Revista Brasileira de Física Médica. 2009;3(1):57-67.

Física das Radiações: interação da radiação com a matéria

Radiation Physics: interaction of radiation with matter

Elisabeth Mateus Yoshimura[1]

[1]Professora-associada do Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (USP), São Paulo (SP), Brasil

Resumo

Neste artigo é feita uma revisão sistemática da interação das radiações ionizantes com a matéria, ressaltando sua dependência com o tipo de radiação, composição do meio e energia da radiação.

Palavras-chave: radiação; fótons; íons; elétrons; nêutrons.

Abstract

A systematic review of interaction of ionizing radiation with matter is presented in this paper. Special attention is given to the dependence of the processes on the type and energy of radiation and on the medium composition.

Keywords: radiation; photons; ions; electrons; neutrons.

Introdução

Física das Radiações é o nome tradicional da área da Física que estuda a interação das radiações ionizantes com a matéria, com interesse especial nos resultados dessas interações, e em particular na transferência de energia da radiação para o meio. Em primeiro lugar, é importante ressaltar que há dois conceitos importantes relacionados ao tema, que nem sempre são bem esclarecidos: interação e radiação ionizante. Interação é o termo que representa, na Física, a ação de uma força e o efeito causado por essa ação[1]. Por exemplo, duas partículas carregadas em repouso interagem pela ação da força coulombiana. Radiação ionizante, por sua vez, é qualquer radiação, com ou sem massa de repouso, que pode remover elétrons de átomos e moléculas. O conjunto das radiações ionizantes usualmente estudadas compreende:

i. radiação eletromagnética com energia de fóton acima de 12 eV, que recebe várias denominações de acordo com a origem: raios X – originados de desexcitações atômicas (raios X característicos) e da desaceleração de partículas carregadas (Bremsstrahlung); raios gama – originados de desexcitações nucleares; fótons de aniquilação – originados da aniquilação de pares partícula-antipartícula;
ii. partículas eletricamente carregadas e que possuem energia cinética bem maior que a energia térmica, e superior a energias de ligação de elétrons atômicos, chamadas Partículas Carregadas Rápidas. Suas origens podem ser a emissão por núcleos atômicos (partículas alfa e beta e os produtos de fissão nuclear, por exemplo), a emissão por átomos (elétrons Auger), feixes produzidos em aceleradores de partículas (elétrons, pósitrons, prótons, dêuterons, íons em geral, de qualquer número atômico ou número de massa), a radiação cósmica primária ou produtos de sua interação com a atmosfera (múons, píons etc.), produtos de reações nucleares, etc;
iii. nêutrons livres com qualquer energia cinética e de qualquer origem.

Essa classificação das radiações ionizantes tem fundamentação nas forças responsáveis pelas interações e na modelagem utilizada para descrevê-las. Fótons interagem pela ação de campos eletromagnéticos, atuando sobre partículas carregadas do meio; partículas carregadas têm sua ação em elétrons do meio aproximada por interações coulombianas consecutivas; já os nêutrons atuam sobre prótons e nêutrons de núcleos atômicos pela força nuclear forte. As áreas da Física que tratam dessas interações são a Eletrodinâmica Quântica para interações entre campos eletromagnéticos e cargas em movimento, e a Física Nuclear para as interações entre nucleons. Em geral não há soluções analíticas para o problema completo, e a

Correspondência: Elisabeth Mateus Yoshimura – Universidade de São Paulo, Instituto de Física, Departamento de Física Nuclear. Travessa R da Rua do Matão, 187 – Cidade Universitária – 05508-900 – Sao Paulo (SP), Brasil – e-mail: e.yoshimura@dfn.if.usp.br

Física da Radiação se fundamenta em soluções analíticas parciais e aproximações numéricas combinadas com resultados experimentais[2-6]. Neste artigo pretendemos revisar os principais marcos dessas interações, assim como as suas consequências.

Interações da radiação eletromagnética

Na faixa de energias que inclui os raios X e gama, há várias interações possíveis com o átomo ou com elétrons atômicos ou ainda com o núcleo, mas há também a possibilidade de não-interação, ou seja, a interação da radiação eletromagnética (REM) pode atravessar distâncias consideráveis em um meio material sem modificá-lo e sem se modificar. As probabilidades de interação (e de não-interação) dependem de características do meio e da radiação. A REM ionizante é tratada, em boa parte dos casos, como um conjunto de partículas – os fótons. A cada energia de fóton *hv* corresponde um momento associado *hv / c*, e, dessa forma, podem ocorrer 'colisões' em que o fóton transfere energia e momento para outras partículas. As principais interações que ocorrem na matéria com fótons de energias na faixa de poucos keV até dezenas de MeV são:

- espalhamento coerente (ou efeito Rayleigh): corresponde à absorção e re-emissão da radiação pelo átomo, em uma direção diferente da de incidência. Somente neste efeito a radiação é tratada como onda; em todos os outros se considera a REM como constituída de fótons;
- efeito fotoelétrico: o fóton é absorvido pelo átomo e um elétron atômico é liberado para se mover no material. A energia cinética adquirida por esse elétron é a diferença entre a energia do fóton e a energia de ligação do elétron ao átomo;
- efeito Compton (ou espalhamento inelástico): trata-se do espalhamento de um fóton por um elétron livre do material. Há transferência de parte da energia e do momento do fóton para o elétron, e um fóton com a energia restante é espalhado em outra direção;
- produção de pares elétron-pósitron: Neste processo, o fóton é absorvido e toda sua energia é convertida em massa de repouso e energia cinética de um par partícula/antipartícula – elétron/pósitron. É interpretada como a transição de um elétron de um estado de energia total negativa para um estado de energia total positiva; a diferença de energia entre os dois estados é a energia do fóton incidente, que é absorvido; a lacuna de um elétron no conjunto de estados de energia negativa é observada como um pósitron[7]. É possível a criação de outros pares de partícula/antipartícula, mas a energia necessária do fóton é muito mais elevada. O efeito é resultado da interação entre o fóton e o campo eletromagnético, e ocorre normalmente nas vizinhanças do núcleo, podendo também acontecer devido à interação do fóton com o campo de qualquer partícula carregada, incluindo os elétrons atômicos. Neste caso particular, um elétron atômico também é ejetado e o efeito é chamado de produção de tripleto. É mais provável quanto mais intenso for o campo;
- reações fotonucleares: a principal reação nuclear provocada por fótons é a fotodesintegração, que equivale a um 'efeito fotonuclear' num paralelo com o efeito fotoelétrico. O fóton com energia maior que a energia de ligação de nucleons é absorvido pelo núcleo que libera um próton ou um nêutron com energia cinética suficiente para abandonar o núcleo, que se transforma em outra espécie nuclear.

O fóton é absorvido nos processos de efeito fotoelétrico, produção de par e reações fotonucleares. A Tabela 1 mostra, para cada efeito, quais são as consequências para o meio e para a radiação, e quais radiações ionizantes são produzidas ou liberadas em decorrência da interação.

Tabela 1. Interações possíveis de ocorrer para radiação eletromagnética ionizante – raios X, raios gama e fótons de aniquilação – e consequências das interações

Interação – símbolo da seção de choque	O que muda no meio	O que muda na radiação incidente	Radiação ionizante produzida
Espalhamento Coerente - σ_{coer} (espalhamento da radiação pelo átomo)		Direção de propagação, (mantém energia)	REM espalhada de mesma energia
Fotoelétrico - τ (ejeção de elétron ligado)	Ionização e excitação do átomo, recuo do núcleo	Fóton é absorvido	Elétron rápido, raios X característicos, elétrons Auger
Compton - σ_{inc} (espalhamento do fóton por um elétron)	Ionização do átomo	Fóton perde energia e muda de direção	Elétron rápido, fóton com menor energia, espalhado
Produção de Par - κ (energia do fóton é consumida na criação do par ($e^- e^+$))	Recuo do núcleo; aniquilação do pósitron	Fóton é absorvido	Elétron e pósitron rápidos, raios X de aniquilação
Reação Fotonuclear (ejeção de nucleon ligado)	Núcleo modificado (Z ou A) e excitado	Fóton é absorvido	Partículas subnucleares, em geral nêutrons

Sob o ponto de vista de probabilidades de ocorrência, a ordem em que estão apresentadas as interações na Tabela 1 corresponde, grosso modo, à prevalência de cada efeito em função da energia de fóton: os efeitos coerente e fotoelétrico ocorrem com maior probabilidade para baixas energias, enquanto o efeito Compton ocorre para intermediárias. Produção de par e reações fotonucleares só acontecem acima de um limiar de energia: no primeiro caso, é necessário que o fóton tenha no mínimo 1,022 MeV de energia (equivalente a duas massas de repouso de elétron) para que toda sua energia se converta em massa de repouso e energia cinética do par ($e^- e^+$); já para as reações fotonucleares, a energia do fóton deve ser superior à energia de ligação de nucleons (ao menos alguns MeV, em geral mais de 10 MeV) para que um nêutron ou próton seja retirado do núcleo. A Figura 1 mostra com mais clareza que o efeito Compton predomina para todos os elementos da tabela periódica se as energias de fótons estão entre algumas centenas de keV e alguns MeV, e predomina para todas as energias se os números atômicos são baixos (região sombreada na Figura 1). Para números atômicos elevados o efeito fotoelétrico é o mais provável para energias baixas e a produção de par para energias elevadas.

As reações fotonucleares ocorrem com probabilidades muito menores que os outros efeitos e não são em geral computadas nas probabilidades de interação. No entanto, sua ocorrência é importante pois os nêutrons produzidos podem ser um problema de proteção radiológica.

É conhecida a lei de atenuação de um feixe de fótons, que relaciona o número de fótons incidentes perpendicularmente em um material homogêneo (N_0) e o número de fótons que emerge desse meio sem interagir com ele (N): $N=N_0e^{-\mu x}$, que também pode ser apresentada na sua forma diferencial: $dN=-\mu dx$. O coeficiente μ, chamado de coeficiente de atenuação, representa a seção de choque de interação entre cada fóton e o meio que atravessa, por unidade de volume. O coeficiente de atenuação é a soma de coeficientes parciais (símbolos na Tabela 1) para cada um dos efeitos, considerados independentes: $\mu=\sigma_{coer}+\sigma_{inc}+\tau+\kappa$, ou, como é mais comum, os coeficientes mássicos:

$$\frac{\mu}{\rho}=\frac{\sigma_{coer}}{\rho}+\frac{\sigma_{inc}}{\rho}+\frac{\tau}{\rho}+\frac{\kappa}{\rho},$$

que são o resultado da divisão dos coeficientes lineares pela densidade do material (ρ) e representam seções de choque por unidade de massa do material. O termo $e^{-\mu x}$ representa a probabilidade de não interação por qualquer dos efeitos, ao atravessar uma espessura x de material.

A Figura 2 mostra, para três dos átomos que compõem o corpo humano – oxigênio, carbono e cálcio –, a variação desses coeficientes mássicos parciais com a energia. Nota-se com clareza a forte dependência da probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico com a energia do fóton:

$$(\frac{\tau}{\rho}\propto\frac{1}{(h\upsilon)^3}\text{ aproximadamente}).$$

Quanto maior a energia do fóton comparada à energia de ligação dos elétrons ao átomo, menor a probabilidade de desencadear o efeito fotoelétrico. Ainda na Figura 2, para o átomo de Ca, é possível notar uma descontinuidade na curva de τ contra energia chamada de borda K: esse aumento na seção de choque do efeito fotoelétrico ocorre quando a energia do fóton coincide com a energia de ligação dos elétrons mais ligados desse átomo, o que

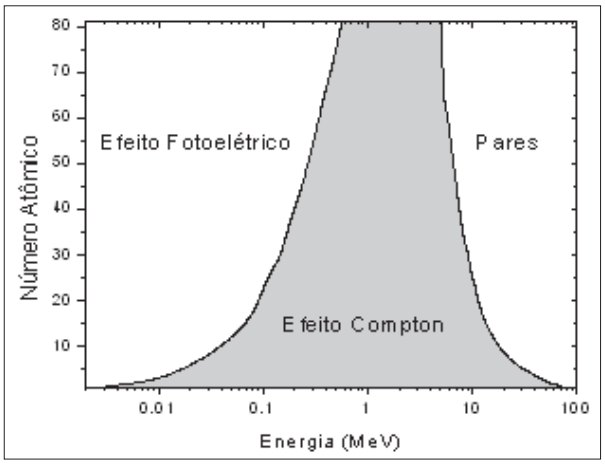


Figura 1. Gráfico que apresenta os valores de número atômico e de energia que tornam iguais as probabilidades de ocorrência dos efeitos fotoelétrico e Compton (curva à esquerda) e dos efeitos Compton e produção de par (curva à direita). Valores obtidos a partir da base de dados XCOM[8].

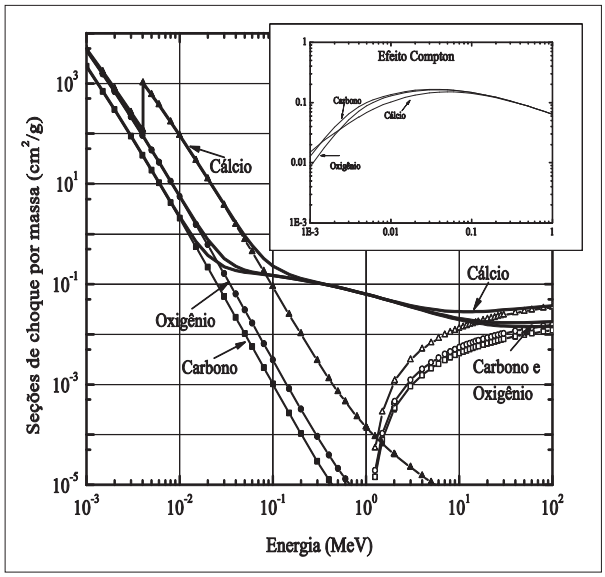


Figura 2. Seções de choque, por unidade de massa, total (linhas cheias grossas) e parciais, para os efeitos fotoelétrico (símbolos cheios) e produção de par (símbolos vazios) para três dos principais átomos que constituem o corpo humano – C, O, Ca. No destaque, o mesmo para Efeito Compton. As linhas unindo pontos são para guiar os olhos. Valores obtidos a partir da base de dados XCOM[8].

permite que também os dois elétrons desse nível de energia passem a poder ser arrancados do átomo, reforçando a noção de que a interação é praticamente um efeito ressonante.

A produção de par é o único dos efeitos cuja seção de choque cresce monotonicamente com a energia, o que produz a inversão da tendência decrescente de μ com o aumento da energia do fóton. Por esse fato, fótons de mais alta energia podem ser menos penetrantes que fótons de mais baixa energia e, para a maioria dos materiais, um mesmo valor de coeficiente de atenuação pode corresponder a dois valores bem distintos de energia de fóton. A produção de par se torna o efeito predominante para todos os materiais em altas energias de fóton, mas o crescimento de κ com a energia do fóton é muito mais lento para energias altas que para as energias logo acima do limiar de 1,022 MeV.

O espalhamento coerente, cuja seção de choque como função da energia é mostrada na Figura 3, tem dependência forte de número atômico do meio e energia do fóton. Recentemente têm sido desenvolvidas aplicações desse efeito para obtenção de imagens médicas com o uso do contraste de fase para obtenção da imagem ou para redução de ruído; as defasagens da onda eletromagnética são resultado da interferência entre ondas espalhadas coerentemente ou refratadas por meios distintos[9]. Para esse tipo de imagem é necessário um feixe monocromático e coerente – de um síncrotron, em geral[10-12].

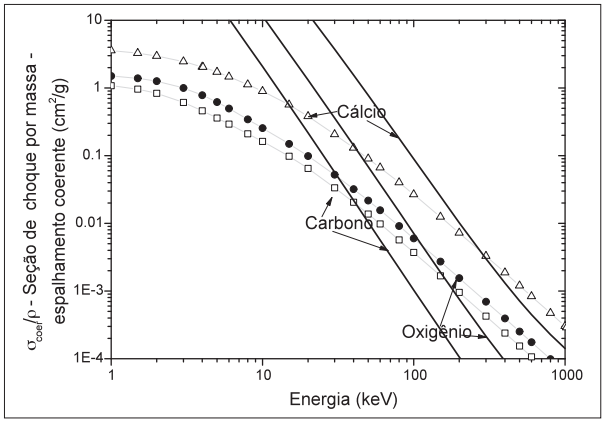


Figura 3. Pontos unidos por linhas - seções de choque parciais, por unidade de massa, para o espalhamento coerente em carbono, oxigênio e cálcio. Curvas cheias: seção de choque para efeito fotoelétrico dos mesmos elementos. Valores obtidos a partir da base de dados XCOM[8].

Outra forma de observar a predominância de cada efeito é pela variação das probabilidades de interação com o material. Como já se nota na Figura 2, para o efeito Compton quase não há variação da seção de choque para os diversos elementos químicos. Mas para efeitos fotoelétrico e de produção de par a variação é expressiva com o número atômico do meio. Examinando os gráficos da Figura 4, conclui-se que a variação de τ/ρ com Z está próxima de uma potência entre 3 e 4. Já a produção de par tem o coeficiente κ/ρ que cresce de maneira praticamente linear com Z. Como há uma tendência linear de aumento da densidade dos elementos com o número atômico (veja Apêndice A), a divisão dos coeficientes lineares por ρ tende a tornar as seções de choque menos dependentes de Z: o coeficiente linear τ tem a dependência próxima de uma potência 4 e 5 com Z, κ varia com o quadrado de Z, e σ_{inc} uma dependência linear com Z.

Interações das partículas carregadas rápidas

Ao contrário da REM, partículas carregadas têm probabilidade 100% de interagir no meio material, pois há cargas distribuídas no meio e a força coulombiana é de longo alcance. O modelo mais frequentemente utilizado para descrever a passagem de uma partícula carregada pela matéria supõe que há uma sequência contínua de interações nas quais a partícula perde pequenas frações de sua energia, até ser completamente freada e não ser mais

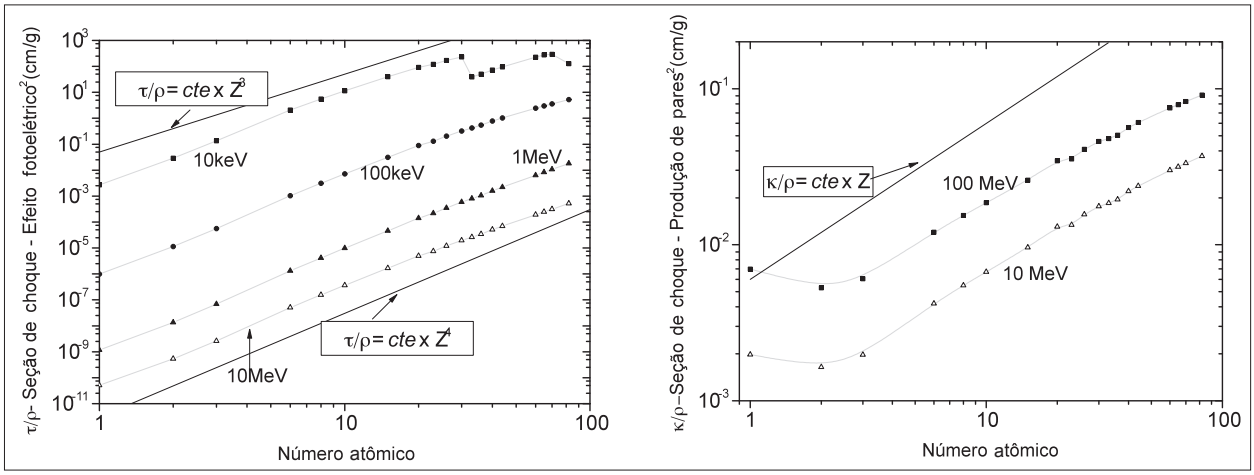


Figura 4. Seções de choque parciais, por unidade de massa, para os efeitos fotoelétrico (esquerda) e produção de par (direita) para alguns valores de energia de fóton. As linhas claras unindo pontos são para guiar os olhos. As retas pretas indicam comportamentos com potências inteiras de Z. Valores obtidos a partir da base de dados XCOM[8].

considerada uma radiação ionizante. Essa aproximação recebe o nome, em inglês, de continuous slowing-down approximation (CSDA). A esse continuum de interações suaves somam-se algumas interações mais intensas, nas quais uma grande perda de energia acontece.

Entre as radiações ionizantes o elétron é a partícula carregada de menor massa de repouso ($m_e c^2$ = 0,511 MeV), de maneira que sua energia cinética (T), em geral, não é desprezível se comparada com a energia de repouso. Esse é o principal motivo para que o tratamento físico da interação das partículas carregadas rápidas (PCRs) com a matéria seja subdividido em dois grandes grupos: elétrons (que inclui elétrons e pósitrons) e partículas carregadas pesadas (todas as outras PCRs). Do ponto de vista fenomenológico, as diferenças estão explicitadas na tabela 2.

São necessárias algumas observações sobre a Tabela 2. Algumas das interações listadas como restritas a elétrons e pósitrons podem ocorrer também para íons pesados se suas energias cinéticas forem suficientemente altas. Por exemplo, a emissão de radiação de freamento proveniente da interação da partícula carregada com o campo eletromagnético do núcleo tem uma seção de choque, obtida com cálculos de Eletrodinâmica Quântica[7], que é inversamente proporcional ao quadrado da massa da partícula[2,5]. Assim, um elétron com 0,25 MeV de energia cinética tem uma probabilidade três milhões de vezes maior de emitir fótons de Bremsstrahlung que um próton com mesma velocidade (a energia cinética do próton seria de 500 MeV), interagindo com o mesmo material. As reações nucleares são também pouco prováveis para todos os casos, a menos que a energia cinética seja muito elevada.

A ocorrência de cada tipo de interação e a correspondente perda de energia pela PCR dependem basicamente do parâmetro de impacto da interação, ou seja, da distância entre a trajetória da partícula e o centro do átomo mais próximo. As interações com o núcleo são mais raras, pois este ocupa uma área muito pequena do átomo. O choque mais frequente é com a eletrosfera, predominando as colisões suaves sobre as colisões duras.

Para cada interação a energia cinética da partícula diminui de uma quantidade ΔT_i, que depende do tipo de partícula, da sua energia cinética e do meio de interação. A composição dos possíveis valores de ΔT_i, ponderados pela probabilidade de ocorrência de cada tipo de interação, dá como resultado uma grandeza conhecida como stopping-power, traduzido para o português como poder de freamento, que representa a perda média de energia por unidade de caminho em um determinado meio, considerando-se a média sobre um conjunto grande de partículas idênticas e com mesma energia. Para representar o poder de freamento, usam-se os símbolos:

$$\frac{dT}{dx} \equiv S, \text{ ou } \frac{dT}{\rho dx} \equiv s_m.$$

As expressões e variações do poder de freamento com energia e meio são tratadas separadamente para elétrons e partículas carregadas, devido às diferenças entre interações já enfatizadas, e também porque as PCRs leves têm tratamento relativístico que não é necessário para as pesadas.

Outra característica importante das interações das PCRs é a existência de uma distância máxima percorrida: para qualquer meio sempre é possível encontrar, para qualquer material, uma espessura específica de que é suficiente para parar (reduzir a energia cinética a valores equivalentes à energia térmica) as partículas carregadas que nele incidiram. À espessura mínima que freia todas as partículas de um determinado tipo e energia, dá-se o nome de alcance. Se a partícula tem uma trajetória sem mudanças de direção, o alcance coincide com o comprimento da trajetória da partícula. Isso em geral não ocorre, principalmente para as partículas leves, que percorrem caminhos em geral mais longos que a espessura necessária para o seu freamento total devido a espalhamentos múltiplos. A definição de alcance requer então cálculos médios e medidas experimentais. Conhecida a variação de S com a energia cinética da partícula, pode-se calcular um comprimento médio de trajetória, para um número grande de partículas idênticas de energia cinética inicial T_0 dado por

Tabela 2. Interações possíveis de ocorrer para partículas carregadas rápidas e consequências das interações

Partícula carregada	Interações possíveis	O que muda no meio de interação	Radiação ionizante produzida
Elétrons, pósitrons e íons pesados	Colisão inelástica com o átomo (colisão suave)	Excitação e eventual ionização de átomos em camada de valência	Partícula primária com pequena mudança de direção, eventualmente um elétron rápido (secundário)
	Colisão com elétron fortemente ligado (colisão dura)	Ionização (camada interna) e excitação do átomo	Partícula primária, elétron rápido (secundário), raios X característicos, elétrons Auger
	Choque elástico com o núcleo	Recuo do núcleo	Partícula primária com mesma energia e outra trajetória
Elétrons e pósitrons	Choque inelástico com o núcleo	Recuo do núcleo	Partícula primária e radiação de freamento (Bremsstrahlung)
Pósitrons	Aniquilação com um elétron do meio	Ionização e excitação do átomo	Dois fótons de aniquilação, cada um com $h\nu \geq 0{,}511$ MeV
Todos	Reação nuclear	Núcleo modificado (Z ou A) e excitado	Partículas subnucleares, raios gama de desexcitação nuclear

$$L = \int_{T_0}^{0} \frac{1}{\frac{dT}{dx}} dT \quad .$$

Cálculos desse tipo, com a aproximação CSDA, levam a valores disponíveis em tabelas na literatura[13]. Experimentalmente, a determinação do alcance é feita pela interposição de espessuras crescentes de material homogêneo em frente a um feixe de partículas e a contagem do número de partículas que o atravessam. A Figura 5 mostra exemplos da variação do número de partículas com espessura: na situação ideal (representada pela linha tracejada) é simples identificar o alcance com a espessura $L_{máx}$; nas situações reais, como as vistas na linha cheia e na linha mista, é possível definir o alcance médio (L_{50}) como a espessura que reduz o número de partículas à metade, ou ainda definir, além de outros, o alcance extrapolado (L_{ext}) pela intersecção entre a tangente à curva de penetração e o eixo x. As curvas de penetração de PCRs leves se assemelham à curva mista da Figura 5, enquanto para as PCRs pesadas, as curvas de penetração são mais bem definidas, como a curva em linha cheia. Isso porque desvios apreciáveis de trajetória dessas partículas em choques com elétrons do meio são muito improváveis, pela grande diferença de massas.

Poder de freamento de partículas carregadas pesadas

No cálculo do poder de freamento de partículas carregadas pesadas (PCPs), levam-se em conta as colisões suave e dura, não sendo computadas perdas de energia por radiação de Bremsstrahlung ou por reação nuclear, consideradas pouco prováveis para partículas com até centenas de MeV de energia cinética. O poder de freamento é chamado de eletrônico. No final da trajetória das PCPs ($T \simeq E_{térmica}$) também é importante o espalhamento elástico com o núcleo, cuja perda de energia é computada separadamente, no poder de freamento nuclear.

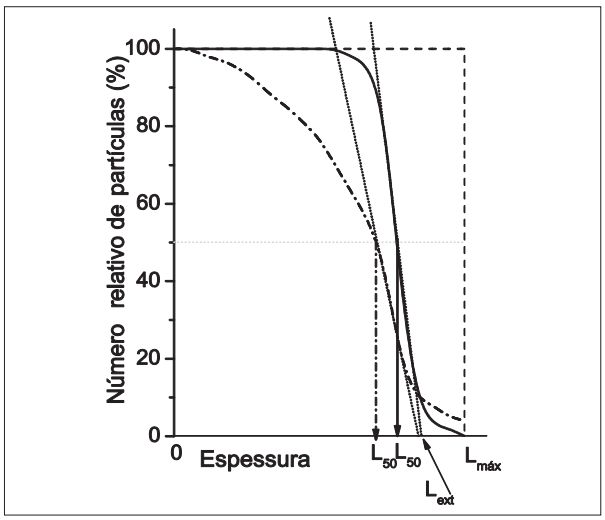


Figura 5. Exemplos de curvas de penetração de partículas carregadas e algumas possíveis definições de alcance.

As dificuldades dos cálculos de perda de energia de íons na matéria são de variadas origens: a distribuição de elétrons no meio deve ser conhecida, sendo a estratégia o uso de cálculos aproximados, como os de Hartree-Fock; a carga do íon muda durante sua trajetória na matéria, sendo definida uma carga efetiva que diminui com a velocidade do íon[14,15] de uma forma que depende do meio; há polarização da eletrosfera dos átomos à medida que o íon penetra no meio; os potenciais interatômicos devem ser bem conhecidos, considerada também a blindagem pela nuvem eletrônica. Há vários conjuntos de tabelas de dados e programas disponíveis para o cálculo dessa grandeza[12,14,16,17], baseadas em compilações de dados experimentais e uso de códigos de simulação pelo método de Monte Carlo. Há também expressões analíticas para o cálculo das perdas de energia[2,18], mas o desconhecimento de parâmetros dos meios de interação (potencial médio de ionização e efeito de densidade) e a introdução de várias correções tornam seu uso muito limitado – muitas vezes a medição experimental de $\frac{dT}{dx}$ em uma determinada faixa de energia é efetuada para determinar experimentalmente algumas características do meio em estudo[19].

Dos valores conhecidos para o poder de freamento, algumas regularidades podem ser observadas. A Figura 6 mostra que, para energias cinéticas relativamente altas, o decréscimo de s_m é quase linear com a energia cinética. De fato, observando-se o gráfico à direita na Figura 6, em que T é dividido pelo número de nucleons (para íons não relativísticos com número de massa A, $v^2 = \frac{2T}{m} \propto \frac{T}{A}$), nota-se que, para energias cinéticas acima de poucas centenas de keV por nucleon, há uma variação decrescente e quase linear de s_m com v^2, independente da massa do íon. O comportamento da perda de energia com o inverso do quadrado da velocidade do íon foi previsto inicialmente por Bohr[20], e depois ratificada por cálculos de Bethe[4,21]. Já o crescimento de s_m com a velocidade para energias baixas é, em boa parte, resultado da diminuição da carga efetiva do íon à medida que se torna mais lento. Apenas como exemplo, no gráfico à direita na Figura 6 é também colocado o poder de freamento nuclear de prótons em água, que só se torna importante para energias muito baixas do íon. No mesmo gráfico se observa a coincidência das curvas de (s_m/Z^2) para quase toda a faixa de energias, inferindo-se uma dependência de s_m com o quadrado da carga do íon: íons de mesma velocidade, percorrendo determinado meio, perdem energia por unidade de caminho mais rapidamente quanto maior for a sua carga e independente de sua massa.

A consequência imediata do comportamento de s_m com T é que há uma grande perda de energia pelo íon pouco antes do final de sua trajetória – o que normalmente é chamado de pico de Bragg, pois foi W. H. Bragg, em 1905, quem primeiro observou o comportamento sistemático da absorção de energia de partículas

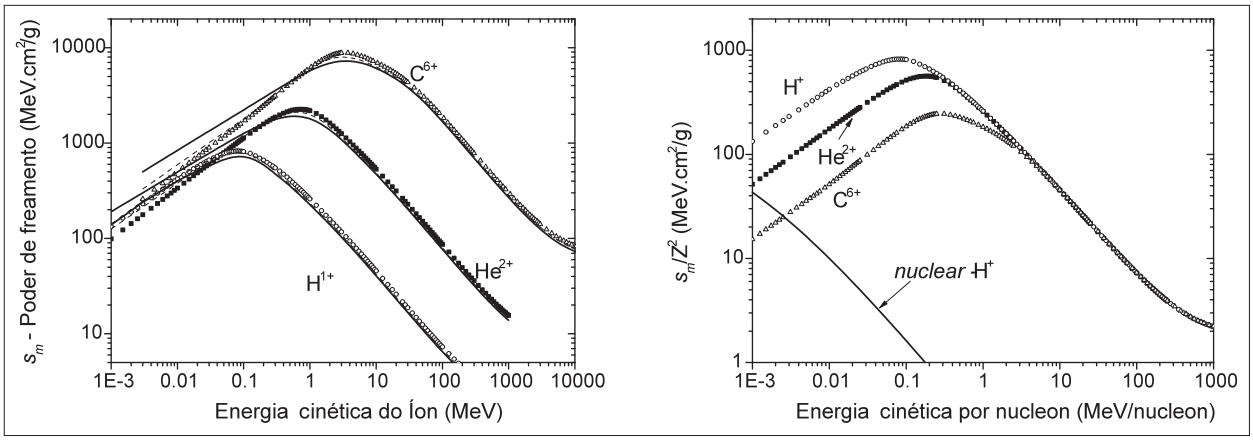


Figura 6. Esquerda: poder de freamento eletrônico, por unidade de massa, para três íons – próton ($^1H^+$), partícula alfa ($^4He^{2+}$) e carbono ($^{12}C^{6+}$) - incidentes nos seguintes meios: água (pontos), carbono amorfo (linhas cheias), osso compacto (linhas tracejadas). À direita o gráfico para água é repetido com grandezas reduzidas: s_m/Z^2 nas ordenadas e T/A nas abscissas. Valores obtidos com os programas PStar e AStar[12] e MStar[16].

alfa na matéria[5]. A Figura 7 mostra o comportamento esperado para a deposição de energia por um próton na água, para três energias distintas, e por um conjunto de prótons de 200 MeV (no destaque). Como nem todas as partículas do feixe seguem exatamente a mesma trajetória, há um alargamento da região de maior deposição de energia em relação a uma partícula isolada. Esta característica da deposição de energia localizada tem sido empregada para radioterapia nos últimos anos, principalmente na protonterapia[22].

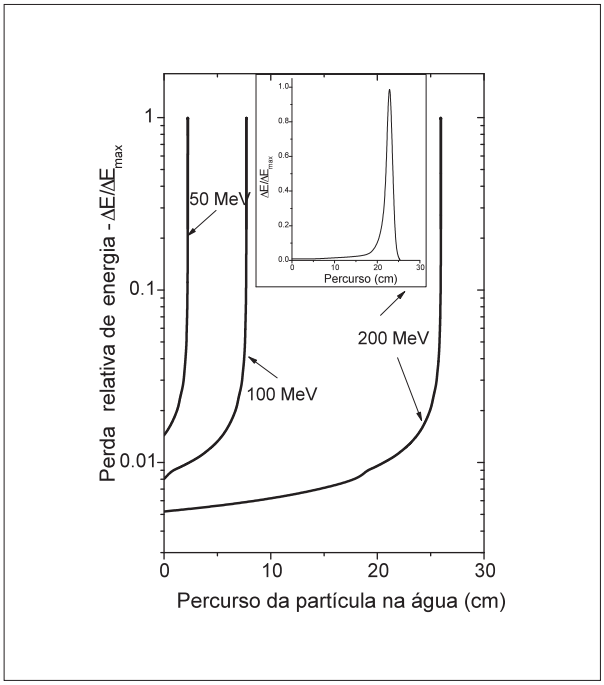
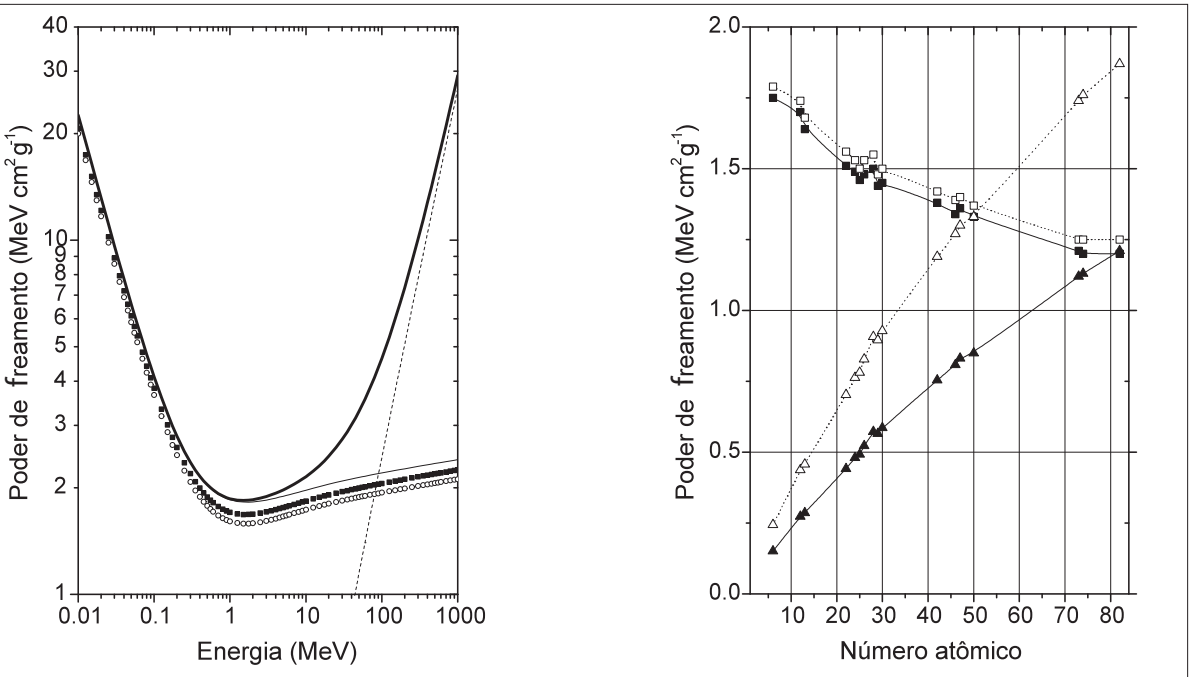


Figura 7. Simulação da perda de energia por um único próton em água, em função da distância percorrida, para energias inicias de 50, 100 e 200 MeV. No destaque, a perda relativa para um feixe de muitos prótons de 200 MeV, que, devido a variações individuais de trajetória, mostra um alargamento da região onde ocorre a máxima deposição de energia (pico de Bragg).

Poder de freamento de partículas carregadas leves (elétrons e pósitrons)

O poder de freamento para elétrons (para simplificar a linguagem, a menos que se faça ressalva, a palavra elétron se refere a elétrons negativos e positivos) é composto de duas parcelas: uma se refere a perdas de energia cinética da partícula em processos de colisão (suave ou dura) e outra às perdas por emissão de radiação $S=S_{col}+S_{rad}$. O termo de colisão tem o mesmo comportamento com energia que o poder de freamento eletrônico para as PCRs mais velozes, como se vê no lado esquerdo da Figura 8. Embora os valores de $(s_m)_{col}$ para elétrons sejam bem mais baixos que os vistos na Figura 6 para PCPs, eles são bastante próximos aos de um íon de carga 1e com mesma velocidade que o elétron. Já as perdas de energia por processos de emissão de radiação (Bremsstrahlung) têm um crescimento praticamente linear com a energia do elétron, sendo o processo dominante para o freamento dessas partículas para qualquer material em altas energias de elétron.

A dependência do poder de freamento com o meio pode ser mais bem observada no gráfico à direita na Figura 8: $(s_m)_{rad}$ cresce de forma aproximadamente linear com Z, e, consequentemente (veja Apêndice A), S_{rad} varia aproximadamente com Z^2. Ao mesmo tempo se observa que as perdas por colisão diminuem à medida que aumenta o número atômico do meio, efeito devido em parte à blindagem que a nuvem eletrônica produz no campo elétrico percebido pelo elétron rápido no meio, diminuindo a intensidade das interações. Com essas características, pode-se inferir que a energia na qual 50% da perda de energia ocorrem por processos de colisão e 50% ocorrem por radiação é tão mais baixa quanto mais elevado é o número atômico do meio, como se vê na Figura 9. Já se levarmos em consideração a trajetória completa da partícula até parar, define-se o rendimento de



Fonte: programa EStar[12].

Figura 8. Gráfico à esquerda: poder de freamento (s_m) de elétrons em água: de colisão (linha cheia fina), de radiação (linha tracejada) e total (linha cheia e grossa) em função da energia cinética dos elétrons; os símbolos representam $(s_m)_{col}$: cheios para osso compacto e vazios para carbono. Gráfico à direita: $(s_m)_{col}$ (quadrados) e $(s_m)_{rad}$ (triângulos) para vários elementos químicos, em função de Z, para duas energias, sendo símbolos cheios para T=10MeV e símbolos vazios para T=15MeV.

radiação (Y) como a razão entre a quantidade de energia perdida em média pelo elétron em processos radiativos e a energia inicial com que o elétron incidiu no meio:

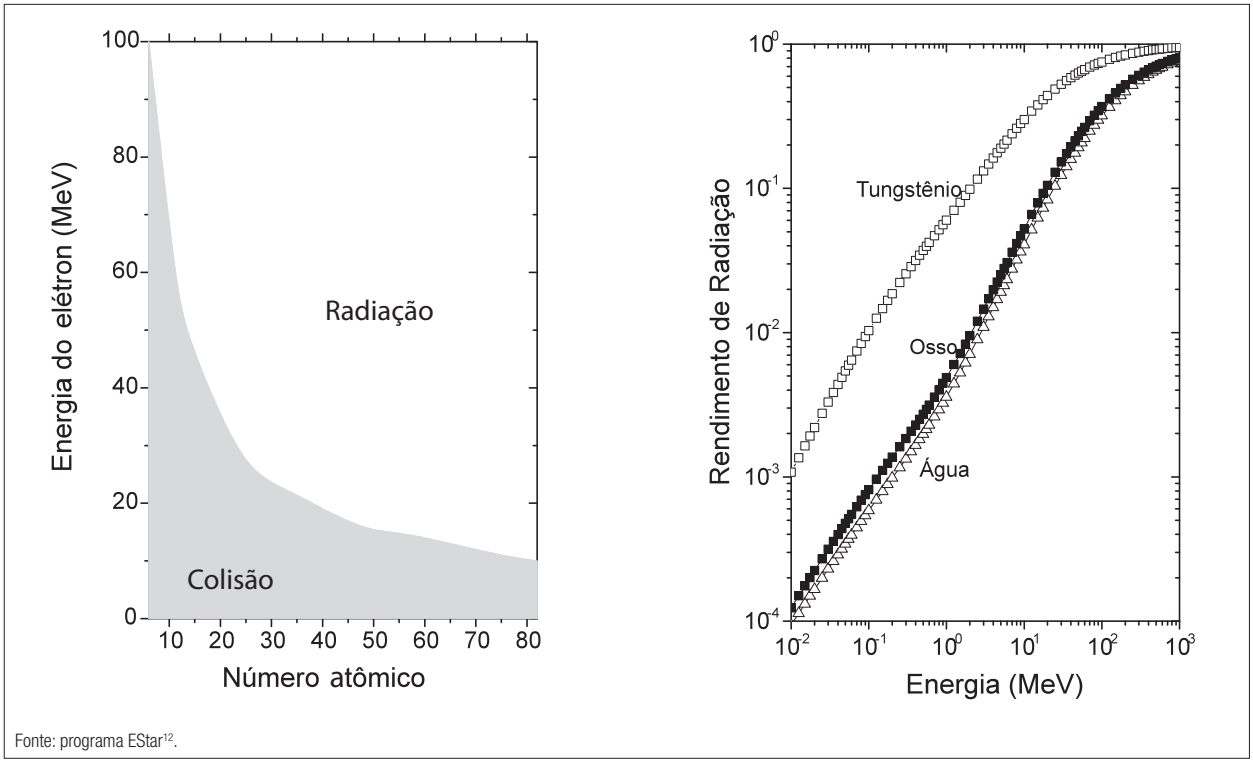
$$Y = \frac{\Delta E_{rad}}{T_0} = \frac{\int_{T_0}^{0} S_{rad} dT}{T_0}.$$

O gráfico à direita na Figura 9 mostra que a fração da energia total do elétron irradiada na forma de Bremsstrahlung é em geral pequena, exceto se o meio tem número atômico alto e o elétron é de alta energia.

A produção de raios X para uso médico se utiliza do processo de Bremsstrahlung, com um feixe de elétrons de energia cinética inicial T_0 incidindo em um alvo de número atômico alto (em geral W ou Mo) e espessura maior que o alcance dos elétrons. Nos equipamentos radiológicos T_0, está na faixa de 20 a 150 keV; e nos aceleradores lineares empregados em radioterapia, no intervalo de 1 a 30 MeV. Como se vê no gráfico à direita na Figura 9, a energia irradiada nessas duas faixas, em um alvo de W, corresponde a aproximadamente de 2 a 50% da energia incidente. O restante da energia dos elétrons, que é perdida em processos de colisão, é quase todo convertido em calor. O espectro de energias dos fótons de Bremsstrahlung é largo, como o exemplo mostrado na Figura 10 (feixe de radiodiagnóstico, elétrons de 100 keV). Nessa mesma figura, os picos observados nas energias próximas de 10, 60, 67 e 69 keV correspondem a transições de elétrons de níveis excitados para níveis de menor energia, e formam o espectro característico de emissão do tungstênio. O espectro largo, entre 0 e 100 keV, corresponde a emissões de radiação de freamento do elétron incidente, e seu formato pode mudar de acordo com os materiais que atravessa dentro do próprio equipamento de raios X[22].

Interações de nêutrons

Nêutrons que incidem na matéria podem sofrer espalhamento elástico ou inelástico com núcleos do meio, podem ser absorvidos e podem provocar reações nucleares diversas. Além disso, da mesma maneira que os fótons, nêutrons podem atravessar diversas camadas atômicas sem sofrer qualquer interação, pois a força nuclear forte tem alcance muito curto e só atua entre o nêutron e o núcleo. Em geral, quanto maior a energia dos nêutrons, maior a sua penetração nos materiais, pois a seção de choque de boa parte das interações diminui com o aumento da energia cinética. No entanto, há processos específicos e ressonâncias que fogem à regra. Assim, não é possível fazer muitas generalizações sobre as interações, e trataremos aqui apenas das consequências em termos de produção de outras radiações ionizantes. Na tabela 3 estão listadas as principais interações que serão brevemente discutidas a



Fonte: programa EStar[12].

Figura 9. Gráfico à esquerda: faixas de energia e número atômico com predominância de perda de energia do elétron por processos de colisão (região sombreada) e por radiação. A curva divisória representa $(s_m)_{col} = (s_m)_{rad}$. Gráfico à direita: rendimento de radiação em função da energia do elétron para três materiais.

seguir. Os produtos dessas interações são fótons (raios gama) ou íons (núcleos de recuo e produtos de reações nucleares), que passam a interagir com a matéria nas formas vistas nas seções anteriores.

Processos inelásticos de interação de nêutrons

As reações nucleares em geral e o espalhamento inelástico do nêutron estão nesta categoria na qual se incluem os processos em que o núcleo com o qual o nêutron interagiu é modificado em termos de energia interna (fica excitado), ou até em termos de sua composição de prótons e nêutrons. Em todos os casos há o chamado recuo do núcleo, o qual pode adquirir energia cinética suficiente para perder elétrons periféricos e se tornar uma partícula carregada rápida. As reações nucleares podem produzir núcleos radioativos, sendo chamadas então de reações de transmutação ou de ativação – são dos principais mecanismos de

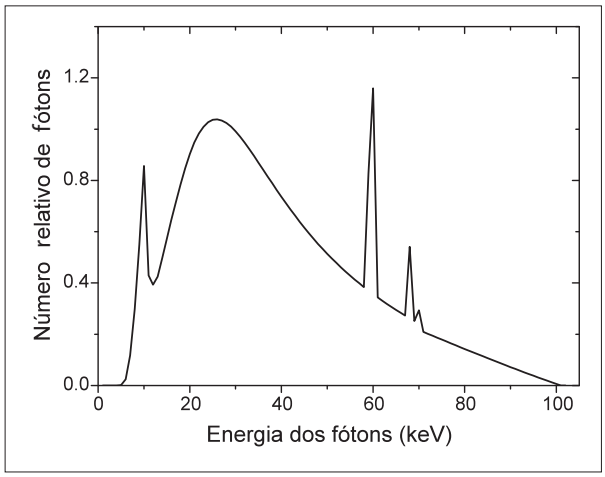


Figura 10. Espectro de raios X emitidos quando um alvo espesso de tungstênio é irradiado por elétrons com 100 keV de energia cinética. (Espectro gerado com o programa XCOMP5R[23]).

Tabela 3. Interações possíveis de ocorrer para nêutrons e consequências das interações

Interação	O que muda no meio	O que muda na radiação incidente	Radiação ionizante produzida
Espalhamento inelástico	Núcleo recua e fica excitado	Direção de propagação e energia do nêutron	Radiação gama (desexcitação do núcleo); núcleo de recuo
Reação nuclear	Núcleo se torna outra espécie nuclear	Nêutron é absorvido	Emissões radioativas do núcleo final; radiação gama do núcleo final; produtos da reação nuclear
Espalhamento elástico	Recuo do núcleo	Direção de propagação e energia do nêutron	Núcleo de recuo, nêutron com menor energia, espalhado

produção de isótopos radioativos. Como exemplos, temos:

- reação de captura de um nêutron por um núcleo, acompanhada de emissão gama:
  ${}^{1}_{1}H+n \rightarrow {}^{2}_{1}H+\gamma$, ${}^{113}_{48}Cd+n \rightarrow {}^{114}_{48}Cd+\gamma$;
- reações de troca entre um nêutron e um próton:
  ${}^{14}_{7}N+n \rightarrow {}^{14}_{6}C+p$;
- reações com emissão de partículas:
  ${}^{6}_{3}Li+n \rightarrow {}^{3}_{1}H+{}^{4}_{2}He$, ${}^{10}_{5}B+n \rightarrow {}^{7}_{3}Li+{}^{4}_{2}He$;
- produção de radioisótopos:
  ${}^{27}_{13}Al+n \rightarrow {}^{24}_{11}Na+{}^{4}_{2}He$; ${}^{98}_{42}Mo+n \rightarrow {}^{98}_{42}Mo+\gamma$.

Espalhamento elástico de nêutrons

Neste tipo de choque não há mudança da energia interna do núcleo, ocorrendo somente troca de energia e momento entre o nêutron e o núcleo. O problema é tratado como o espalhamento de corpos quaisquer na Mecânica Clássica, com conservação de energia e momento totais, e definição do plano de espalhamento onde as trajetórias estão contidas e o processo pode ser descrito. Como para núcleos leves a massa do nêutron é comparável à massa do núcleo, pode haver grande perda de energia cinética do nêutron, e o núcleo de recuo pode ter velocidades suficientemente altas para caminhar no meio e ionizá-lo. Trata-se do principal processo de freamento do nêutron na matéria, principalmente para meios com muito hidrogênio, pois, por possuir massa praticamente igual à do nêutron, o hidrogênio de recuo (próton) pode receber até toda a energia cinética do nêutron em um único choque.

Notas finais

Fótons e nêutrons são considerados radiação indiretamente ionizante pois liberam um número muito discreto de íons na matéria que atravessam: um ou dois elétrons, um ou dois íons em cada interação. A ionização da matéria de fato ocorre quando esses elétrons e íons liberados (radiações diretamente ionizantes) são freados no meio. Ao lembrarmos que para ionizar o átomo de um gás são necessários em média algumas dezenas de eV e para ionizar um semi condutor bastam poucos eV[24], vemos que a quantidade de cargas liberada em um meio quando uma única PCR é freada é muito grande – da ordem de 10^4 pares de íons são produzidos em um gás e 10^6 íons em um semicondutor, se a PCR tem 1 MeV de energia cinética. A consequência da passagem da radiação ionizante pelo meio é a produção de ionizações e excitações no meio e mais radiação ionizante além da incidente.

Do ponto de vista do material, as ionizações e excitações são causa de mudanças de propriedades físicas e químicas que podem ser estudadas e relacionadas com a quantidade de radiação que produziu as mudanças. Todas as aplicações das radiações ionizantes, bem como a metrologia das radiações ionizantes, são feitas a partir desse estudo, seja ele em materiais inertes ou biológicos.

A modelagem física da interação da radiação com a matéria faz, como é usual, uma série de simplificações. Para as interações de fótons, a matéria é considerada um mar de átomos cujas características de agregação e de ligações químicas não fazem diferença. Para o estudo das interações de nêutrons, só os núcleos importam. Já na interação de partículas carregadas rápidas, em que a frequência de interações é grande, a constituição da matéria é levada em conta, seja no cálculo dos potenciais de ionização atômicos ou moleculares, seja nos efeitos de polarização da matéria, dependentes da densidade do meio e que são utilizados nos cálculos do poder de freamento. A grande dificuldade teórica e experimental para obter valores corretos do poder de freamento tem sido enfrentada por vários autores, principalmente no que se refere a íons pesados[18,25,26]. As dificuldades se relacionam às características dos meios (densidade de cargas e regularidade na sua distribuição, efeitos de polarização) e das partículas (mudanças de estado de carga ao longo da trajetória, possibilidade de estados excitados do íon). Como todas as radiações acabam liberando PCR's ao interagir com o meio, melhorias nessa modelagem e superação das dificuldades atuais são assuntos importantes no futuro da Física das Radiações.

Referências

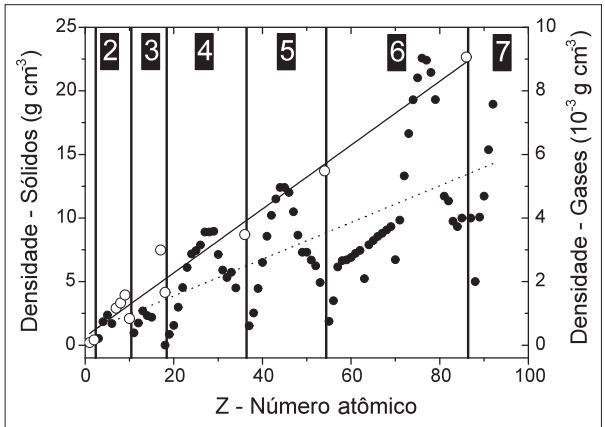
1. Feynman RP, Leighton RB, Sands M. The Feynman Lectures in Physics, v. 1. Massachusetts: Pearson Addison Wesley; 2006.
2. Attix FE. Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. New York: John Wiley and Sons; 1986.
3. Hubbell JH. Review and history of photon cross section calculations. Phys Med Biol. 2006;51(13): R245-62.
4. Turner JE. Interaction of ionizing radiation with matter. Health Phys. 2004;86(3):228-52.
5. Evans RD. The Atomic Nucleus, New York: McGraw-Hill; 1955.
6. Davisson CM, Evans RD. Gamma-ray Absorption Coefficients. Rev Mod Phys. 1952;24(2):79-107.
7. Heitler W. The Quantum Theory of Radiation. 3rd ed. New York: Dover Publication; 1953.
8. NIST (Berger MJ et al). XCOM: Photon Cross Sections Database. [Página na internet] [acesso em jul. 2009]. Disponível em: http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html.
9. Gureyev TE, Mayo SC, Myers DE, Nesterets Y, Paganin DM, Pogany A, et al. Refracting Röntgen's rays: propagation-based x-ray phase contrast for biomedical imaging. J Appl Phys. 2009;105:102005.
10. Davis TJ, Gao D, Gureyev TE, Stevenson AW, Wilkins SW. Phase-contrast imaging of weakly absorbing materials using hard x-rays. Nature 1995;373(6515):595-8.
11. Fitzgerald R. Phase-sensitive x-ray imaging. Phys Today 2000;53(7):23-6.
12. Dreossi D et al. The mammography project at the SYRMEP beamline. Eur J of Radiol 2008; 68S: S58-S62.
13. NIST (Berger MJ et al). Stopping-power and range tables for electrons, protons and helium ions. [Página na internet] [acesso em ago. 2009]. Disponível em: http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html.
14. Bohr N. Velocity-range relation for fission fragments. Phys Rev. 1941;59:270-5.

15. Ziegler JF, Biersack JP, Ziegler MD. SRIM, the stopping and range of ions in matter. Morrisville: Lulu Press Co; 2008.
16. Paul H, Schinner A. Empirical stopping power tables for ions from ^{3}Li to ^{18}Ar and from 0.001 to 1000 MeV/nucleon in solids and gases. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2003;85:377-452.
17. Paul H. Stopping power for light ions. [Página na internet] [acesso em ago. 2009]. Disponível em: http://www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping/.
18. Johns HE, Cunningham JR. The physics of radiology, 4th ed. Springfield, Illinois: Charles C. Thomas; 1983.
19. Sabin JR, Oddershede J. Stopping power - What next? Adv Quantum Chem. 2005;49:299-319.
20. Bohr N. On the decrease of velocity of swiftly moving electrified particles in passing through matter. Phil Mag. 1915;30:581-612.
21. Inokuti M. Inelastic collisions of fast charged particles with atoms and molecules – the Bethe Theory revisited. Rev Mod Phys. 1971;43(3):297-347.
22. Smith AR. Proton therapy, Phys Med Biol. 2006;51:R491-504.
23. Nowotny R, Hofer A. A computer code for the calculation of diagnostic-x-ray spectra. Fortschritte Auf Dem Gebiete Der Rontgenstrahlen Und Der Nuklearmedizin 1985;142:6685-9.
24. Kantele J. Handbook of Nuclear Spectroscopy. London: Academic Press; 1995.
25. Inokuti M. Remarks on stopping power: Its connections with particle transport and with the electronic structure of matter. Int J Quantum Chem. 1996;57(2):173-82.
26. Nobel JA, Trickey SB, Sabin JR, Oddershede J. Basis set limitations on the ab initio calculation of stopping cross-sections via generalized oscillator strengths. Chem Phys. 2005;309(1):89-94.
27. NIST (Dragoset RA). Periodic Table: Atomic Properties of the Elements. [Página na internet] [acesso em ago. 2009]. Disponível em: http://physics.nist.gov/PhysRefData/PerTable/index.html.

Apêndice A: densidade e número atômico

O gráfico da Figura A1 mostra a densidade dos elementos químicos sólidos (ρ), em função do número atômico (Z). Embora a variação de ρ com Z dentro de cada um dos 7 períodos da tabela periódica apresente uma forma de pico, a tendência de aumento da densidade com Z é notável, como se observa pelas linhas de tendência ajustadas aos pontos experimentais. Para os 11 elementos gasosos (os 6 gases nobres e H, N, O, F e Cl), também incluídos no gráfico, a tendência é especialmente forte.

Essa tendência de aumento de densidade com número atômico justifica a utilização de seções de choque para fótons e poder de freamento nas formas $\frac{\mu}{\rho}$ e $\frac{dT}{\rho dx}$, que têm então dependências com o número atômico mais fracas que μ e $\frac{dT}{dx}$.



Fonte: NIST[27].

Figura A1. Comportamento da densidade dos elementos químicos com o número atômico. Os pontos cheios correspondem a elementos sólidos e os vazados aos gases (escala à direita). As retas verticais representam as fronteiras entre os períodos (linhas horizontais da Tabela Periódica), indicados pelos números em fundo preto. As retas de tendência do conjunto têm fatores de correlação R^2 de 0,46105 (elementos sólidos) e 0,96793 (elementos gasosos).