a distância da trajetória não perturbada do elétron (b), conhecida como parâmetro de impacto, é $b \gg a$. As colisões pesadas ocorrem quando $b \sim a$, produzindo outras cargas, ex: os raios delta, e quando $b \ll a$, ocorrendo interações coulombianas com o núcleo ocorrem elásticas em cerca de 96-97%. Devido a essa complexidade, a previsão de sua trajetória se dará pelo valor esperado denominado de alcance máximo.

Em porcentagem pequena, interações inelásticas da ordem de 3-4% ocorrem quando o elétron ao passar próximo ao núcleo tem a sua trajetória forçada pelo campo elétrico do núcleo, cedendo sua energia ao raio X emitido, denominado de *bremsstrahlung*, cuja eficiência de produção está definida em função do número atômico do material e da energia do elétron.

Dois conceitos importantes para o entendimento das leis que regem as relações Bragg-Gray e Spencer-Attix serão lembrados a seguir, embora deva ser tratado com mais detalhes no capítulo 13 “Teoria da Cavidade”:

19.3 O conceito de poder de frenagem restrito

Este conceito está relacionado a fração do poder de frenagem que inclui as colisões leves e pesadas que possam resultar em raios delta com energias menores que o valor de corte delta de colisão. Spencer-Attix, ao fazer um complemento à teoria de Bragg-Gray, considera que o elétron tem uma energia de corte D com alcance suficiente para atravessar a cavidade do detector. Nesse caso, a dimensão da cavidade deve ser indicada pelo cálculo do poder de frenagem (ver Andreo et al., 2017, p. 407, para um maior aprofundamento).

19.4 O conceito de poder de frenagem irrestrito

Este conceito pode ser definido pela relação:

$$S = dE/dl \quad (39)$$

Onde:

dE = energia perdida pelas partículas ao atravessar uma distância dl , sendo sua unidade \mathbf{Jm}^{-1} ou \mathbf{eVm}^{-1} , se a energia perdida estiver expressa em \mathbf{eV} .

De forma simplificada, podemos visualizar essa diferença quando analisamos a relação clássica de Brag-Gray para duas situações que consideram o poder de frenagem irrestrito:

- quando a fluência no meio for igual à do detector

$$\frac{D_{med}}{D_{det}} = \frac{(S_{col}/\rho)_{med}}{(S_{col}/\rho)_{det}} \leftarrow \Phi_{det} = \Phi_{med} \quad (40)$$

- quando a fluência no meio for diferente da do detector

$$\frac{D_{med}}{D_{det}} = \frac{\Phi_{med} (S_{col}/\rho)_{med}}{\Phi_{det} (S_{col}/\rho)_{det}} \quad (41)$$

Em seguida, devemos observar que a relação modificada por Spencer-Attix utiliza o poder de frenagem restrito com uma energia de corte Δ , definida acima, como parte do formalismo de cálculo de energia perdida localmente.

Nessa relação se considera a razão entre a dose no meio não perturbado e a dose no detector.

$$\frac{D_{med}}{D_{det}} = \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} \Phi_E^{total} \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho} \right)_{med} dE + [\Phi_E^{total}(\Delta) (S_{col}(\Delta)/\rho)_{med} \Delta]}{\int_{\Delta}^{E_{max}} \Phi_E^{\delta} \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho} \right)_{det} dE + [\Phi_E(\Delta) (S_{col}(\Delta)/\rho)_{det} \Delta]} \quad (42)$$

Onde:

L_{Δ} = o poder de frenagem de colisão para perdas com energia menores que delta

Φ_E = fluência total de energia dos raios delta no meio e no detector

$S_{col} \Delta$ = energia depositada com elétrons abaixo da energia necessária para atravessar a cavidade

Os processos e formalismos que descrevem em detalhes a interação da radiação com a matéria estão disponíveis em vários livros-texto (ver Andreo et al., 2017; McDermott and Orton, 2010), de forma que nossa visão será objetiva e pragmática portanto não necessariamente puramente acadêmica.

Na tabela abaixo serão apresentadas de maneira sucinta as grandezas relacionadas à dose para a interação dos fótons, além dos formalismos associados e das interdependências, de forma a darmos suporte às definições e aos conceitos mencionados.

KEY POINTS

1. A definição de camada semi-redutora e sua geometria de medição.
2. A diferença entre coeficiente de absorção e coeficiente de atenuação.
3. A diferença entre fluxo e fluência energética de um feixe.
4. Os três tipos de poderes de frenagem.
5. A diferença entre kerma e dose absorvida.

20. EXERCÍCIO DE FIXAÇÃO

1. Uma fonte de radiação de 37 MBq possui um espectro de radiação gama dado na tabela abaixo. Determine a taxa de fluência de fótons na distância de 1 cm de uma fonte.

ENERGIA MeV	QUANTIDADE RELATIVA
0,180	0,012
0,241	0,115
0,294	0,258
0,350	0,450
0,607	0,658
0,766	0,065
0,933	0,067
1,120	0,206
1,238	0,063
1,379	0,064
1,761	0,258
2,198	0,074

2. Utilize os dados do Exemplo 1 acima e determine a taxa de fluência de energia no mesmo ponto.
3. Um feixe de radiação com 105 fótons incide num material atenuador com 0,16 m de espessura. Determine o número de fótons que atravessam o material, considerando que o coeficiente de atenuação do material é 0,10 cm⁻¹.
4. O coeficiente de atenuação de massa do carbono (C) é 0,00636 m².kg⁻¹ na energia de 1 MeV. Calcule os coeficientes de atenuação linear e de energia considerando os dados da tabela a seguir.

Material	Número Atômico Efetivo	Densidade (kg.m ³)	N (x10 ²³ elétrons. g ⁻¹)
Hidrogênio	1	0,08988	5,97
Carbono	6	2250,0	3,01
Oxigênio	8	1,429	3,01
Alumínio	13	2699,0	2,90
Cobre	29	8960,0	2,75
Chumbo	82	11360,0	2,38
Ar	7,78	1,293	3,01
Água	7,51	1000,0	3,34
Músculo	7,64	1040,0	3,31
Gordura	6,46	916,0	3,34
Osso	12,31	1650,0	3,19

5. Um feixe de fótons de 1 MeV incide num atenuador de carbono com 50 kg.m⁻². Encontre a fração de fótons transmitidos através do atenuador.
6. Qual dos materiais abaixo deverá atenuar mais um feixe de fótons de mesma energia considerando os efeitos fotoelétrico e Compton.? Por quê?
Osso, tecido mole ou água?
7. Taxa de perda de energia cinética está relacionada a: poderes de frenagem , poderem de frenagem de massa, LET ou atividade?
8. Como ocorre a produção de raios delta?

REFERÊNCIAS

ANDREO, P.; BURNS, D. T.; NAHUM, A. E.; SEUNTJENS, J. *Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry*. New York: John Wiley & Sons Inc., 2017.

ATTIX, F. H. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. New York: John Wiley & Sons Inc., 1986.

- DAS, I. J.; DING, G. X.; AHNESJO, A. Small fields: nonequilibrium radiation dosimetry. *Med. Phys.*, v. 35, n. 1, p. 206-215, jan. 2008.
- de ALMEIDA, C. E. *Bases físicas de um programa de garantia da qualidade em IMRT*. Rio de Janeiro: Cebio/Uerj/ABFM, 2012.
- de ALMEIDA, C. E. Último metro fixado na parede adjacente ao Senado da França, em Paris. 2010. 1 fotografia.
- de ALMEIDA, C. E.; ALMOND, P. R. Comparison of electron beams from the Siemens Betatron and the Sagittaire linear accelerator. *Radiology*, v. 111, n. 2, p. 439-445, May. 1974
- DESROSIERS, M. et al. The Importance of Dosimetry Standardization in Radiobiology. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, v. 118, p. 403-418, 2013.
- DRAEGER, E. et al. A Dose of Reality: How 20 Years of Incomplete Physics and Dosimetry Reporting in Radiobiology Studies May Have Contributed to the Reproducibility Crisis. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, v. 106, n. 2, p. 243-252, 2020.
- GIACOMO, P. News from the BIPM concerning the meter, the kilogram, the second, and the ampere. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, v. IM-36, n. 2, jun. 1987.
- HACKAM, D. G.; REDELMEIER D. A. Translation of Research Evidence from Animals to Human. *JAMA*, v. 296, n. 14, p. 1727-1732, 2006.
- IAEA. Technological Reports Series n° 483. Dosimetry of small static fields used in external beam radiotherapy: an International Code of Practice for Reference and Relative Dose Determination. Vienna: IAEA; AAPM, 2017.
- IBBOTT, G.; MA, C.-M.; ROGER, D. W. O.; SELTZER, S. M.; WILLIAMSON, J. F. Anniversary Paper: Fifty years of AAPM involvement in radiation dosimetry. *Med. Phys.*, v. 35, n. 4, Apr. 2008.
- LOW, D. A.; MORAN, J. M.; DEMPSEY, J. F.; OLDAM, M. Dosimetry tool and techniques for IMRT. *Med. Phys.*, v. 38, n. 3, p. 1313-1338, Mar. 2011.
- MCDERMOTT, P. N.; ORTON, C. G. *The Physics & Technology of Radiation Therapy*. Madison: Medical Physics Publishing, 2010.
- MUÑOZ A. E., PEIXOTO J. G., de ALMEIDA C. E. Small-field dosimetry with a high-resolution 3D scanning water phantom system for the small animal radiation research platform SARRP: a geometrical and quantitative study. *Phys. Med. Biol.*, v. 65, n. 1, 2020.
- MUÑOZ A. E.; PEIXOTO J. G.; de ALMEIDA C. E. Uma revisão crítica dos processos de translação em radioterapia pré-clínica associada às limitações na dosimetria de irradiadores biológicos conformacionais. *Brazilian Journal of Radiation Sciences*, v. 7, n. 3, p. 1-18, 2019.
- PEDERSEN, K. H. et al. Radiation Biology Irradiator Dose Verification Survey. *Radiation Research*, v. 185, n. 2, p. 163-168, 2016.

SEED, T. M. et al. An interlaboratory comparison of dosimetry for a multi-institutional radiobiological research project: Observations, problems, solutions and lessons learned. *International Journal of Radiation Biology*, v. 92, n. 2, p. 59-70, 2016.

TEIXEIRA, F. C.; DE ALMEIDA, C. E.; SAIFUL HUQ, M. Failure mode and effects analysis-based risk profile assessment for stereotactic radiosurgery programs at three cancer centers in Brazil. *Med. Phys.*, v. 43, n. 1, p. 171-178, 2016.

THOMAS, D. ICRU report 85: Fundamental quantities and units for ionizing radiation. *Journal of the ICRU*, v. 11, n. 1, 2011.