

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

**Simulação Monte Carlo em terapia de câncer por Captura de nêutrons pelo
Boro(BNCT) utilizando a plataforma GEANT4**

por

Giuliano Demarco

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, 14 abril de 2009.

**Simulação Monte Carlo em terapia de câncer por Captura de nêutrons pelo
Boro(BNCT) utilizando a plataforma GEANT4**

por

Giuliano Demarco

Dissertação submetida ao Corpo Docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, PROMEC, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Vonei Borges

Aprovada por:

Prof^a. Dr^a. Gabriela Hoff (PUCRS)

Prof. Dr. Gilberto Orengo de Oliveira (UNIFRA)

Prof. Dr. Jorge Rodolfo Silva Zabadal (PROMEC/UFRGS)

Prof. Dr. Horácio Antônio Vielmo

Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 14 de abril de 2009.

*A minha família, em especial
a minha noiva, Angela,
aos meus pais, Elizabeth e Lirio, aos meus irmãos,
Anderson e Paola e minha filha Renata.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço à CAPES pelo apoio financeiro.

Agradeço à UFRGS por fornecer o ambiente e infra-estrutura para realização do trabalho.

Agradeço ao Professor Volnei Borges, pela oportunidade oferecida e pela confiança.

Agradeço ao Professor Bardo Bodmann, pelas inúmeras conversas, fossem elas relacionadas a dúvidas sobre fenômenos físicos ou deduções matemáticas, assim como questões que dizem respeito ao crescimento profissional e pessoal, pela paciência e atenção prestada.

Para os amigos Cláudio, Cristian e Leandro que estiveram comigo em todos os sofridos momentos. Por todas as horas que passamos juntos, pelas risadas, pelo estudo e principalmente pela amizade que construímos ao longo do ano.

Ao Prof. Gilberto Orengo, que me acompanha desde o começo da graduação. Tenho certeza que construímos uma amizade ao longo desses anos.

Aos meus pais, com todo o amor, que sempre me incentivaram e estiveram junto comigo em todos os momentos decisivos ao longo da minha vida.

Agradeço a minha noiva Angela, que sempre foi amiga, companheira, carinhosa e amorosa, por ter entendido o excesso de isolamento e o eventual mal-humor, e por sempre ter me amparado quando a paciência se esgotava. Muito obrigado por tudo, de coração. Tenho certeza que ela foi a pessoa fundamental para a realização do trabalho.

A minha querida e amada filha Renata, que sempre compreendeu a ausência em momentos importantes de sua vida devido a dificuldade de nos encontrarmos nessa jornada.

Aos meus irmãos Anderson e Paola, pelo carinho e amor.

RESUMO

Simulação Monte Carlo em terapia de câncer por Captura de nêutrons pelo Boro(BNCT) utilizando a plataforma GEANT4

Neste trabalho, foi utilizado a plataforma de simulação GEANT4 (Geometry and Tracking) para se avaliar a possibilidade de tratamento de esôfago com a BNCT (BNCT em inglês, Boron Neutron Capture Therapy), sendo analisada a deposição de energia nas regiões que circundam o esôfago. Como o trabalho apresentado é uma parte de um conjunto de estudos e pesquisas realizados sobre o assunto “Terapia de Captura de Nêutrons pelo Boro” (BNCT), direcionado ao câncer de esôfago foi necessário partir de pontos básicos para o desenvolvimento do projeto.

Para construção dos volumes sensíveis foi levado em consideração medidas aproximadas da anatomia da região do tronco, na altura da 8^a vértebra e também do esôfago. Dentro do esôfago, foi inserido um cilindro enriquecido com boro, com intuito de simular a região a ser tratada. Após a construção, foi efetuada uma avaliação de qual biblioteca do GEANT4 relacionado a processos hadrônicos utilizar para obter resultados satisfatórios.

Nas simulações realizadas, se utilizou um feixe de nêutrons monoenergético de 0,0253 eV. A fonte foi posicionada em quatro locais distintos, ou seja, três posições externas e uma interna ao tronco.

Ao avaliar a deposição de energia desse feixe de nêutrons térmicos, percebe-se que o feixe, quando a fonte está posicionada no exterior do corpo, diverge praticamente para todas as regiões ocasionando assim uma deposição de energia em locais indesejados. No entanto, o mesmo efeito não ocorre quando a fonte encontra-se no interior do corpo, ou seja, a energia depositada, fica restrita a região do alvo.

A simulação nos mostrou que o tratamento com fontes de nêutrons térmicos é realmente promissora, porém não existem fontes de nêutrons térmicos compactas para realizar o tratamento. No entanto, podemos pensar em conduzir nêutrons térmicos através de dutos com materiais reflexivos para nêutrons.

ABSTRACT

In this work, we used the simulation platform Geant4 (Geometry and Tracking) to evaluate the possibility of cancer treatment of the esophagus with BNCT (Boron Neutron Capture Therapy). We analyzed the deposition of energy in the regions surrounding the esophagus. The present work constitutes a part of a series of studies and research on the subject “Neutron capture therapy with boron ”(BNCT), directed to cancer of the esophagus. Therefore it was necessary to start from the basics for the development of the project.

For the construction of sensitive volumes was taken into account approximate measures of the anatomy from the trunk, at the 8th. vertebra and the esophagus. Within the esophagus, a cylinder was inserted with enriched boron in order to simulate the region to be treated. After construction, a study was made in order to select the Geant4 library for the relevant hadronic processes and to get satisfactory results.

In the simulations performed, we used a beam of monoenergetic neutrons with 0.0253 eV. The source was placed at four separate locations, three positions outside and one inside of the trunk.

To evaluate the deposition of energy of the thermal neutron beam, we find that the beam when the source is positioned outside the body, diverges in almost all regions thereby causing a deposition of energy in unwanted tissues. However, the same effect does not occur when the source is inside the body, i.e. the deposited energy is restricted to the target region.

The simulation has shown us that treatment with sources of thermal neutrons is really promising, but there are no sources of compact thermal neutrons to perform the treatment. However, one can think of conducting thermal neutrons through ducts with reflective materials for neutrons.

ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO	2
2	CONCEITOS FUNDAMENTAIS	4
2.1	Radiações	4
2.2	Natureza das Radiações Nucleares e suas Características	5
2.3	Conceitos Básicos da Radioatividade	13
2.4	Processos de interação da radiação com a matéria	16
2.4.1	Interação com o Tecido Biológico	16
2.4.2	Radiações Indiretamente Ionizantes	17
2.4.3	Radiação Eletromagnética(γ ou X)	18
2.5	Nêutrons	24
2.6	Interação de Nêutrons com o meio Biológico	29
2.6.1	Kerma devido a nêutrons	29
2.6.2	Fator de Kerma devido aos nêutrons	31
2.6.3	Deposição de Dose nos tecidos devido aos Nêutrons	32
3	EFEITOS BIOLÓGICOS DAS RADIAÇÕES IONIZANTES	38
3.1	Etapas da produção dos Efeitos Biológicos	40
3.2	Características dos Efeitos Biológicos	41
3.3	Classificação dos Efeitos Biológicos	43
4	O MONTE CARLO NO TRANSPORTE DE PARTÍCULAS	44
4.1	Monte Carlo	44
4.1.1	Descrição do processo de transporte de radiação	45
4.1.2	O Código computacional GEANT4	46
4.1.3	História do GEANT4	47

4.1.4	Estrutura básica do GEANT4.....	48
5	TERAPIA POR CAPTURA DE NÊUTRONS PELO BORO(BNCT) ...	51
5.1	A Equação de Transporte de Nêutrons.....	51
5.2	Conceitos Básicos da BNCT.....	53
5.3	Boro e nêutrons térmicos em BNCT.....	58
6	PROCESSO DE TRANSPORTE DE PARTÍCULAS E DEPOSIÇÃO DE ENERGIA.....	61
6.1	Recursos para a simulação e análise de dados gerados.....	61
6.2	Anatomia e Modelo geométrico.....	61
6.3	Processos físicos envolvidos.....	65
6.4	Descrição da geometria.....	65
6.4.1	Volume sensível.....	68
6.5	Descrição dos processos físicos.....	68
7	RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	70
7.1	Distribuição total dos nêutrons.....	71
7.2	Gráficos do depósito total de energia.....	73
7.3	Gráficos dos depósitos de energia das partículas alfa(α).....	75
7.4	Distribuição de energia depositada devido aos elétrons.....	78
7.5	Distribuição de energia depositada devido aos pósitrons.....	80
7.6	Distribuição de energia do 7Li	81
7.7	Distribuição de energia dos raios gama(γ).....	82
7.8	Distribuição de energia dos prótons.....	84
7.9	Tabelas e Figuras representando as Contribuições de cada partícula.....	84
8	CONCLUSÕES FINAIS.....	87
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	88

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Romanas

$(\Delta E_k)_i [eV, MeV]$	Energia média transferida pelos nêutrons para partículas carregadas sem interrupção na interação particular “i”, veja a equação (2.32), página 31
$\frac{d\sigma}{d\Omega} [eV]$	Seção de choque diferencial, veja a equação (2.19), página 22
λ	Livre caminho médio, veja a equação (2.27), página 27
$A(t) [Curie(Ci)]$	Atividade de uma amostra radioativa, veja a equação (2.10), página 14
$A_0 [Curie(Ci)]$	Atividade inicial de uma amostra radioativa, veja a equação (2.10), página 14
$c [m.s^{-1}]$	Velocidade da luz, veja a equação (2.20), página 23
E	Energia, veja a equação (2.15), página 20
$k [J.kg^{-1}]$	Kerma, veja a equação (2.31), página 31
m_e	Massa do elétron, veja a equação (2.19), página 22
N	Número de átomos, veja a equação (2.13), página 15
N	Número de átomos, veja a equação (2.26), página 26
N_0	Número inicial de átomos, veja a equação (2.13), página 15
$P(E_\gamma, \theta)$	Energia do fóton incidente, veja a equação (2.19), página 22
$P(E_\gamma, \theta)$	Razão do fóton antes e depois da colisão, veja a equação (2.19), página 22
r_c	Raio Compton, veja a equação (2.19), página 22
r_e	Raio clássico do elétron, veja a equação (2.21), página 23
$t [s]$	Intervalo de tempo, veja a equação (2.10), página 14
$t [s]$	Intervalo de tempo, veja a equação (2.13), página 15
Z	Número atômico, veja a equação (2.15), página 20

Letras Gregas

$\alpha [1/137]$	Constante de estrutura fina, veja a equação (2.16), página 20
λ	Constante de decaimento, veja a equação (2.10), página 14
$\Sigma [barn]$	Seção de choque macroscópica, veja a equação (2.26), página 26
$\sigma_a [barn]$	Seção de choque microscópica de absorção, veja a equação (2.24), página 26
$\sigma_e [barn]$	Seção de choque microscópica de espalhamento, veja a equação (2.24), página 26
$\sigma_f [barn]$	Seção de choque microscópica de fissão, veja a equação (2.25), página 26
$\sigma_i [barn]$	Seção de choque para a interação particular “i”, veja a equação (2.32), página 31
$\sigma_t [barn]$	Seção de choque microscópica total, veja a equação (2.24), página 26
$\sigma_{cr} [barn]$	Seção de choque microscópica de captura radioativa, veja a equação (2.25), página 26
$\sigma_{foto} [barn]$	Seção de choque para o efeito fotoelétrico, veja a equação (2.16), página 20
$\sigma_{in} [barn]$	Seção de choque microscópica de espalhamento inelástico, veja a equação (2.25), página 26
$\tau [s]$	Tempo médio entre duas colisões consecutivas, veja a equação (2.28), página 27
$\theta [rad]$	Ângulo de espalhamento, veja a equação (2.19), página 22
$\varphi [cm^{-2}]$	Fluência de nêutrons, veja a equação (2.32), página 31

ÍNDICE DE TABELAS

2.1	Algumas características das radiações.	7
2.2	Classificação dos Nêutrons conforme sua Energia.	25
2.3	Interação das Radiações Nucleares.	29
2.4	Propriedades das Radiações Nucleares.	30
2.5	Constituintes do Tecido relevantes para absorção de nêutrons e espalhamento.	36
5.1	Principais características dos nuclídeos presentes nas reações.5.4	54
6.1	Composição do ar utilizado.	66
6.2	Parâmetros definidos na simulação para o mundo.	66
6.3	Parâmetros definidos na simulação para o Tronco.	67
6.4	Parâmetros definidos na simulação para o Esôfago.	67
6.5	Parâmetros definidos na simulação para o Esôfago(Parte Interna).	67
6.6	Parâmetros definidos na simulação para o Alvo.	67
6.7	Comandos utilizados para definir os volumes sensíveis	68
7.1	Número de passos por partícula (N_P) em que a partícula, potencialmente, pode fazer depósito de energia.	84
7.2	Número de passos por partícula (N_P) em que a partícula, potencialmente, pode fazer depósito de energia.	85
7.3	Número de passos por partícula (N_P) em que a partícula, potencialmente, pode fazer depósito de energia.	85
7.4	Número de passos por partícula (N_P) em que a partícula, potencialmente, pode fazer depósito de energia.	86

1. INTRODUÇÃO

No início da era nuclear, houve um incentivo muito grande para o desenvolvimento de aplicações dos materiais radioativos. O objetivo era encontrar usos benéficos que proporcionassem retorno econômico, conhecimento científico avançado e, principalmente, melhorasse a qualidade de vida da sociedade. Nos dias de hoje, a energia nuclear é utilizada para geração de energia elétrica, sendo uma forte concorrente com os demais recursos energéticos; os materiais radioativos, por ela produzidos, são largamente utilizados na medicina, indústria e agricultura. O uso da radiação na medicina engloba tanto o diagnóstico como a terapia, sendo eles ferramentas essenciais na área de oncologia.

O câncer é um dos maiores problemas de saúde dos últimos tempos, e cada vez mais, novos casos são registrados, exigindo assim novas técnicas e métodos mais aperfeiçoados. O tratamento de câncer tem como objetivo atingir as células cancerosas, e preservar as células normais. O sucesso do tratamento é diretamente proporcional a seletividade da droga química subentendido pelo controle local do tumor.

O sucesso da cirurgia ou esterilização por radiação muitas vezes não é alcançado para certos tipos de tumores malignos. Os motivos por estes não responderem podem ser devido á baixa resposta da irradiação de fótons, alta reprodução, localização anatômica delicada ou inatingíveis.

Embora a cirurgia, quimioterapia e tratamento com radiação sejam eficazes no tratamento de muitos tipos de tumores, uma nova alternativa terapêutica, como a BNCT (*Boron Neutron Capture Therapy*), Terapia pela Captura de Nêutrons pelo Boro, pode trazer bons resultados de cura.[Hall, 2000];[Kullberg, 2003]

O câncer de esôfago, no Brasil consta entre os dez mais incidentes segundo dados obtidos dos Registros de Base Populacional existentes, e em 2000 foi o sexto tipo mais mortal, com 5.307 óbitos. O câncer de esôfago mais frequente é o carcinoma epidermóide escamoso, responsável por 96% dos casos[INCA, 2008b];[INCA, 2007];[INCA, 2008a].

Apesar dos avanços no tratamento cirúrgico do câncer de esôfago serem responsáveis

por importante melhora da sobrevida dos pacientes, pouco ou nada se ganhou nos casos inoperáveis, continuando assim desanimador o prognóstico de muitos dos pacientes.

Portanto, a BNCT é uma terapia, com radiação, que está sendo desenvolvida para tratamento de câncer, tal como de cérebro, fígado, pele, e agora com estudos recentes, em esôfago.

Essa terapia é baseada na emissão de dois fragmentos pela reação nuclear ($^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$), quando o Boro-10 captura um nêutron térmico (energia de 0,025 eV), tendo como resposta, partículas alfa e íons de lítio com curto alcance no tecido - da ordem de 9 microns para a partícula alfa e 5 microns para o lítio. Como consequência, eles liberam suas energias somente para as células próximas.[Kringes et al., 2006];[Orengo e et al., 2007]

Neste trabalho será analisada as possibilidades de aplicação da BNCT para o tratamento de câncer de esôfago, verificando se o depósito de energia ficará restrito a região a ser irradiada. Para a simulação, será utilizada a plataforma de simulação GEANT4, que tem como base o método Monte Carlo.

O método Monte Carlo (MC) de simulação é largamente utilizado para resolver problemas que envolvem processos estatísticos, em diversos campos da Física, Engenharia, entre outros, devido à natureza estocástica dos processos de emissão, transporte e detecção da radiação. O método é bastante útil para problemas complexos, que não podem ser modelados por métodos determinísticos ou empíricos, impraticáveis devido ao custo ou às questões relativas aos efeitos biológicos em humanos.

O Geant4 (GEometry ANd Tracking) é um conjunto de ferramentas computacionais de distribuição livre que pode ser utilizado para simular a interação de partículas com a matéria[CERN, 2007a]. De acordo com seus desenvolvedores, suas áreas de aplicação compreendem experimentos em física nuclear, física médica, física de partículas, aceleradores, estudos em pesquisas espaciais, astrofísica e astronomia. A faixa de energia para as simulações pode ir de 250 eV até a ordem de 1 TeV, em algumas situações.

Este trabalho representa o primeiro passo na familiarização e utilização do programa GEANT4 dentro da comunidade de pesquisa em BNCT na UFRGS (Universidade Federal do Rio Grande do Sul) em conjunto com a UNIFRA(Universidade Franciscana).

2. CONCEITOS FUNDAMENTAIS

2.1 Radiações

Radiação é a propagação de energia sob várias formas, no qual feixes energéticos são emitidos por uma fonte e transmitidos através do vácuo ou de meios materiais, como o corpo humano, depositando neles sua energia. São classificados basicamente em:

1. Radiações Corpusculares: são feixes de partículas como partículas alfa, elétrons (β^-) e pósitrons (β^+) ou as produzidas por aceleradores e reatores nucleares como os prótons, nêutrons e íons pesados;
2. Radiações Eletromagnéticas: são feixes de fótons de raios X, produzidos quando elétrons de alta energia colidem com um metal (Bremsstrahlung (radiação de frenagem)), e os raios gama, que são emitidos espontaneamente por alguns núcleos radioativos, chamados radioisótopos [Bitelli, 1982].

Do ponto de vista dos efeitos que as radiações produzem na matéria, há duas classes de radiações:

1. Radiações ionizantes e,
2. Radiações não-ionizantes.

Radiações ionizantes incluem partículas ionizadas, como as presentes nos raios cósmicos, raios X e radiações emitidas pelo decaimento de substâncias radioativas. Radiações não-ionizantes incluem luz, calor, radar, ondas de rádio e microondas. Do ponto de vista da origem da radiação, ainda poderíamos classificar as radiações em radiação natural e radiação artificial.

Os benefícios das radiações não-ionizantes naturais são enormes mas, em geral, é difícil identificar inequivocamente benefícios advindos das radiações ionizantes naturais. Contudo, o homem tem feito considerável uso de ambas radiações ionizantes e não-ionizantes.

As radiações artificiais têm permitido avanços significativos em tratamentos e diagnósticos médicos e são empregadas num largo espectro de técnicas na indústria, agricultura e pesquisa. Contudo, podem ser prejudiciais ao ser humano e as pessoas devem se proteger de exposições desnecessárias ou excessivas.

As fontes de radiação ionizante que mais contribuem para a exposição humana são de origem natural e, dentre as de origem artificial, são aquelas utilizadas em radiodiagnóstico e radioterapia.

2.2 Natureza das Radiações Nucleares e suas Características

O modelo que, apesar de simplificado, pode ser usado para representar o átomo, é o de um sistema solar em miniatura. O modelo consta de um núcleo (à semelhança do sol) muito pequeno ($\simeq 10^{-15}$ cm), que contém toda a carga positiva e onde está a maior parte da massa do átomo. Ao redor desse núcleo estão os elétrons. Cada elétron está em um estado de energia definida. O arranjo dos elétrons nos níveis de energia determina a propriedade química do átomo. Hoje em dia, a composição básica da matéria não se resume aos prótons e nêutrons, mas a quarks e gluons. A escala de energia relevante para o presente trabalho, são apenas os graus de energia para prótons e nêutrons. Comparável com a escala atômica, ou menor, seguem as abordagens conhecidas como Teorias Quânticas. Mesmo que essas teorias sejam altamente complexas para compreendermos as propriedades do átomo, existem casos que permitem uma simplificação e ainda conseguem reproduzir qualitativamente (até mesmo quantitativamente) tais propriedades. Para entendermos a composição e a estrutura interna do átomo devemos estudar a energia que vem de dentro do núcleo, ou investigar o que acontece com a energia que é enviada de encontro ao núcleo.

Apesar de possuir uma teoria fundamental da interação nuclear forte (QCD, sigla em inglês que significa Cromo Dinâmica Quântica), até hoje está fora de nosso alcance para calcular propriedades da estrutura nuclear. Por exemplo, podemos citar o cálculo da vida média de um radioisótopo. A teoria não é capaz de explicar a tabela dos núclídeos, ou seja, tais abordagens descritas na tabela são meramente fenomenológicas e portanto, simulações Monte Carlo são privilegiadas para explorar certas propriedades.

Experimentos desenvolvidos por Henri Becquerel e mais tarde por Marie Curie descobriram que a radioatividade possui algumas propriedades interessantes: ela escurece filmes,

ioniza gases, produz cintilação (flashes de luz) em certos materiais, penetra na matéria, danifica tecido vivo, libera grande quantidade de energia com pequena perda de massa, e não é afetada por alterações químicas e físicas no material que está emitindo. Esta última característica é importante, pois a radioatividade é supostamente originada dentro do átomo, e se ela não é afetada por alterações químicas, então a mesma não deve ser associada com os elétrons, pois eles são envolvidos nas reações químicas. Isso sugere que a radioatividade se origina no núcleo pelos estudos de fenômenos realizados na faixa de energia de $\simeq 10keV$.

A análise da radioatividade começa com uma consideração sobre sua natureza. A experiência que revela mais completamente a natureza da radioatividade é aquela em que a radiação é dirigida através de um campo elétrico produzido por duas placas paralelas carregadas. Experimentalmente pode-se diferenciar três contribuições fenomenológicas no mesmo feixe, dando origem à classificação dos raios alfa, raios beta, e raios gama.

Experiências posteriores revelaram que os raios γ são os mais penetrantes, enquanto que os raios α são os de menor penetração. A natureza exata de cada um desses três tipos de radioatividade somente foi conhecida muitos anos depois, e o resultado obtido é mostrado na figura 2.1.

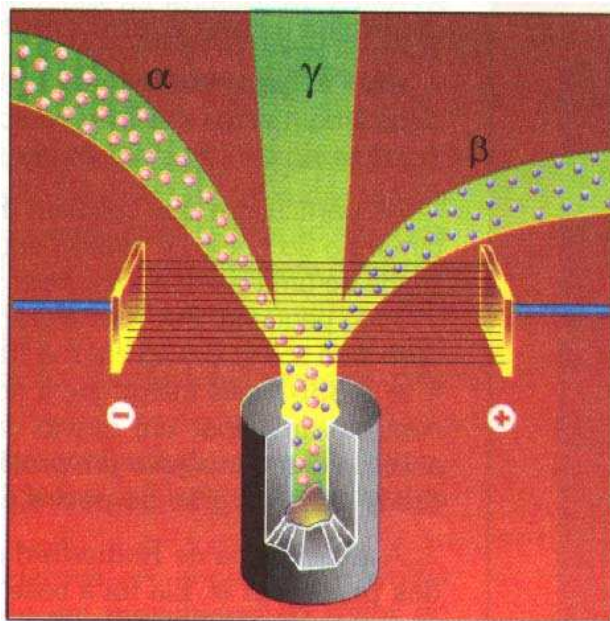


Figura 2.1 – Natureza das Radiações.[Cavalante, 2008]

Tabela 2.1 – Algumas características das radiações.

	Carga	Massa	Entidade
<i>raios</i> α	$+2e^*$	$7000m_e^{**}$	${}^4_2\text{He}$ (núcleo de hélio)
<i>raios</i> β	$+e$	m_e	elétron de alta velocidade
<i>raios</i> γ	0	0	onda eletromagnética

$$* e = 1,6 \times 10^{-19}C$$

$$** m_e \rightarrow \text{massa do elétron}$$

1. Radiação Alfa (${}^4_2\alpha$)

Experiências realizadas confirmam a identidade da partícula α com o núcleo de hélio (constituído de dois prótons e dois nêutrons). Essas quatro partículas estão fortemente ligadas entre si (energia de ligação alta), de forma que a partícula α se comporta, em muitas situações, como se fosse uma partícula fundamental. Uma partícula α tem uma massa igual a quatro vezes a massa do próton (ou 7000 vezes a massa do elétron), e carrega duas unidades de carga elétrica positiva.[Tauhata et al., 1999]

A emissão de partículas α é o único tipo de decaimento radioativo espontâneo que emite partículas pesadas, executando-se a fissão. Isso ocorre tanto para as espécies naturais como para as produzidas artificialmente. O processo de decaimento α para um núcleo pode então ser escrito como:



no qual, Z representa o peso atômico (número de prótons existentes no núcleo) e A o número de massa, ou seja, o número total de partículas no núcleo, sendo igual a $N + Z$, sendo N o número de nêutrons. X e Y simbolizam diferentes espécies nucleares. Um exemplo é o decaimento do califórnio, demonstrado a seguir,



Os produtos do decaimento (núcleos filhos) de um núcleo, obtidos por emissão de partículas α , podem ou não ser radioativos.

Sendo a energia de ligação da partícula α extremamente alta ($\simeq 28$ MeV) quando comparada à energia de ligação dos nucleons ($\simeq 6-8$ MeV), a emissão espontânea de partículas α ocorrerá somente em núcleos pesados ($A > 150$). Como as partículas α emitidas pelo núcleo têm velocidades menores, ou seja, da ordem de $0,1c$, sendo c a velocidade da luz no vácuo, não se levam em conta efeitos relativísticos.

O estudo da emissão de partículas α é da maior importância para o conhecimento do núcleo. A determinação das velocidades e energias das partículas alfa emitidas por um núcleo, certifica, que o núcleo é constituído de níveis de energia. Verifica-se também que um mesmo núcleo pode emitir partículas alfa de diferentes valores de energia (espectro das alfa), tornando possível determinar seus níveis de energia.

A figura 2.2 ilustra o processo de emissão de uma partícula alfa.

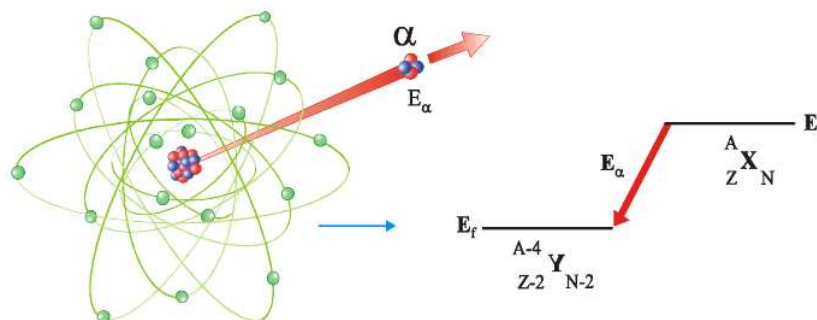


Figura 2.2 – Emissão da Partícula Alfa.[Tauhata et al., 1999]

2. Radiação Beta (β)

Existem três formas de emissão Beta (β): Beta menos (β^-), Beta mais (β^+) e Captura eletrônica (EC). A radiação β^- consiste de elétrons (também chamados de nêutrons) de alta energia que se originam no núcleo. Esses “elétrons nucleares” possuem propriedades idênticas aos elétrons atômicos, e assim sua massa é $(1/1840)$ uma (1 uma = unidade atômica de massa = massa do próton $\simeq 1,66 \times 10^{-24}$ g) e carregam uma unidade de carga negativa. Um núcleo instável, devido aos poucos prótons, portanto,

com excesso de nêutrons, tenderá a se estabilizar aumentando sua carga nuclear, ou seja, emitindo elétrons. Assim, em uma análise rápida, o decaimento β^- se reduz na transformação do nêutron em próton.[Tauhata et al., 1999]

As partículas β perdem energia principalmente pelas ionizações que causam no meio material que estão atravessando. Um outro processo pelo qual as partículas beta perdem energia é pela produção de bremsstrahlung, chamada de radiação de frenagem (radiação produzida do frenamento do elétron pelo campo coulombiano nuclear). Um exemplo, é o bombardeio de metais pesados com elétrons de alta energia, havendo produção de raios X.

Uma vez que as partículas β são muito menores que outras partículas carregadas (partículas α , por exemplo), sua velocidade para uma determinada energia é muito maior, e seu poder de ionização (formação de pares de íons por unidade de comprimento) é muito menor. Por exemplo, enquanto a ionização específica das partículas α de energia $E = 4$ MeV é de 3000 pares de íons por micrón de trajetória na água, a ionização específica das partículas β de energia $E = 1$ MeV é de cinco pares de íons.

Para uma dada energia, as partículas β têm muito maior alcance que as partículas α . Em virtude de sua pequena massa, as partículas β sofrem frequentes espalhamentos (colisões) com pouca perda de energia, e conseqüentemente sua trajetória na matéria é bastante tortuosa. À medida que aumenta o número atômico do meio que a partícula β atravessa, a frequência de espalhamento aumenta.



Uma outra forma de decaimento β foi descoberta por C.D. Anderson em 1932. Esta radiação consiste de partículas de massa igual à massa do elétron, mas tendo uma unidade de carga elétrica positiva. A partícula do decaimento β^+ é então um elétron positivo, também chamado de pósitron, que é a antipartícula do elétron.

Um núcleo instável por excesso de prótons e, portanto, com poucos nêutrons, para se estabilizar deverá diminuir a sua carga nuclear, ou seja, o núcleo deverá emitir um

pósitron. Então o decaimento β^+ se reduz na transformação do próton num nêutron.



O pósitron é uma partícula estável, porém sua existência está limitada devido a interação elétron-pósitron, que aniquila ambas as partículas, resultando na emissão de dois (ou três) fótons de 0.511 MeV de energia cada. Este fenômeno tem um interesse fundamental na detecção de radioisótopos emissores de β^+ .

A terceira forma de decaimento β foi descoberta por Alvarez, em 1938, e envolve a aniquilação da carga do próton, transformando-o em nêutron, pela captura de um elétron orbital. Um exemplo típico desse tipo de decaimento β , chamado de captura eletrônica orbital (EC),



Quando um elétron é removido do orbital, próximo ao núcleo, por captura pelo núcleo atômico, o lugar que fica vazio é imediatamente preenchido por algum elétron que esteja em um orbital de energia mais alta. Durante esse processo nenhuma partícula é emitida, e só fica caracterizada a sua existência porque um elétron ao saltar de um orbital de energia mais alta para um orbital de energia mais baixa, emite energia característica, que nada mais é que o raio-X característico. Entretanto, a captura de elétrons orbitais pelo núcleo atômico pode vir acompanhada, algumas vezes, da emissão de elétrons atômicos, denominados de elétrons Auger. Deste efeito quântico se trata de um processo de dois elétrons, onde um deles faz uma transição discreta de um estado menos ligado para uma vacância na camada atômica. A energia liberada nesse processo é transferida através da interação eletromagnética quântica (foto-ionização interna) para um outro elétron ligado que por sua vez escapa do átomo.

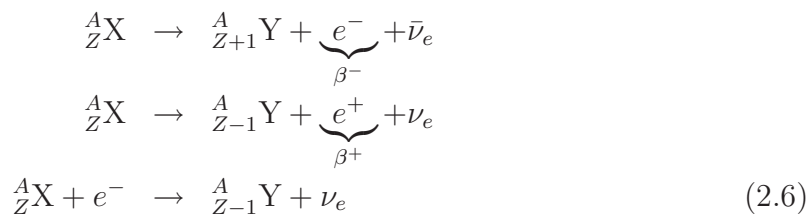
Os decaimentos β^+ , β^- e EC são chamados de transformações isobáricas, porque al-

teram a carga nuclear (Z), mas não alteram o seu número de massa (A). Junto com a emissão de raios γ .

Dentre as propriedades do decaimento β , destacam-se:

- (a) a quantidade de núcleos que se desintegram por β^- , β^+ ou EC é bem maior do que por desintegração α , já que núcleos leves também sofrem desintegração β ;
- (b) sendo a velocidade das partículas β da ordem da velocidade da luz ($v_\beta=0.99c$), deve-se levar em conta efeitos relativísticos;
- (c) a forma como está distribuída a energia das partículas β que são emitidas por um núcleo, que recebe o nome de “espectro de energia”, apresenta uma característica totalmente diferente do espectro de energia da partícula α . Essa diferença, somada a observações experimentais, e ao fato de que uma lei física estava aparentemente sendo violada (no caso é a conservação do momento angular), sem que isso fosse possível, levou Pauli, em 1930, a formular a hipótese da existência do neutrino e do antineutrino, como sendo uma terceira partícula que acompanharia a desintegração β .

O decaimento β , tendo em vista o ítem(c) anterior, pode ser escrito como:



no qual, ν_e representa o neutrino e $\bar{\nu}_e$ o antineutrino. Essas duas partículas não têm carga, possuem massa de repouso extremamente pequena e se deslocam à velocidade da luz.

A figura 2.3 ilustra o processo de emissão de uma partícula beta(β).

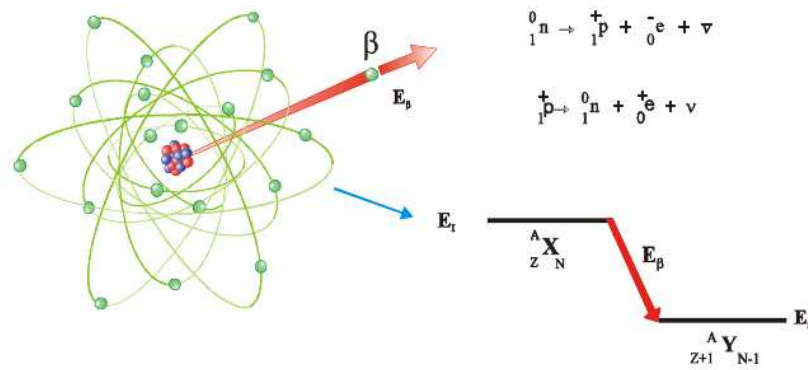


Figura 2.3 – Emissão da Partícula Beta.[Tauhata et al., 1999]

3. Radiação Gama (γ)

A radiação γ pertence a uma classe conhecida como radiação eletromagnética. É o tipo mais penetrante de radiação. Tal radiação consiste de “quanta” ou pacotes de energia transmitidos em forma de um movimento ondulatório, não necessitando de um meio material para se propagar. Não apresenta carga elétrica, sendo assim, não é afetada pelos campos elétrico e magnético. Existem outros membros conhecidos da mesma classe dos raios γ . Como exemplo podemos citar as ondas de rádio, ultravioleta, infravermelho, os raios X entre outros. A diferença entre a radiação γ e os raios X está na sua origem. Enquanto os raios γ resultam de processos nucleares, os raios X são emitidos devido à um processo atômico.



A Radiação eletromagnética é uma combinação de um campo elétrico e de um campo magnético que se propagam através do espaço transportando energia.

Outras partículas de interesse são as constituintes do núcleo atômico, ou seja, prótons e nêutrons. Essas duas partículas, exceto pela carga elétrica, são idênticas frente a interação forte. Dessa forma, é útil pensar nelas como duas formas diferentes de uma partícula mais geral, o nucleon.

1. Próton

Descoberta por Rutherford (1871-1937) em 1919, esta partícula consiste simplesmente no núcleo do átomo de hidrogênio, que pode ser obtido por ionização do hidrogênio.

O próton é uma partícula estável, de carga elétrica positiva igual em módulo à do elétron, cuja massa de repouso é aproximadamente 1,007 uma (938 MeV), sendo então 1836 vezes mais pesada que o elétron. Devido à sua massa relativamente alta, os prótons até energias de alguns MeV não são consideradas partículas relativísticas (a suas velocidades se mantém abaixo de $0,1c$)

2. Nêutron

O nêutron foi descoberto em 1932, pelo físico inglês James Chadwick (1891-1974), pela reação



O nêutron possui uma massa de repouso na ordem de 1,008 uma (940 MeV), sendo ligeiramente maior que a do próton. A carga elétrica do nêutron é nula, e ele não pode causar ionização diretamente. Isto facilita sua penetração no interior dos núcleos constituindo um ótimo projétil para provocar reações nucleares. Fora dos núcleos, o nêutron é uma partícula instável que se dissocia espontaneamente, num tempo de 12 minutos, segundo a reação



2.3 Conceitos Básicos da Radioatividade

Crookes (1900) verificou, a partir de reações de dissolução e precipitação com sais de urânio, que a maior parte da atividade radioativa observada nos compostos de urânio não era causada por aquele elemento, mas por outra substância que era separada do urânio.

À substância ativa foi dado o nome de urânio X (UX) para distinguí-la do urânio (U).

Becquerel verificou que, se o UX e o U fossem mantidos separados por algum tempo, a atividade do UX diminuía, enquanto a da fração U aumentava.

Rutherford e Soddy (1902) obtiveram resultados similares com sais de Tório (Th). Separaram uma porção ativa que denominaram ThX e a parte do Th era praticamente inativa. Rutherford e Soddy estudaram quantitativamente a taxa de decaimento do ThX e a taxa de recuperação do Th e obtiveram curvas.

A curva experimental de decaimento do ThX era de natureza exponencial e podia ser representada como

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.10)$$

A curva de recuperação do Th podia ser expressa pela equação

$$A(t) = A_0 (1 - e^{-\lambda t}), \quad (2.11)$$

em que λ é o mesmo para o ThX .

Essas observações experimentais levaram Rutherford e Soddy a formulação da Teoria das Transformações Radioativas. Então, foi sugerido que átomos dos elementos radioativos sofrem desintegrações espontâneas com emissão de partículas α e β , dando formação a átomos de um novo elemento.[Bodmann, 2009]

A intensidade da radioatividade, ou atividade, é proporcional ao número de átomos que se desintegram por unidade de tempo.

Assim, a atividade de uma amostra radioativa descrita por

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (2.12)$$

pode ser escrita em termos de número de átomos como

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.13)$$

Esta expressão representa a variação temporal do número de átomos de uma única amostra radioativa que decai,

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (2.14)$$

Significando que o decréscimo por unidade de tempo, no número de átomos de um elemento radioativo (devido às desintegrações) é proporcional ao número de átomos que ainda não se desintegraram. A constante de decaimento (λ) é característica de cada espécie radioativa. A equação anterior é a equação fundamental do decaimento radioativo.

A desintegração de um átomo de um elemento radioativo está sujeita às leis da probabilidade, ou seja, é um processo estocástico.

Assim, a probabilidade p de que átomo se desintegre em um intervalo de tempo Δt é independente da história passada do átomo, e é a mesma para todos os átomos do mesmo tipo, ou

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \lambda \frac{t}{n}\right)^n = e^{-\lambda t}$$

A interpretação estatística é que existe inicialmente um grande número de átomos radioativos (N_0), então, a fração que permanece imutável após o tempo t é

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t},$$

no qual, N é o número de átomos que não se desintegram até o tempo t .

Portanto, a lei do decaimento radioativo é uma lei estatística, sendo resultado de um número muito grande de eventos, sujeitos às leis da probabilidade.

2.4 Processos de interação da radiação com a matéria

Desde a descoberta acidental dos raios X por W.C. Roentgen, em novembro de 1895, as radiações têm sido usadas em grande escala em muitas áreas e, de forma direta ou indireta, tem beneficiado a humanidade. O próprio Roentgen utilizou sua descoberta registrando a mão de sua esposa Bertha. Essa foi a primeira radiografia registrada em um filme radiográfico de um ser humano.

A cada dia, novas técnicas nucleares são desenvolvidas nos diversos campos da atividade humana, possibilitando a execução de tarefas impossíveis de serem realizadas pelos meios convencionais.

A medicina, a indústria e a agricultura são as áreas mais beneficiadas. Os isótopos radioativos ou radioisótopos, devido à propriedade de emitirem radiações, têm vários usos. As radiações podem até atravessar a matéria ou serem absorvidas por ela, o que possibilita múltiplas aplicações. Mesmo em quantidades cuja massa não pode ser determinada pelos métodos químicos, a radiação por eles emitida pode ser detectada.

Pela absorção da energia das radiações (em forma de calor) células ou pequenos organismos podem ser modificados, danificados e/ou destruídos. Essa propriedade, que normalmente é altamente inconveniente para os seres vivos, pode ser usada em seu benefício, quando empregada para destruir células ou microorganismos nocivos.

Dessa forma, citamos a seguir os principais mecanismos de interação da radiação com a matéria.

2.4.1 Interação com o Tecido Biológico

Radiação é energia que se difunde de uma fonte. No desenvolvimento da física, consideram-se muitos tipos de radiação. Como exemplo, podemos citar luz, ondas de rádio, raios X, partículas α , β , raios γ , nêutrons, entre outras. Algumas dessas radiações ionizam a matéria, outras não. As radiações que ionizam a matéria são de especial significado no mundo atual, e considera-se as radiações que são capazes, diretamente ou indiretamente, de remover elétrons do átomo. Podemos dividir as radiações ionizantes em dois grupos:

Radiações Corpusculares: partículas carregadas (elétrons, prótons, partículas α , entre outras) ou neutras (nêutrons);

Radiações eletromagnéticas: fótons (raios X, γ).

Quando a radiação incidente considerada, é constituída por partículas carregadas, diz-se que elas são “diretamente ionizantes”. Este é o caso dos elétrons, prótons e partículas α . No caso dos nêutrons e dos fótons, as partículas responsáveis pela ionização (respectivamente, prótons e elétrons) não pertencem a radiação incidente (que se chama radiação primária); estas partículas secundárias se colocam em movimento ao longo das interações da radiação primária com o meio. Diz-se que a ionização é indireta.[Leo, 1987];[Bitelli, 1982]

As ionizações são a origem dos efeitos que se produzem no meio atravessado pela radiação. Esses efeitos são utilizados para a detecção das radiações (contadores de partículas, dosímetros) ou para sua visualização (câmaras luminescentes, chapas radiológicas). Se tratarmos a interação da radiação com um meio biológico, os efeitos produzidos se chamam radiobiológicos.

As radiações diretamente ionizantes incluem todas as partículas carregadas, tais como partículas α , íons pesados, prótons, e partículas β . Todas as partículas carregadas perdem energia ao interagirem com os elétrons orbitais ou com os núcleos dos átomos que compõem o material que atravessam. Existem dois processos:

1. Excitação atômica ou molecular, com a emissão de luz resultante da desexcitação;
2. Ionização, que envolve a ejeção de um elétron orbital, resultando na criação de um par iônico.

Em média, são gastos 34 eV para a criação de um par de íons no ar. A ionização de um átomo, que é parte integrante de uma molécula, pode produzir a dissociação da molécula.

2.4.2 Radiações Indiretamente Ionizantes

No contexto das radiações indiretamente ionizantes, a palavra interação é aplicada nos processos em que a energia e/ou a direção da radiação é alterada. Tais processos são randômicos e, dessa forma, verifica-se a probabilidade de ocorrência das interações.

As radiações indiretamente ionizantes incluem alguns tipos de radiações eletromagnéticas e nêutrons. Estas radiações interagem com a matéria dando lugar a radiações

secundárias, que são ionizantes e perdem energia por colisões com os elétrons ou com o núcleo atômico.[Podgorsak, 2005]

2.4.3 Radiação Eletromagnética(γ ou X)

A interação da radiação γ ou X com a matéria é diferente da que ocorre com partículas carregadas. A penetrabilidade dos raios γ ou X é maior devido ao seu caráter ondulatório, e suas absorções depende do tipo de interação que provoca.

Há vários processos que caracterizam a interação (absorção ou espalhamento) da radiação γ ou X com a matéria. Esses processos dependem essencialmente da energia da radiação, e do meio material que ela atravessa. Os fótons não têm massa propriamente dita (massa de repouso nula) e não transportam cargas elétricas, portanto, produzem ionização somente indiretamente quando incidem diretamente nos átomos. Quando o fóton (γ ou X) interage com a matéria, sua energia pode ser transferida para esta por uma variedade de mecanismos alternativos, sendo que os três processos (efeitos secundários) mais importantes são (Veja também a figura 2.4):

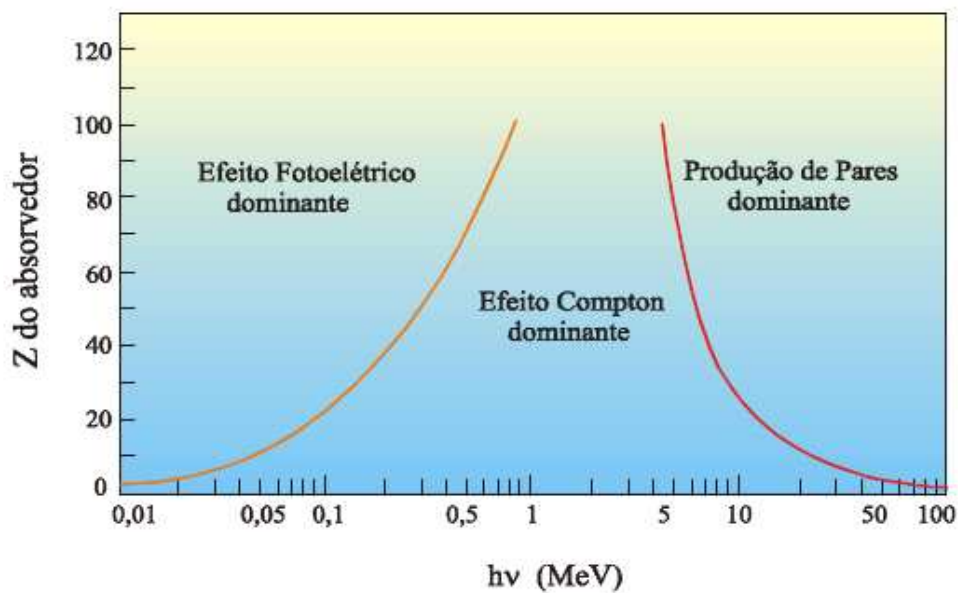


Figura 2.4 – Contribuição Relativa dos Efeitos.[Tauhata et al., 1999]

Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é caracterizado pela transferência total de energia da radiação γ ou X para um elétron orbital, que é ejetado do átomo absorvedor (processo de ionização). A representação esquemática do efeito fotoelétrico está apresentada na figura 2.5.

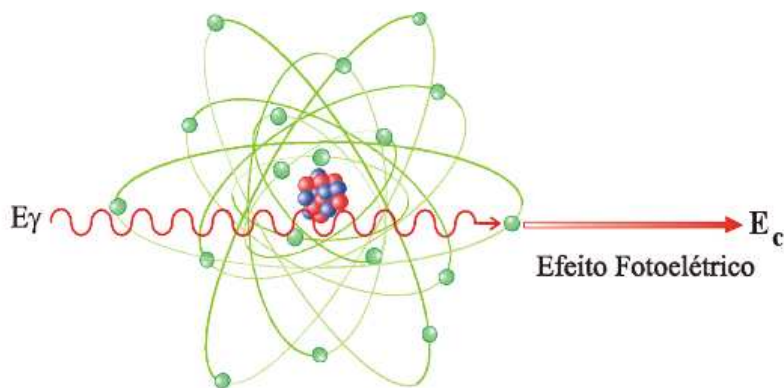


Figura 2.5 – Esquema do Efeito Fotoelétrico.[Tauhata et al., 1999]

Nesse efeito, toda energia $h\nu$ do fóton incidente é transferida ao elétron, que então é expelido com energia cinética

$$T = h\nu - E_B,$$

sendo h a constante de Planck ($h = 6,6252 \times 10^{-34} \text{ J.s}$), ν a frequência do fóton e E_B a energia de ligação do elétron ao seu orbital (energia que foi dissipada para desfazer a ligação do elétron ao átomo). Este elétron expelido do átomo (denominado fotoelétrico, radiação secundária ou ainda emissão corpuscular associada), poderá perder a sua energia recebida pelo fóton e produzirá ionização em outros átomos, formando pares de íons.

Não há uma expressão analítica simples para a probabilidade de absorção por efeito fotoelétrico, para toda a faixa de energia E , mas uma aproximação é dada por

$$P_{foto} \propto \frac{Z^n}{E^{3,5}}, \quad (2.15)$$

no qual, n varia entre valores de 4 e 5. Esta forte dependência do efeito fotoelétrico com o número atômico do material é a razão principal para o uso de materiais de alto Z (como chumbo) em blindagem.

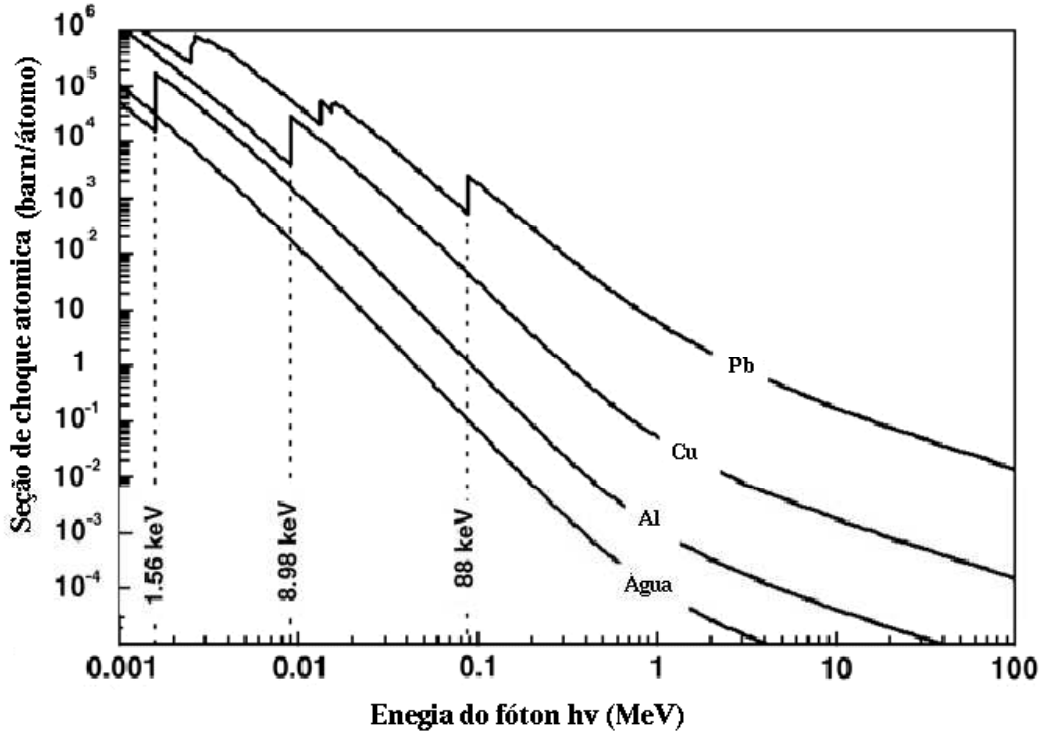


Figura 2.6 – Seção de choque atômica para o efeito fotoelétrico σ pela energia $h\nu$ do fóton para vários absorvedores. Energias de absorção da camada K também estão indicadas. [Podgorsak, 2005]

No caso não relativístico, isto é, $h\nu \ll m_e c^2$ e energias acima da energia da camada K (supõe-se que apenas elétrons da camada K contribuam). Se isso for assumido, a seção de choque pode ser calculada usando a aproximação de Born. Nesse caso, obtemos

$$\sigma_{foto} = 4\alpha^4 \sqrt{2} Z^5 \sigma_0 \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \text{ por átomo,} \quad (2.16)$$

no qual, $\sigma_0 = 8\pi_e^2/3 = 6.651 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ é a seção de choque de espalhamento Thomson e α é a constante de estrutura fina $\alpha = 1/137$.

Para aproximar a energia da camada K, a equação 2.16 deve ser multiplicada por um fator de correção, resultando em

$$\sigma_{foto} = \sigma_0 \frac{2^7 \pi (137)^3}{Z^2} \left[\frac{\nu_k}{\nu} \right]^4 \cdot \frac{\exp(-4\xi \cot^{-1} \xi)}{1 - \exp(-2\pi\xi)} \text{ por átomo,} \quad (2.17)$$

no qual, $h\nu_k = (Z - 0.03)^2 m_e^2 c^2 \alpha^2 / 2$ e $\xi = \sqrt{\nu_k / (\nu - \nu_k)}$. Para ν muito próximo de ν_k , $\xi \gg 1$, a equação 2.17 pode ser simplificada para

$$\sigma_{foto} = \frac{6.3 \times 10^{-18}}{Z^2} \left[\frac{\nu_k}{\nu} \right]^{8/3}. \quad (2.18)$$

Fórmulas para as camadas L e M também foram calculadas, mas estas são ainda mais complexas do que as citadas acima. Das equações 2.16, 2.17 e 2.18 é possível notar a dependência da seção de choque com o número atômico Z . Essa dependência varia pouco, dependendo da energia do fóton, no entanto, para energias na ordem de alguns MeV, essa dependência será proporcional a Z^4 e Z^5 . [Leo, 1987]

Efeito Compton

Quando a energia da radiação eletromagnética (γ ou X) cresce, o espalhamento Compton torna-se mais frequente que o efeito fotoelétrico.

No efeito Compton, o fóton incidente é espalhado por um elétron periférico (elétron compton), que recebe apenas parte da energia do fóton incidente. A energia parcial transmitida ao elétron Compton é cedida pelo fóton incidente que após a interação transportará uma energia menor e terá uma direção diferente da que tinha anteriormente. A representação esquemática do efeito compton está apresentada na figura 2.7.

O espalhamento compton é predominante para energias intermediárias, por exemplo de 50 keV a 15 MeV.

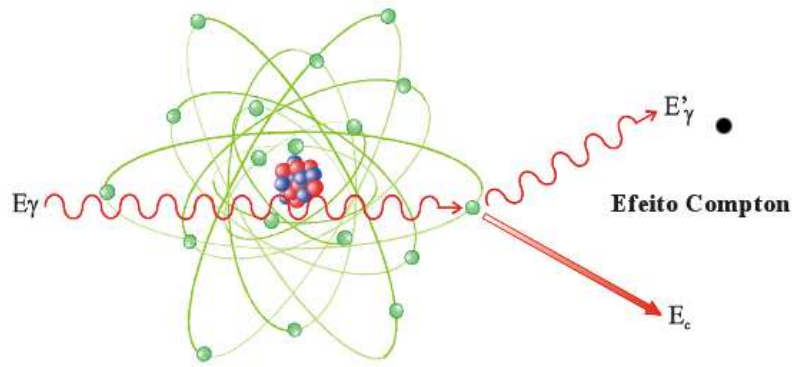


Figura 2.7 – Esquema do Efeito Compton.[Tauhata et al., 1999]

Seção de Choque Diferencial para o Espalhamento Compton

A probabilidade ou a seção de choque para uma interação compton para o fóton e um “elétron livre” é dada por uma expressão deduzida por Oskar Klein e Yoshio Nishina em 1929, e foi um dos primeiros resultados obtidos no estudo da eletrodinâmica quântica.

A fórmula de Klein-Nishina nos fornece a seção de choque diferencial de fótons espalhados por um único elétron em menor ordem da eletrodinâmica quântica. A baixas frequências (por exemplo, luz visível) vamos nos referir ao espalhamento Thomson e quando tratamos de altas frequências (por exemplo, raios gama (γ) e X), refere-se ao espalhamento compton. Para um fóton incidente com Energia E_γ , a seção de choque diferencial é

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \alpha^2 r_c^2 P(E_\gamma, \theta)^2 (P(E_\gamma, \theta) + P(E_\gamma, \theta)^{-1} - 1 + \cos^2(\theta)), \quad (2.19)$$

no qual α é a constante de estrutura fina, θ o ângulo de espalhamento, $r_c = \frac{h}{m_e c}$ é o raio compton do elétron, m_e é a massa de repouso do elétron e $P(E_\gamma, \theta)$ é a razão do fóton antes e depois da colisão.

$$P(E_\gamma, \theta) = \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))}. \quad (2.20)$$

Note que o resultado pode ser expresso em termos do raio clássico do elétron, ou seja,

$$r_e = \alpha \cdot r_c, \quad (2.21)$$

mas essa quantidade clássica não é particularmente relevante em eletrodinâmica quântica.

Com base nos efeitos relativísticos e na mecânica quântica, permite desenvolver uma equação precisa para o espalhamento da radiação de um elétron alvo. Antes dessa dedução, a seção de choque do elétron foi classicamente deduzida pelo físico britânico (e a descoberta do elétron) J.J. Thomson. Contudo, experimentos de espalhamento mostraram significativas divergências para os resultados pré-ditos pela seção de choque Thomson. Os experimentos de espalhamento promovidos concordam com as previsões da fórmula de Klein-Nishina.

Observa-se que se $E_\gamma \ll m_e c^2$, $P(E_\gamma, \theta) \rightarrow 1$ e a fórmula de Klein-Nishina se reduz a expressão clássica de Thomson.

A energia final do fóton espalhado, E'_γ , é totalmente dependente do ângulo de espalhamento e da energia original do fóton, e pode ser computado sem o uso da fórmula de Klein-Nishina

$$E'_\gamma(E_\gamma, \theta) = E_\gamma(E_\gamma, \theta) \quad (2.22)$$

Produção de Pares

Uma das formas mais importantes da radiação eletromagnética de alta energia absorvida é a produção de par.

A produção de pares só ocorre quando fótons de energia igual ou superior a $h\nu > 1.02MeV$ passam próximos a núcleos de elevado número atômico. Nesse caso, a radiação γ ou X interage com o núcleo e desaparece, dando origem a um par elétron-pósitron ($2m_e c^2 = 1,02MeV$), pela reação



Observa-se que o papel do núcleo é viabilizar a conservação de momento angular.

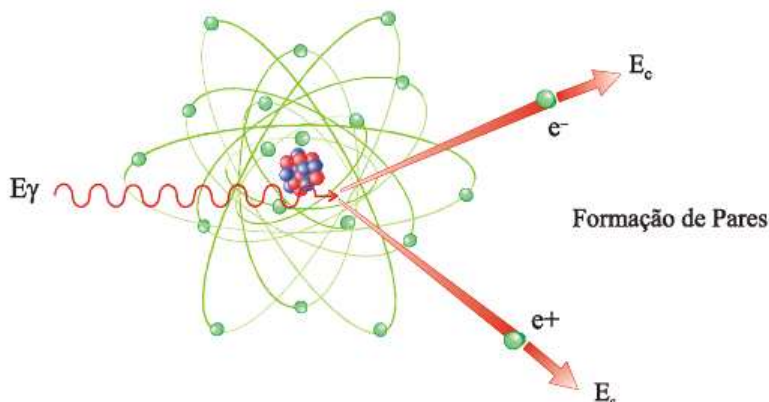


Figura 2.8 – Esquema da Produção de Pares.[Tauhata et al., 1999]

O pósitron de vida curta ($\sim 10^{-10}$ s), volta a se combinar com um elétron, e origina dois fótons, cada um com uma energia de 0,511 MeV (energia equivalente à massa de repouso do elétron: $E = m_e c^2 = 0.511$ MeV). A representação esquemática da produção de pares está apresentada na figura 2.8.

2.5 Nêutrons

As propriedades básicas do nêutron são: massa de 1,008665 u.m.a, quase igual a do núcleo de hidrogênio e a carga elétrica é desprezível.

O nêutron interage com o núcleo do átomo na matéria. A ionização produzida ao atravessarem a matéria é desprezível, sendo que, não podem ser detectados diretamente. Para sua detecção são aproveitados os efeitos secundários resultantes da interação com o núcleo como a emissão de partículas carregadas, fissão do núcleo composto e formação de um núcleo radioativo.

O nêutron pode ser caracterizado por sua energia como nêutrons rápidos, epitérmicos

e térmicos (Ver tabela 2.2). Feixes de nêutrons (mono e polienergéticos) podem ser gerados em reatores, aceleradores de partículas, por fissão espontânea, reações nucleares tipo (γ, n) , (α, n) e (p, n) entre outros.

Nêutrons, similarmente aos fótons, podem penetrar em um meio absorvedor e sofrer várias interações com o mesmo. Em contraste com os fótons, os nêutrons interagem com o núcleo do meio e pouco com os elétrons orbitais do meio no qual está interagindo.

Feixes de nêutrons, assim como os fótons, pertencem à categoria de radiações indiretamente ionizantes, transferindo suas energias á partículas carregadas, porém, nêutrons transferem energia para núcleos pesados e prótons enquanto que os fótons, em sua maioria, transferem para elétrons.

Por exemplo, uma fonte de nêutrons rápidos no interior de uma massa volumosa contendo núcleos leves, os nêutrons perdem energia a medida que sofrem colisões. A perda de energia continua até que a velocidade dos nêutrons se torne comparável à da vibração térmica dos núcleos do material colidido, tornando-se nêutrons térmicos.

A interação de nêutrons com o núcleo procede das seguintes formas: espalhamento elástico, espalhamento inelástico, captura radioativa, reação de partículas carregadas, produção de nêutrons e fissão.[Podgorsak, 2005]

Tabela 2.2 – Classificação dos Nêutrons conforme sua Energia.

Classificação do Nêutron	Energia do Nêutron
Nêutron Térmico	$< 0,1$ MeV
Nêutron Intermediário	$0,1 - 1$ MeV
Nêutron Rápido	$1 - 10$ MeV
Nêutron Relativístico	> 10 MeV

A probabilidade de ocorrer uma reação nuclear é quantificada em termos das seções de choque. A seção de choque microscópica, σ , representa a área alvo oferecida pelo núcleo para um nêutron incidente, que determina a probabilidade de ocorrência de uma reação nuclear que envolve um único nêutron. A unidade de seção de choque microscópica é o barn (b), medida em dimensões de área, $1b = 10^{-24}\text{cm}^2$. A seção de choque microscópica total, σ_t , é igual à soma das seções de choque microscópica de absorção, σ_a , e da seção de choque microscópica de espalhamento, σ_e , isto é,

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_e. \quad (2.24)$$

A seção de choque de absorção, por sua vez, pode ser dividida em várias componentes, ou seja,

$$\sigma_a = \sigma_{in} + \sigma_{cr} + \sigma_f + \dots \quad (2.25)$$

no qual

σ_{in} é a seção de choque microscópica de espalhamento inelástico;

σ_{cr} é a seção de choque microscópica para captura radioativa, e;

σ_f é a seção de choque microscópica de fissão.

A seção de choque é dependente da energia do nêutron incidente e algumas das reações ocorrem, somente a partir de uma determinada energia. Cada modo de interação compete com os outros. Logo, a fração de colisões que resulta em uma dada reação particular dependerá da seção de choque relativa para a reação em questão. No entanto, em certas energias, algumas das interações não ocorrem ou são desprezíveis, sendo assim não colaboram na seção de choque total.

A seção de choque macroscópica é normalmente representada por Σ e definida pela relação:

$$\Sigma = N \cdot \sigma, \quad (2.26)$$

no qual N é o número de átomos por centímetro cúbico no volume alvo. Esta relação expressa a seção de choque por centímetro cúbico e pode ser interpretada como a probabilidade de um nêutron ser espalhado ou absorvido em uma dada trajetória. Apesar de normalmente Σ ser denominado como “seção de choque”, Σ não representa uma área, sendo expresso em

unidades de cm^{-1} e pode, portanto, ser interpretado como um coeficiente de atenuação de nêutrons.

O inverso da seção de choque macroscópica é definida como o livre caminho médio (λ) percorrido por um nêutron na amostra alvo.

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{N \cdot \Sigma}. \quad (2.27)$$

Se um nêutron se move com velocidade constante v , o tempo médio entre duas colisões consecutivas é

$$\tau = \frac{\lambda}{v}. \quad (2.28)$$

Então, o número de colisões por segundo pode ser escrito como:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{v}{\lambda} = v \cdot \Sigma. \quad (2.29)$$

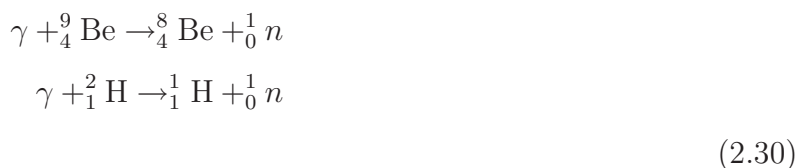
De maneira geral, os nêutrons térmicos interagem com os núclídeos de um alvo, por processos de absorção e espalhamentos diversos. A característica importante dos nêutrons térmicos é a de assumir um comprimento de onda associado, da mesma ordem de grandeza das distâncias interatômicas encontradas nos materiais sólidos, em consequência, ao interagirem com o conjunto de átomos de uma família de plano cristalino, acarretam interferências construtivas, ao serem espalhados pelos núcleos vizinhos.

O nêutron possui grande massa e não interage com a matéria por meio de força coulombiana, que predomina nos processos de transferência de energia da radiação para a matéria. O nêutron é bastante penetrante e, ao contrário da radiação gama, as radiações secundárias são frequentemente núcleos de recuo, principalmente para materiais hidrogena-

dos, com alto poder de ionização. A secção de choque macroscópica total é a probabilidade, por unidade de comprimento, de o nêutron sofrer espalhamento ou captura. O nêutron tem facilidade de interagir com o núcleo atômico e, as vezes, ativá-lo. O material para blindagem deve ter baixo número atômico para atenuar a sua energia no processo de colisões sucessivas ou apresentar reação nuclear de captura para absorvê-lo.[Leo, 1987]

Nêutrons são facilmente produzidos pelo bombardeio de partículas α em certos materiais leves como Be^9 , B^{10} e Li^7 , e em materiais pesados como Ra^{226} , Po^{210} , Am^{241} e Cf^{239} . Nêutrons assim produzidos possuem energia elevada (1 a 10 MeV). Tais fontes são denominadas polienergéticas.

A produção de nêutrons monoenergéticos é feita pela incidência de um feixe de raios γ de baixa energia (~ 2 MeV), em certos núcleos, produzindo reações como por exemplo:



Nêutrons rápidos (energia alta) e térmicos (energia baixa) causam modificações na estrutura dos materiais com que interagem. Quando nêutrons interagem com uma rede cristalina (um metal por exemplo), pode haver deslocamento dos núcleos de suas posições iniciais na rede. O resultado dessas colisões é o resultado de defeitos no sólido, que podem dar origem a modificações sensíveis nas suas propriedades físicas e mecânicas.

Para deslocar um átomo de sua posição normal em uma rede cristalina, é necessário uma energia cerca de 25 eV, e então, nêutrons de ~ 1 MeV são capazes de produzir numerosos defeitos.

Nas substâncias orgânicas e materiais não-cristalinos, os efeitos da radiação se devem a diferentes mecanismos, entre os quais a quebra de ligações químicas covalentes, que ocasionam, em certos casos, a formação de radicais livres, cujo reagrupamento origina diversas espécies moleculares(polimerização).

Os processos mais importantes de interação de nêutrons com o tecido humano são espalhamento elástico por núcleos de H, C, N e O, e a captura de nêutrons por núcleos de H

e N. O espalhamento é dominante para nêutrons rápidos (0,1 - 20 MeV) e para nêutrons de energia intermediária (1 keV - 100 keV), e a captura é dominante para nêutrons lentos (1 - 1000 eV) e para nêutrons térmicos (0,025 eV)

Na tabela 2.3, apresentamos um resumo dos tipos de interações das radiações nucleares com a matéria e na tabela 2.4 estão apresentadas as propriedades e os alcances das várias radiações nucleares. Naturalmente esses alcances apresentados são somente valores aproximados, desde que eles dependem da energia das radiações.

Tabela 2.3 – Interação das Radiações Nucleares.

Radiação	Processo	Observação
alfa (α)	colisões inelásticas com elétrons ligados	conduzem a excitação e ionização
beta (β)	i) colisões inelásticas com elétrons atômicos, ii) frenamento no campo nuclear	conduzem a excitação e ionização conduzem a emissão de bremsstrahlung
X e gama (γ)	i) efeito fotoelétrico ii) efeito Compton iii) produção de par	fóton completamente absorvido parte da energia do fóton é absorvida parte da energia do fóton é absorvida
nêutron	espalhamento elástico espalhamento inelástico processos de captura	modificação na estrutura dos materiais modificação na estrutura dos materiais modificação na estrutura dos materiais

2.6 Interação de Nêutrons com o meio Biológico

2.6.1 Kerma devido a nêutrons

O kerma (*K*inetic *E*nergy *R*elaxed per unit of *M*Ass) é definido pela relação

Tabela 2.4 – Propriedades das Radiações Nucleares.

Radiação	Massa (uam)	Carga	Alcance no Ar	Alcance no Tecido
alfa (α)	4	+2	0,03 m	0,04 m
beta (β)	1/1840	-1(+1)	3 m	5 mm
X e gama (γ)	0	0	muito grande	através do corpo
nêutron rápido	1	0	muito grande	através do corpo
nêutron térmico	1	0	muito grande	0,15 m

$$k = \frac{dE_{tr}}{dm}, \quad (2.31)$$

no qual dE_{tr} é a soma de todas as energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas liberadas por partículas neutras e/ou fótons, incidentes em um material de massa dm .

Campos de nêutrons são geralmente descritos em termos da fluência $\varphi(E_k)$ ao invés da fluência de energia $\psi(E_k)$ como é usualmente descrita para fótons[Podgorsak, 2005]. Para um feixe de nêutrons monoenergéticos de fluência φ em cm^{-2} que sofre um tipo de interação “i” com um átomo em particular até um ponto no meio, o kerma k_i em uma pequena massa “m” é expresso como:

$$k_i = \varphi \sigma_i \frac{N}{m} (\Delta E_k)_i, \quad (2.32)$$

no qual

φ é a fluência de nêutrons em cm^{-2} ;

σ_i é a seção de choque para a interação particular “i”;

$(\Delta E_k)_i$ é a energia média transferida pelos nêutrons para partículas carregadas sem interrupção na interação particular “i”;

O produto $\sigma_i \frac{N}{m}$ somado com todas interações de nêutrons possíveis é o coeficiente de atenuação mássico $\frac{\mu}{\rho}$ para nêutrons em um meio de absorção.

Na convenção usada para feixes de fótons, que define o coeficiente de transferência de energia mássico $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ para nêutrons como

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\overline{\Delta E_k}}{E_k}, \quad (2.33)$$

no qual, $\frac{\overline{\Delta E_k}}{E_k}$ é a fração da energia transferida pelos nêutrons para partículas carregadas.

O kerma total K que explica todas possíveis interações é

$$K = \varphi \sigma_i \frac{N}{m} \Delta E_k = \varphi \frac{\mu}{\rho} \Delta E_k = \varphi \frac{\mu_{tr}}{\rho} E_k, \quad (2.34)$$

no qual, E_k é a energia cinética do feixe de nêutrons monoenergéticos.

2.6.2 Fator de Kerma devido aos nêutrons

O produto $\frac{\mu_{tr}}{\rho} E_k$, definido como Fator de kerma devido aos nêutrons (F_n) com unidade de $\frac{J.cm^2}{g}$ é tabelado para nêutrons, em vez do coeficiente de transferência de energia mássico. A figura 2.9, fornece o fator de kerma F_n em função da energia cinética para vários materiais de nosso interesse (Hidrogênio, água, tecido, carbono, oxigênio e nitrogênio). Obtemos para nêutrons monoenergéticos, a seguinte expressão para o kerma devido aos nêutrons:

$$K = \varphi (F_n)_{E_k, Z}, \quad (2.35)$$

no qual, φ é a fluência dos nêutrons monoenergéticos de energia cinética E_k , $(F_n)_{E_k, Z}$ é o fator de kerma devido aos nêutrons em $\frac{J.cm^2}{g}$ para nêutrons de energia cinética E_k irradiados no meio absorvedor com número atômico Z . [Podgorsak, 2005]

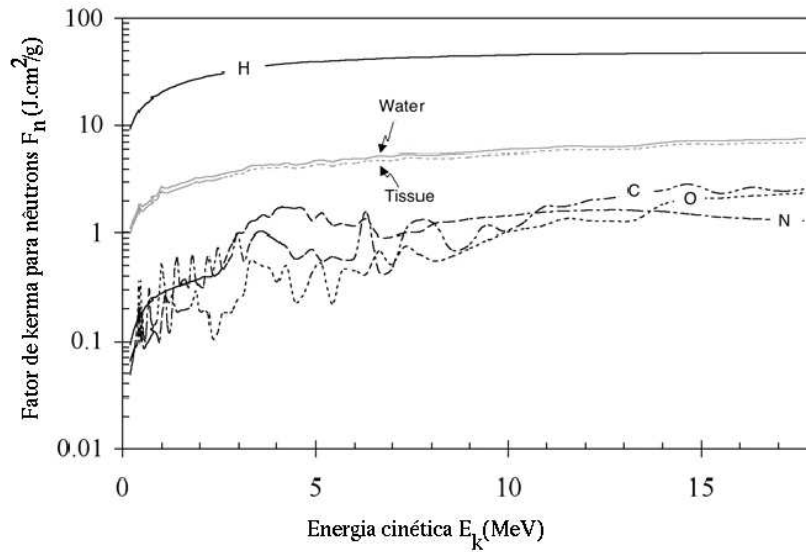


Figura 2.9 – Fator de kerma devido aos nêutrons em função da energia cinética E_k para vários materiais de interesse. Dados extraídos do NIST.[Podgorsak, 2005]

Para feixes de nêutrons caracterizados com um espectro de energia $\varphi'(E_k)$ de fluência de partículas, o kerma é expresso da seguinte forma:

$$K = \int_0^{(E_k)_{max}} \varphi'(E_k)(F_n)_{E_k,Z} dE_k, \quad (2.36)$$

no qual, $(E_k)_{max}$ é a energia cinética máxima do nêutron no espectro contínuo dos nêutrons com a distribuição de fluência diferencial $\varphi'(E_k)$.

2.6.3 Deposição de Dose nos tecidos devido aos Nêutrons

Vimos no decorrer do texto, que em função da carga elétrica nula dos nêutrons, depositam energia na matéria (agora em específico no tecido), através de dois processos:

1. Transferência de Energia para partículas carregadas pesadas, tais como prótons e núcleos pesados no tecido;
2. Deposição de energia no tecidos por partículas carregadas através de interações Coulombianas das partículas com os átomos do tecido.

Similar aos fótons, a natureza das interações do nêutron com o tecido depende da energia cinética dos nêutrons. Contudo, as opções disponíveis não são variadas como para os fótons. Para nêutrons, há somente duas faixa de energia cinética:

1. Nêutrons térmicos com energia na ordem de 0.025eV ;
2. Nêutrons epitérmicos, intermediários e rápidos com energias superiores a 0.025 eV (Veja tabela 2.2).

Interação de Nêutrons Térmicos com o Tecido

Os nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos interagem com os tecidos por mecanismos diferentes. Os três tipos de nêutrons estão presentes tanto no reator nuclear como no feixe de nêutrons para BNCT. A interação de nêutrons térmicos com os tecidos segue os mecanismos seguintes:

De acordo com a ICRU (*International Commission on Radiation Units and Measurements*) e a ICRP (*International Commission on Radiological Protection*) a composição do tecido humano em percentual mássico é:

1. $\sim 10\%$ para o hidrogênio - 1 e
2. $\sim 3\%$ para o nitrogênio - 14.

Os dados para o oxigênio - 16 e o carbono - 12, são de $\sim 75\%$ e $\sim 12\%$, respectivamente.

O kerma depositado no tecido muscular por unidade de fluência de nêutron φ é dado como:

$$\frac{K}{\varphi} = \sigma \left(\frac{N_t}{m} \right) \overline{\Delta E_K}, \quad (2.37)$$

no qual, σ é a seção de choque para os nêutrons térmicos para a reação nuclear específica, $\overline{\Delta E_K}$ é a energia média transferida na reação nuclear, $\frac{N_t}{m}$ é o número de núcleos específico, tais como o nitrogênio-14 ou hidrogênio-1 por unidade de massa do tecido.

Dispersão elástica do Hidrogênio: envolve a colisão de um nêutron térmico com o núcleo de um átomo de hidrogênio presente nos tecidos, a dissipação de energia de um próton de recuo por sucessivas colisões com elétrons do tecido e a mudança da trajetória de dispersão dos nêutrons. A energia transferida para os tecidos por esta forma de interação dos nêutrons térmicos é desprezível, embora a dispersão elástica dos nêutrons pelo hidrogênio é o maior responsável pela atenuação do fluxo de um feixe de nêutrons térmicos nos tecidos.

Captura de nêutrons pelo nitrogênio: envolve a absorção de um nêutron térmico por um núcleo de nitrogênio-14 (${}^{14}_7\text{N}$) presente no tecido seguido da emissão de um próton com 0.58 MeV e um correspondente núcleo de recuo de carbono-14 com 0.05 MeV. A energia cinética liberada pela captura de nêutrons térmicos no nitrogênio-14 é determinada pelo cálculo da mudança da energia de ligação total entre o núcleo de nitrogênio-14 ($E_B = 104.66$ MeV) e o núcleo de carbono-14 ($E_B = 105.29$ MeV). Desde que a energia de ligação total do carbono-14 exceda a do nitrogênio-14 por 0.63 MeV, se nota que a energia liberada para partículas carregadas pela captura de nêutrons térmicos pelo núcleo de nitrogênio-14 é de 0.63 MeV. Essa energia então é dividida entre o carbono-14 e o próton nas proporções inversas de suas massas.

O número de átomos de ${}^{14}_7\text{N}$ por grama de tecido, $(\frac{N_t}{m})_{N-14}$, é determinado da seguinte forma:

1. 1 grama de átomo de N-14 contém N_A de N-14,
2. 1 g de N-14 contém $(\frac{N_A}{A})$ átomos de N-14, sendo $A = 14.01 \frac{\text{g}}{\text{grama-átomo}}$,
3. 1 g de tecido contém 0.03 g de átomos de N-14, isto é, $0,03 \cdot (\frac{N_A}{A})$ átomos de N-14, logo $(\frac{N_t}{m})_{N-14} = 1.3 \times 10^{21} \frac{\text{átomos}}{\text{g}}$.

O kerma K por unidade de fluência φ dos nêutrons térmicos para a reação ${}^{14}_7\text{N}(n, p){}^{14}_6\text{C}$ é igual a

$$\frac{K}{\varphi} = \sigma \frac{N_t}{m_{N-14}} \overline{\Delta E_K}. \quad (2.38)$$

A seção de choque para a reação ${}^{14}_7\text{N}(n, p){}^{14}_6\text{C}$ é $\sigma_{N-14} = 1.84 \frac{\text{b}}{\text{atom}}$.

$$\begin{aligned}\frac{K}{\varphi} &= 1.84 \times 10^{-28} \frac{m^{-2}}{\text{átomo}} \times 1.3 \times 10^{21} \frac{\text{átomos}}{\text{g}} \times 0.63 \text{MeV}, \\ \frac{K}{\varphi} &= 2.4 \times 10^{-17} \text{Gy} \cdot m^{-2} / \text{neutron}.\end{aligned}\quad (2.39)$$

Sendo $1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$

Captura de nêutrons pelo hidrogênio: Embora a seção de choque da captura de nêutrons pelo hidrogênio seja menor que para o nitrogênio, nêutrons têm uma maior probabilidade de serem capturados pelo hidrogênio que pelo nitrogênio no tecido, devido ao número de átomos por grama de tecido. A razão é $H/N \sim 45/1$.

Na reação (${}^1_1\text{H}(n, \gamma){}^2_1\text{H}$) um fóton de raio γ é produzido e a diferença da energia de ligação entre um próton ($E_B = 0$) e o deutério ($E_B = 2.22 \text{ MeV}$) é 2.22 MeV . Ao omitir a energia de recuo do deutério, se assume que o fóton γ recebe toda a energia, isto é, $E_\gamma = 2.22 \text{ MeV}$. [Podgorsak, 2005]

O número de átomos de ${}^1_1\text{H}$ por grama de tecido, $(\frac{N_t}{m})_{H-1}$, é determinado da seguinte forma:

1. 1 grama de átomo de H-1 contém N_A de H-1,
2. 1 g de H-1 contém $(\frac{N_A}{A})$ átomos de H-1,
3. 1 g de tecido contém 0.1 g de átomos de H-1, isto é, $0,1 \cdot (\frac{N_A}{A})$ átomos de H-1, logo $(\frac{N_t}{m})_{H-1} = 6. \times 10^{22} \frac{\text{átomos}}{\text{g}} \simeq 45 \times \frac{N_t}{m})_{N-14}$

A transferência de energia para fótons γ por unidade de fluência φ de nêutrons térmicos e por unidade de massa de tecido m para a reação nuclear (${}^1_1\text{H}(n, \gamma){}^2_1\text{H}$) é dada pela equação 2.32

$$\begin{aligned}\frac{E_\gamma}{\varphi m} &= \sigma_{H-1} \frac{N_t}{m_{H-1}} \Delta E_\gamma, \\ &= 0.33 \times 10^{-28} \frac{m^{-2}}{\text{atomo}} \times 6.0 \times 10^{22} \frac{\text{átomos}}{\text{g}} \times 2.22 \text{MeV} \\ &= 7 \times 10^{-16} \text{Gy} \cdot m^{-2} / \text{neutron}.\end{aligned}\quad (2.40)$$

O resultado de 2.40 representa a energia por unidade de fluência de nêutrons e por unidade de massa de tecido que é transferida para fótons γ . A quantidade dessa energia que atualmente contribui para o kerma no tecido depende da fração dessa energia que é transferida pelos fótons γ para os elétrons no tecido. Essa fração depende do tamanho e da massa do tecido. Se tivermos uma quantidade de massa e tamanho muito pequena, a maioria dos fótons devem escapar; para uma grande quantidade de massa todos os fótons devem se absorvidos.

O corpo humano possui um tamanho intermediário, desse modo muitos fótons produzidos na reação (${}^1_1\text{H}(n, \gamma){}^2_1\text{H}$) serão absorvidos pelo corpo, fazendo a reação (${}^1_1\text{H}(n, \gamma){}^2_1\text{H}$) o principal contribuinte para kerma e a distribuição de energia transmitida aos humanos pelos nêutrons térmicos. A reação (${}^1_1\text{H}(n, \gamma){}^2_1\text{H}$) também domina a produção de kerma no tecido para nêutrons epitérmicos.

Este fóton (γ) deposita esta energia no tecido através de fenômenos como a dispersão de Compton, produção de pares e absorção fotoelétrica. Aproximadamente 80 a 90% da dose não proveniente da reação de captura pelo boro, nos tecidos, devem-se a interações do feixe de nêutrons com hidrogênio, embora, não influencie muito a atenuação do fluxo de nêutrons térmicos. A captura de nêutrons pelo hidrogênio e nitrogênio são os responsáveis pela maior dose não proveniente pela captura de nêutrons térmicos.

Tabela 2.5 – Constituintes do Tecido relevantes para absorção de nêutrons e espalhamento.

	Abundância (% Mássico)	$\frac{\text{Abundância de átomos}}{\text{g de tecido}}$ (Relativo ao Hidrogênio)	Abundância (% $(E_K)_n$)	ΔE_K
H-1	10	6.0×10^{22}	1	50
C-12	75	3.8×10^{22}	0.63	14
N-14	3	1.3×10^{21}	0.022	12
O-16	12	4.5×10^{21}	0.075	11

Captura pelo Boro-10: o fenômeno de interesse na BNCT reside na captura de nêutrons térmicos pelo ${}^{10}\text{B}$. À medida que, a concentração de boro aumenta nos tecidos, a dose ocasionada pela captura dos nêutrons pelo boro aproxima-se da dose coletiva total, até a concentração do boro atingir aproximadamente 10 ppm, o contributo para a dose coletiva total devido à captura de nêutrons deve-se tanto ao conjunto do hidrogênio e nitrogênio como

do boro. Desta forma, 10 ppm serve como critério útil na estimativa mínima necessária de ^{10}B as células tumorais, de modo, a tornar esta terapia viável. Um cálculo grosseiro indica que para um tecido tumoral que contenha 10^9 células/g, irá necessitar de aproximadamente 10^9 átomos de ^{10}B /célula de modo que a dose total não aumente desmesuradamente. Isto serviu no passado como uma estimativa razoável no trabalho de químicos no desenvolvimento de compostos de boro. Finalmente, o design de compostos que vão levar o ^{10}B às células cancerígenas deve assumir que a concentração de ^{10}B no tumor deve ser maior do que nas células normais em uma ordem de pelo menos 3 vezes mais. Resultados satisfatórios foram obtidos em animais e em alguns humanos, com concentrações de ^{10}B para o intervalo de 10-50 ppm e, com uma razão da concentração de ^{10}B entre o tumor e as células normais de 3 a 10 vezes mais.[Podgorsak, 2005]

Os nêutrons epitérmicos e os nêutrons rápidos depois de serem moderados no tecido até as energias dos nêutrons térmicos, interagem com o tecido pelos mecanismos acima descritos. Contudo, o processo de moderação por si, envolve uma dose adicional no tecido, como será descrito a seguir.

Durante o processo de termalização dos nêutrons, que tipicamente duram na ordem de microsegundos, os nêutrons epitérmicos e rápidos colidem com os núcleos de hidrogênio presentes no tecido que produzem prótons de recuo. Com uma extensão menor, os nêutrons rápidos colidem com núcleos pesados presentes nos tecidos, como o carbono e oxigênio. O processo de termalização dos nêutrons tem um contributo para a dose total bastante elevada, comparando-o com a dispersão elástica dos nêutrons pelo hidrogênio. Mesmo um feixe contaminado com uma pequena fração de nêutrons rápidos pode produzir um impacto negativo em termos de aumento da dose total. Tipicamente, nêutrons compreendidos em um intervalo de 0.5 a 30 keV não são adequados para tumores profundos. Nêutrons acima desta energia, produzem uma dose elevada nos tecidos superficiais.

3. EFEITOS BIOLÓGICOS DAS RADIAÇÕES IONIZANTES

Os efeitos biológicos das radiações ionizantes são a resposta dos seres vivos para controlar a energia que tenham absorvido, em consequência, de sua interação com algum tipo de radiação ionizante. A radiobiologia é o estudo da série de etapas que se sucedem após a absorção da energia procedente das radiações ionizantes, do esforço do organismo para compensar os efeitos dessa absorção de energia e das lesões que podem ser produzidas no organismo.

Quando se estuda as alterações ocorridas no material biológico depois de uma interação com a radiação ionizante, é importante ter em conta as seguintes generalizações:

1. A interação da radiação com as células é função da probabilidade, ou seja, pode ou não ocorrer interação. Se ocorrer interação, pode ou não haver danos celulares;
2. A absorção de energia ocorre em um período extremamente curto (da ordem de 10^{-17} segundos);
3. A interação da radiação com uma célula não é seletiva, ou seja, não há uma região preferencial da célula para ocorrer absorção da energia;
4. As alterações visíveis ocorridas em célula, tecidos e órgãos como resultado de uma interação com radiação ionizante não são específicos, ou seja, não se pode distinguí-los de danos produzidos por outros agentes.
5. As alterações biológicas ocorrem somente depois de transcorrido um determinado período de tempo (período de latência), que depende da dose inicial e que pode variar desde alguns minutos até alguns anos.

Quando as células interagem com as radiações ionizantes, ocorrem processos de ionização e excitação que transformam moléculas estáveis em instáveis, além de radicais livres, e com as quais se produzem novas reações químicas com as moléculas vizinhas. Tais

processos podem ocorrer nas macromoléculas (como o DNA, por exemplo), ou no meio no qual os componentes celulares estão contidos (como a água, por exemplo).[CNEN, 2001]

A ação da radiação sobre a célula pode ser classificada em direta ou indireta, conforme o local onde ocorra a interação. A ação direta ocorre quando a radiação interage e é absorvida por uma macromolécula biológica como o DNA, o RNA, as proteínas estruturais ou enzimáticas, ou qualquer outra macromolécula da célula que se traduza em alterações na sua estrutura ou função. Assim, o dano se produz pela absorção direta da energia e pela subsequente ionização de uma macromolécula biológica da célula. Comparada como a ação direta, a ação indireta implica na absorção da radiação pelo meio no qual se encontram as moléculas. O meio na ação indireta é, basicamente, a água, dando lugar à formação de íons e de radicais livres (um radical livre se caracteriza por possuir somente um elétron orbital não emparelhado o que o torna altamente reativo dada a tendência daquele elétron de emparelhar-se com outro elétron). As consequências da atuação de tais produtos são muitas e variadas como, por exemplo, a união de dois radicais livres OH^- originando H_2O_2 (peróxido de hidrogênio, mais conhecido por “água oxigenada”), agente tóxico para a célula.

Os efeitos dos radicais livres na célula são relevantes dada sua capacidade de iniciar reações químicas e, portanto, de produzir lesões em locais distantes na célula. Embora a interação da radiação com a água também produza muitas outras reações e se formem muitos outros produtos, crê-se que os radicais livres sejam fundamentais na produção de lesões celulares.

Resume-se, a ação direta produz dano por ionização de uma macromolécula biológica, e a ação indireta produz danos por reações químicas iniciadas principalmente pela ionização da água (radiólise). Assim, a definição de ação direta ou indireta depende somente do local onde se produza a ionização e a absorção de energia na célula.

Dado que na célula há maior quantidade de água do que qualquer outra substância, a probabilidade de que a radiação produza danos por ação indireta é maior do que por ação direta. Além disso, a ação indireta ocorre por atuação dos radicais livres que resultam da ionização da água. A ionização de outros constituintes celulares também pode resultar na formação de radicais livres.

Conclui-se, portanto, que qualquer lesão provocada pela radiação ionizante é sempre consequência de um dano molecular. Embora, sejam necessárias altas doses para inativar

importantes moléculas biológicas isoladamente (in-vitro), doses bem menores podem levar um indivíduo à morte. O organismo humano como um todo é muito mais radiosensível do que as células que o constituem.

Quando uma determinada molécula no organismo humano é inativada, seja por meio de ação direta ou indireta, o dano não se limita apenas a essa molécula como acontece quando ela é irradiada in-vitro. Essa molécula inativada ou alterada provavelmente tem função específica em um outro processo biológico que ficará prejudicado e, se a função estiver relacionada com outras, essas também, por sua vez, serão prejudicadas.

3.1 Etapas da produção dos Efeitos Biológicos

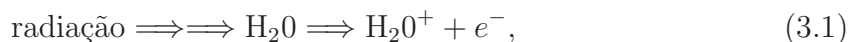
Pode-se dividir a série de eventos que culminam com o aparecimento do efeito biológico que se iniciam com a ionização e excitação de moléculas em três fases:

1. Fase dos Efeitos Físicos

Ocorre a troca de energia entre a radiação e a matéria o que provoca ionizações e excitações dos átomos e o aparecimento de elétrons, íons e radicais livres, por conta da quebra de ligações químicas. Essa fase se processa em um intervalo de tempo muito curto: de 10^{-13} a 10^{-12} segundos;

2. Fase dos Efeitos Químicos

Após o fenômeno físico, ocorre a ruptura de ligações químicas e a formação de espécies químicas que podem atacar moléculas importantes da célula, inclusive cromossomos. A água, por exemplo, ao ser ionizada, sofre radiólise, ou seja,



no qual, H_2O^+ é o íon positivo e e^- o íon negativo.

No rastro de radiações de alto LET (do inglês *Linear Energy Transfer*)*, a densidade de radicais livres é grande e ocorrem muitas recombinações.

*LET é a transferência linear de energia, ou seja, mede a densidade das ionizações produzidas devido à penetração de radiação nos tecidos.

Os radicais e o peróxido de hidrogênio podem reduzir ou oxidar as moléculas biológicas. Essa fase ocorre em um intervalo de tempo, cerca de 10^{-9} segundos.

3. Fase dos Efeitos Biológicos

Após a interação das espécies químicas com os componentes das células, poderão ou não aparecer lesões observáveis. Caso apareçam, elas ocorrerão após um intervalo de tempo variável, que provocarão alterações morfológicas e/ou funcionais. As alterações morfológicas referem-se ao dano em determinada estrutura e esse dano pode provocar a perda da capacidade reprodutora da célula ou até sua morte.

3.2 Características dos Efeitos Biológicos

Algumas das características dos efeitos biológicos das radiações ionizantes são:

1. Os efeitos biológicos não são característicos ou específicos das radiações ionizantes. Outros agentes físicos, químico ou biológicos também podem causar os mesmos efeitos;
2. Todo efeito biológico demanda algum tempo de latência, isto é, um intervalo de tempo entre o momento da irradiação e o aparecimento de um dano detectável. O tempo de latência varia inversamente com a dose de radiação recebida, ou seja, quanto maior for a dose, menor será o tempo de latência. Se o tempo de latência é longo, o efeito corresponde é dito ser tardio, como, por exemplo, os cânceres. Por outro lado, se o tempo de latência é curto, o efeito é dito ser imediato;
3. Um tecido atingido por uma dose de radiação única e de baixo valor tem condições de recuperar sua integridade mesmo quando nele haja um certo percentual de células irreversivelmente deterioradas. Obviamente que, dependendo da dose de radiação recebida, do fracionamento da dose, da quantidade de células lesadas, entre outros fatores, a recuperação pode ser impossível e ocorre um colapso total do tecido. Para efeito de segurança, em proteção radiológica, considera-se que o efeito biológico produzido por radiação ionizante é de caráter acumulativo;
4. O dano biológico produzido em uma pessoa não se transmite. No caso de irradiação das gônadas, porém, poderá ocorrer uma alteração no patrimônio genético de células

reprodutivas (gametas) que, ao participarem de uma concepção, poderá resultar em um descendente portador de defeito genético;

5. Certos efeitos biológicos requerem, para se manifestar, que a dose da radiação seja superior a um valor limiar (dose mínima) como, por exemplo, o efeito eritema que aparece apenas a partir de 3,5 Sv na pele irradiada. Acredita-se, porém, que alguns efeitos não apresentam limiar de dose como, por exemplo, os cânceres e os efeitos hereditários (transmitidos geneticamente a descendentes). A existência de um limiar, não significa que abaixo deste nenhum efeito tenha ocorrido, mas sim que os efeitos não tenham sido clinicamente detectável. De fato, mesmo para doses muito baixas, os fenômenos físicos, químicos e biológicos sempre ocorrerão;

A radiosensibilidade de diferentes tecidos vivos depende da radiosensibilidade das células que os compõem. Em 1906, Bergonie e Tribondeau observaram que as células imaturas que se dividem, sofrem maior alteração com a radiação que as células maduras diferenciadas que não se dividem. Assim, os tecidos se apresentam de menor para maior radiosensibilidade na seguinte ordem:

1. tecidos sem renovação celular (por exemplo, tecido nervoso, tecido muscular);
2. tecido com baixo índice mitótico e com ausência ou escassez e renovação celular (por exemplo, fígado, tireóide, endotélio vascular, tecido conectivo) e;
3. tecidos com frequente mitose e alto grau de renovação celular (por exemplo, epiderme, epitélio intestinal, medula óssea, gônadas). Poder-se-ia incluir ainda tecido neoplásico maligno, aspecto fundamental no qual se baseia os tratamentos radioterápicos.

A “lei de Bergonie e Tribondeau” pode ser resumida como: “A radiosensibilidade das células é diretamente proporcional a sua capacidade de reprodução e inversamente proporcional a seu grau de especialização”. Sabe-se ainda que a concentração de oxigênio nos tecidos também influi na radiosensibilidade, pois, quanto maior a concentração, maior a radiosensibilidade. O estado de saúde do organismo no momento da irradiação também determina a radiosensibilidade dos tecidos.([USP, 2001])

3.3 Classificação dos Efeitos Biológicos

Inicialmente, pode-se classificar os efeitos biológicos em efeitos hereditários (se a radiação ionizante afeta células germinativas) que se transmitem aos descendentes do indivíduo irradiado, e efeitos somáticos, que não se transmitem hereditariamente e se restringem apenas ao indivíduo irradiado.

Outra classificação, com base na incidência da radiação sobre os efeitos, divide-os em estocásticos e determinísticos.

Os efeitos estocásticos são aqueles de caráter probabilístico, ou seja, apresentam probabilidade de ocorrência diretamente proporcional à dose e provavelmente sem limiar. Isso significa que mesmo doses muito baixas, abaixo dos limites estabelecidos pela legislação, podem induzir tais efeitos. Exemplos de efeitos estocásticos são os cânceres (efeitos somáticos) e os efeitos hereditários.[Bitelli, 1982];[Tauhata et al., 1999]

Dado o caráter probabilístico do efeito estocástico, este pode ocorrer a partir do dano produzido em uma única célula, apesar dos mecanismos de reparo e defesa do organismo que inibem a sobrevivência do clone de célula modificada. Os efeitos estocásticos estão, portanto, relacionados com o aparecimento de mutações gênicas e cromossômicas. A severidade de um determinado tipo de câncer não é afetada pela dose, mas sim, pelo tipo e localização da condição maligna. Os resultados até o momento parecem indicar que, em indivíduos expostos, além de câncer e tumores malignos em alguns órgãos, nenhum outro efeito estocástico é induzido pela radiação.

Os efeitos determinísticos são os que se manifestam a partir de uma determinada dose (dose limiar) e, à medida que a dose aumenta, observa-se um aumento na sua severidade. Exemplos desses efeitos são leucopenia, eritema, esterilidade, anemia, catarata e lesões cutâneas.

Os efeitos somáticos podem se manifestar em decorrência da exposição do indivíduo a: doses elevadas em um tempo de exposição curto (exposição aguda) e doses baixas em um tempo de exposição longo (exposição crônica). Se o tempo de latência for curto, os efeitos biológicos correspondes são denominados de Efeitos Imediatos da radiação. Por outro lado, se o tempo de latência for longo, os efeitos biológicos correspondes são denominados de Efeitos Tardios.

4. O MONTE CARLO NO TRANSPORTE DE PARTÍCULAS

4.1 Monte Carlo

Equações de transporte com muitos processos ainda são difíceis de serem resolvidas. Existe um método que permite implementar processos elementares de forma estocástica que podem ser somados no *ensemble* para caracterizar o processo total, esse método denomina-se Monte Carlo.

Os métodos de Monte Carlo são algoritmos numéricos que utilizam a geração de números aleatórios. Quaisquer situações que envolvam processos aleatórios, como a simulação de amostras aleatórias, ou mesmo aqueles que não têm caráter probabilístico, como uma simples integração numérica, podem utilizar métodos, como o de Monte Carlo. Vários experimentos em Física de Altas Energias foram projetados, realizados e analisados à luz de programas de computação que utilizam o Monte Carlo.

Ao usarmos N números aleatórios no cálculo, por meio do Método Monte Carlo, de uma dada variável de interesse, a resposta terá uma precisão proporcional a $1/\sqrt{N}$, enquanto que para um dos métodos numéricos mais simples a precisão é de $1/N^2$. Para estudos de problemas que envolvem apenas uma dimensão não necessitamos utilizar os métodos de Monte Carlo, mas se o problema a ser analisado envolver mais dimensões (três ou mais) com uso do Monte Carlo irá se obter um melhor resultado, uma vez que, nesses casos, a precisão dos métodos numéricos mais simples é de $N^{-2/d}$, no qual d é o número de dimensões do problema, e no Monte Carlo a precisão continua sendo proporcional a $N^{-1/2}$.

Cada vez que se estima quantitativamente a mesma função se obtém um número ligeiramente diferente, no entanto, pode-se associar a essa diferença um erro. Na prática, o erro obtido pode ser muito pequeno, satisfazendo plenamente os objetivos do problema. O termo função usado neste parágrafo se refere a qualquer quantidade que se deseja estimar, como o valor de uma integral, o peso associado a algum evento na teoria de transporte, etc.

O erro estatístico do método de Monte Carlo depende do tamanho do conjunto da

amostragem para os quais a função é avaliada. O caminho mais simples para diminuir o erro é aumentar N , pois como visto anteriormente, o erro é proporcional a $1/\sqrt{N}$, mas esse caminho é limitado pelo tempo de computação que torna o cálculo cada vez mais proibitivo com o aumento de N . Existem muito outros caminhos para decrescer a variância, como mudar a distribuição dos números aleatórios para uma distribuição quasi-aleatória. Neste caso, certos intervalos de números são gerados com mais frequência que outros, de maneira que favorecem o cálculo da função a ser estimada. Uma maneira de diminuir o tempo de computação, é ter em arquivos conjuntos de números aleatórios gerados conforme uma distribuição estabelecida, assim, evita-se de gerar números que não favorecem o cálculo da função a ser estimada, diminuindo o tempo de processamento do mesmo.

4.1.1 Descrição do processo de transporte de radiação

Na simulação do transporte de radiação utilizando o método de Monte Carlo, a história de uma partícula é definida como uma sequência de caminhos que terminam com um evento de interação, no qual a partícula pode mudar sua direção de movimento, perder energia e, ocasionalmente, produzir partículas secundárias. A simulação de Monte Carlo de um dado arranjo experimental consiste de uma geração numérica de histórias. Para simular essas histórias, é preciso de modelos de interações, que geralmente são baseados em um conjunto de seções de choque diferenciais para os mecanismos de interação relevantes. As seções de choque determinam as funções densidade de probabilidade das variáveis aleatórias que caracterizam a trajetória:

1. Livre caminho entre os eventos de interação sucessivos;
2. Tipo de interação que ocorre;
3. Energia perdida e deflexão angular de um evento particular (e estado inicial das partículas secundárias emitidas, quando houver).

Uma vez conhecidas essas funções densidades de probabilidade, as histórias podem ser geradas com o uso de métodos apropriados de amostragem. Se o número de histórias geradas for grande o suficiente, informações quantitativas do processo de transporte podem ser obtidas pela simples média das histórias simuladas. Todos os resultados são influenciados

por incertezas estatísticas que podem ser reduzidas com o aumento do número de histórias simuladas, e conseqüentemente, do tempo computacional. Existem ainda as incertezas com origem nas imprecisões dos valores das seções de choque.

4.1.2 O Código computacional GEANT4

O Geant4 (*GEometry ANd Tracking*) é um conjunto de ferramentas computacionais de distribuição livre que pode ser utilizado para simular a interação de partículas com a matéria [CERN, 2007b]. De acordo com seus desenvolvedores, suas áreas de aplicação compreendem experimentos em física nuclear, física médica, física de partículas, aceleradores, estudos em pesquisas espaciais, astrofísica e astronomia. A faixa de energia para as simulações pode ir de 250 eV se estendendo até a ordem de 1 TeV, em algumas situações. Para levar em consideração como o sistema do experimento irá afetar o caminho das partículas, os seguintes aspectos de controle e contorno do processo de simulação das interações estão inclusos no código do programa:

1. Geometria do sistema de detecção ou experimento, incluindo detectores, absorvedores, etc.;
2. Materiais envolvidos;
3. Partículas fundamentais de interesse;
4. Geração do(s) evento(s) primário(s);
5. Passagem de partículas através de materiais e campos eletromagnéticos, envolvendo possíveis interações e processos de decaimento;
6. Processos físicos que regem as interações das partículas;
7. Resposta dos elementos sensíveis dos detectores, isto é, a gravação de quando uma partícula passa através do volume de um detector e como um detector real se comportaria;
8. Geração de dados do(s) evento(s);
9. Armazenamento de eventos e trajetórias das partículas;

10. Visualização do detector e das trajetórias das partículas;
11. Coleta e análise dos dados da simulação em diferentes níveis de detalhe e refinamento.

A inclusão de tais aspectos significa que menos tempo será despendido no desenvolvimento de códigos que são comuns na maioria das simulações de interação da radiação com a matéria.

Além disso, o pacote também fornece suporte desde a definição inicial do problema até a produção de resultados e gráficos para divulgação. Para esta finalidade, o pacote possui:

1. Interface de usuário;
2. Rotinas dirigidas;
3. Interpretadores de comandos que operam em cada nível da simulação.

O código do programa é escrito em linguagem de programação C++ e é o primeiro em sua categoria a explorar técnicas de engenharia de software e tecnologia orientada a objetos.

Tais conceitos são importantes para o gerenciamento da complexidade do código e dos limites das dependências de cada parte do mesmo, ao se definir uma interface uniforme para o desenvolvedor e com princípios de organização de código comuns para todos os modelos físicos. A implementação de novos modelos físicos e a compreensão dos já existentes são facilitadas, pois com esses conceitos pouca ou nenhuma modificação no código original é necessária.

4.1.3 História do GEANT4

A idéia de criar uma nova plataforma (melhorar a atual GEANT3, baseada em FORTRAN) com modernas técnicas computacionais para o transporte de partículas surgiram independentemente em estudos realizados pelo CERN (*Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire*) e KEK (sigla japonesa que significa *High Energy Accelerator Research Organization*) em 1993. Atividades foram fundidas no outono de 1994 e uma proposta formal, RD44, para construir um programa inteiramente novo, baseado na tecnologia orientada

ao objeto foi submetida ao CERN e ao Comitê de Desenvolvimento. A iniciativa cresceu para se tornar uma grande colaboração internacional de programadores, engenheiros e físicos a partir de um certo número de institutos e universidades que participam em uma série de experimentos de física de alta energia na Europa, Japão, Canadá e Estados Unidos. O objetivo foi escrever um programa que simulasse um detector que possuísse a funcionalidade e flexibilidade necessária para a próxima geração de experimentos físicos subatômicos. Rapidamente notou-se que o uso do GEANT4 beneficiaria também a área de energia nuclear, aceleradores e a comunidade da física médica.

O projeto RD44 representou um esforço pioneiro redesenhando um grande pacote de software para um moderno ambiente de objeto-orientado (OO) baseado em C++. A colaboração foi posteriormente renomeada GEANT4 e reinstituída na forma de um Memorando de Entendimento, assinado por muitos dos mesmos institutos nacionais, laboratórios e grandes experimentos que participaram no RD44. O acordo contempla a gestão de programas, manutenção e suporte ao usuário durante a fase de produção e do contínuo desenvolvimento e aperfeiçoamento da ferramenta.

A colaboração agora lucra com a experiência acumulada de muitos contribuidores no campo da simulação Monte Carlo da física de detectores e processos físicos.

Foram desenvolvidos os diversos arquivos de entrada, onde as configurações geométricas do sistema foram definidas, com a descrição dos materiais, o tipo de biblioteca de seção de choque, a localização e as características das fontes (nêutrons) e o tipo de resposta utilizado (tipo, tamanho do detector, fluxo, deposição de energia, etc.).

4.1.4 Estrutura básica do GEANT4

O núcleo do GEANT4 engloba diversas funcionalidades para a simulação. No entanto, devido à sua arquitetura modular, também é possível a utilização de mecanismos e interfaces externas para a realização de seus recursos. As funcionalidades básicas do GEANT4 são:

1. Modelagem geométrica: é a construção de todos os objetos pertencentes ao arranjo experimental, tais como objetos atenuadores e detectores, assim como a especificação de seus materiais constituintes. A modelagem geométrica do sistema pode ser realizada no GEANT4 em linguagem de programação C++ utilizando as classes inerentes à

ferramenta ou também pode ser modelado por meio da linguagem GDML (*Geometry Description Markup Language*).

2. Processos físicos: são os processos físicos envolvidos nas interações que ocorrem entre as partículas e o sistema. Além dos processos físicos internos ao GEANT4, tais como interações eletromagnéticas, hadrônicas, entre outras [CERN, 2007b], há diversos componentes externos de processos físicos específicos que podem ser incorporados à simulação.
3. Interface do usuário: é o modo de exibição da interação entre o usuário e a simulação a ser realizada. No GEANT4, é possível interagir com a simulação executando comandos na linha de comandos (prompt) de uma tela de terminal (via shell) como Tcsh ou Csh e automatizar os processos da simulação escrevendo todos os comandos a serem executados em um arquivo *batch* de macros.
4. Geradores de partículas primárias: são as fontes de emissão de partículas executadas na forma de código utilizando as bibliotecas internas (G4ParticleGun) ou executadas na linha de comandos via GPS (*General Particle Source*). As partículas padrões do GEANT4 possíveis para a simulação são:
 - (a) Partículas estáveis tais como elétrons, pósitrons, prótons, nêutrons, raios X e raios gamas;
 - (b) Partículas com tempo de vida longos tais como múons e píons carregados;
 - (c) Fótons ópticos, para serem utilizados, por exemplo, na luz Cerenkov e luz de cintilação;
 - (d) “Geantinos” e “geantinos carregados” que são partículas virtuais que não interagem com nenhum material, mas sofrem com o processo de transporte;
 - (e) Núcleos tais como dêuterons, alfas e íons pesados;
 - (f) Partículas com tempo de vida curtos tais como mésons vetoriais e delta bárions.
5. Visualização: é possível visualizar todos os objetos do arranjo experimental e as trajetórias das partículas em tempo real de execução, através das interfaces para drivers

gráficos externos como: OpenGL, VRML, OpenInventor, Ray Tracer, WIRED [FreeHep, 2007b], entre outros.

6. Análise de dados: utilizado para gerar a saída de dados ou resultados da simulação. No GEANT4, a saída de dados padrão é a exibição na tela de terminal. É possível a incorporação de ferramentas para a análise de dados como a interface AIDA [Barrand et al., 2001] trabalhando em conjunto com o aplicativo OpenScientist ou JAS [FreeHep, 2007a], e ROOT [CERN, 2007c].
7. Técnicas de redução de variância: há várias técnicas de redução de variância incorporadas no código do GEANT4 [CERN, 2007a]: pontuação (*scoring*); amostragem de importância; roleta russa; viés (*bias*) de partículas primárias, decaimento radiativo e seção de choque; entre outros. Desde que os processos físicos envolvidos na simulação sejam bem conhecidos, é possível implementar a sua própria técnica de redução de variância. A ferramenta GEANT4 fornece diversos mecanismos para essa implementação [CERN, 2007b].
8. Processamento paralelo: com a finalidade de minimizar o tempo de simulação, é possível a execução de uma mesma simulação simultaneamente em vários processadores.

5. TERAPIA POR CAPTURA DE NÊUTRONS PELO BORO(BNCT)

O câncer é um dos maiores problemas de saúde dos últimos tempos, e cada vez mais, novos casos vem sendo registrados, exigindo assim novas técnicas e métodos cada vez mais aperfeiçoados. O tratamento de câncer tem como objetivo depositar energia com o objetivo de destruir as células cancerosas, e preservar as células normais. A seletividade da droga química ou do processo de irradiação é diretamente proporcional ao sucesso do tratamento, subentendido pelo controle local do tumor, bem como a capacidade do tecido em realizar apoptose.

O sucesso da cirurgia ou esterilização por radiação muitas vezes não é alcançado para certos tipos de tumores malignos visto que estes não respondem à radiação de fótons, ou não respondem adequadamente a um tratamento químico, ou se reproduzem rapidamente, ou ainda se localizam em regiões anatômicas delicadas, às vezes inatingíveis. Embora a cirurgia, quimioterapia e tratamento de radiação sejam eficazes no tratamento de muitos tipos de tumores, uma nova alternativa terapêutica, como a BNCT (Boron Nêutron Capture Therapy), Terapia pela Captura de Nêutrons pelo Boro, pode trazer bons resultados [Hall, 2000];[Kullberg, 2003].

O câncer de esôfago, no Brasil consta entre os dez mais incidentes segundo dados obtidos dos Registros de Base Populacional existentes, e em 2000 foi o sexto tipo mais mortal, com 5.307 óbitos. O câncer de esôfago mais frequente é o carcinoma epidermóide escamoso, responsável por 96% dos casos [INCA, 2008b].

Apesar dos avanços no tratamento cirúrgico do câncer de esôfago terem sido responsáveis por importante melhora da sobrevida dos pacientes, pouco ou nada se ganhou nos casos inoperáveis, continuando assim desanimador o prognóstico de muitos dos pacientes.

5.1 A Equação de Transporte de Nêutrons

A obtenção da equação de transporte de nêutrons pode ser feita da histórica equação de Boltzmann da teoria cinética dos gases, que representa um balanço de partículas em um

elemento de volume do espaço de fase. Não será apresentado o desenvolvimento da obtenção da equação de transporte de nêutrons padrão, o qual está exaustivamente tratado na literatura pertinente. Além disto, estará voltado para problemas estacionários com geometria plana e simetria azimutal, pois na grande maioria dos problemas de interesse a dependência do ângulo azimutal pode ser desprezada, sem perda de significado físico*. A dependência do ângulo azimutal será importante no estudo da transferência radiativa. Inicialmente, por simplicidade, será tratado o problema em meio homogêneo e, adiante será feita a generalização para multi-regiões. Assim, a equação de transporte de nêutrons unidimensional em coordenadas cartesianas, para uma única região, em estado estacionário e com simetria azimutal, é dada por

$$\begin{aligned}
& \mu \frac{\partial}{\partial x} \psi(x, E, \mu) + \Sigma_t(E) \psi(x, E, \mu) \\
= & 2\pi \int_0^\infty \int_{-1}^1 \Sigma_s(\mu_o, E' \rightarrow E) \psi(x, E', \mu') d\mu' dE' \\
& + \chi(E) \int_0^\infty \frac{\nu(E')}{2k_{eff}} \Sigma_f(E') \int_{-1}^1 \psi(x, E', \mu') d\mu' dE' \\
& + S(x, E, \mu), \tag{5.1}
\end{aligned}$$

sujeita às condições de contorno,

$$\psi(0, E, \mu) = f(E, \mu), \quad \mu > 0 \tag{5.2}$$

$$\psi(a, E, \mu) = g(E, \mu), \quad \mu < 0, \tag{5.3}$$

em que $\psi(x, E, \mu)$ é o fluxo angular na direção definida por μ , na posição x com energia entre E e $E + dE$; $\mu_o \equiv \hat{\Omega} \cdot \hat{\Omega}' = \cos \gamma$ é o cosseno do ângulo de espalhamento; $\Sigma_t(E)$ é a seção de choque macroscópica total; $\Sigma_s(\mu', E' \rightarrow E)$ é a seção de choque macroscópica de espalhamento; $\Sigma_f(E')$ é a seção de choque macroscópica de fissão; $\chi(E)$ é o espectro de fissão; $\nu(E')$ é o número médio de nêutrons oriundos da fissão; k_{eff} é o fator de multiplicação efetivo; $S(x, E, \mu)$ é o termo de fonte de nêutrons e, $f(E, \mu)$ e $g(E, \mu)$ são os fluxos incidentes nas fronteiras. Observamos que as seções de choque macroscópicas são consideradas

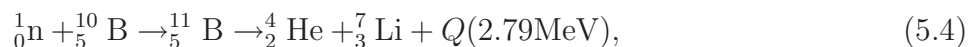
*Isto só é válido para problemas com geometria plana

independentes da posição.

5.2 Conceitos Básicos da BNCT

A terapia por captura de nêutron pelo boro (Em inglês, *Boro Neutron Capture Therapy*, BNCT) é uma terapia com radiação que é utilizada para tratamento de câncer, tal como de cérebro, fígado, pele, e com estudos recentes, em esôfago. Essa terapia está baseada na emissão de dois fragmentos pela reação nuclear ($^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$), quando o ^{10}B captura um nêutron térmico (energia de 0,025 eV), tendo como resposta, partículas alfa e íons de lítio com curto alcance no tecido - da ordem de 9 microns para a partícula alfa e 5 microns para o lítio. Como consequência, eles liberam suas energias somente para as células na região vizinha a criação das partículas.[de Campos, 2000]

A BNCT é uma modalidade de tratamento binário que fornece uma maneira de “destruir” seletivamente células tumorais sem danificar o tecido sadio nas vizinhanças do tumor. A mesma se baseia nas reações de captura e posterior fissão nuclear que ocorrem quando, após a administração de boro, Boro-10 (^{10}B), isótopo natural não radioativo do elemento boro, é irradiado por nêutrons térmicos de baixa energia (<0,4 eV) para produzir a sua ativação à ^{11}B , que decai liberando uma partícula $\alpha(^4_2\text{He})$ e um núcleo de lítio-7 em declínio (^7_3Li). Uma vez que estas partículas de alta LET têm um alcance limitado no tecido ($5 - 9\mu\text{m}$), os seus efeitos destrutivos são limitados à células que contém boro.



no qual, n representa um nêutron térmico, ^4_2He é a partícula alfa (α) e ^7_3Li é o núcleo de Lítio. As massas nucleares M e as energias de ligação E_B para os núclídeos indicados na reação descrita pela equação (5.4) são descritas na tabela 5.1.

Tabela 5.1 – Principais características dos nuclídeos presentes nas reações.5.4

	Símbolo	Z	A	Massa Atômica (uma)	Massa Nuclear ($Mc^2(MeV)$)	Energia de Ligação ($E_B(MeV)$)	Modo de Decaimento	$(\frac{E_B(MeV)}{nucleon})$	Meia Vida
Deutério	D	1	2	2.01410178	1875.612809	2.224579715	-	1.1123	Estável
Trítio	T	1	3	3.011604927	2808.920927	2.224579715	β	1.1123	12.3 anos
Hélio	He	2	3	3.01602931	2808.391338	7.718080337	-	2.5727	Estável
Hélio	He	2	4	4.00260325	3727.379086	28.29569225	-	7.0739	Estável
Lítio	Li	3	7	7.016004	6533.832935	39.24459209	-	5.6064	Estável
Berílio	Be	4	8	8.00530509	7454.850008	56.49954794	-	7.0624	Estável
Berílio	Be	4	9	9.0121821	8392.749945	58.16497109	-	6.4628	Estável
Boro	B	5	9	9.0133288	8393.30709	56.31449479	-	6.2572	Estável
Boro	B	5	10	10.012937	9324.436174	64.75077116	-	6.4751	Estável

O valor de Q para a reação 5.4 pode ser calculada pelas energias de repouso para os núcleos de 5.4 ou pelas energias de ligação totais para os núcleos de 5.4 da seguinte forma:

$$\begin{aligned} Q &= M({}^{10}_5B) \times 931.5 \text{MeV}/u + M_n c^2 - M({}^7_3Li) + M(\alpha) \times 931.5 \text{MeV}/u \\ &= 2.79 \text{MeV} \end{aligned} \quad (5.5)$$

ou

$$Q = E_B({}^7_3Li) + E_B(\alpha) - E_B({}^{10}_5B) = 2.79 \text{MeV} \quad (5.6)$$

no qual, $M_n c^2$ é a energia de repouso do neutron igual a 939.5654 MeV.

Para ser efetivo, pelo menos 10–30 μg de ${}^{10}\text{B}$ precisam ser entregues por grama de tecido tumoral, correspondendo à concentração de 10–30 ppm. Para obter essa concentração, aproximadamente 10^9 átomos de ${}^{10}\text{B}$ precisam ser entregues para cada célula de tumor. A dose exigida é determinada pelas limitações de dose devido à natural ocorrência de captura em elementos no tecido. Ele precisa ser abundante em ${}^1\text{H}$ e ${}^{14}\text{N}$, que possuem altas seções de choque, 0,33 e 1,81 barns, respectivamente. As capturas pelo ${}^1\text{H}$ produzem doses de radiação de fundo, principalmente gama, para tecidos sadios em uma situação terapêutica. Captura por ${}^{14}\text{N}$ produzem prótons com um alcance de 10–11 μg , que pode fornecer uma dose que os limita efeitos de radiação na área irradiada. A fluência de nêutrons de cerca de 10^{12} – 10^{13} nêutrons térmicos/ cm^2 é aproximadamente o limite superior para tecido sadio.[Krindges e Orengo, 2007];

Embora muitos dos compostos de boro foram sintetizados até agora, apenas dois deles têm sido usados em ensaios clínicos. O di-sódio-undecahidro-mercaptana-close-dodecarborato (BSH) e p-hidroxiboro-fenilalanina (GAP).

Por outro lado, em termos de nêutrons, o feixe utilizado deve ser adequado. Devido ao fato da energia dos nêutrons ser atenuada nos tecidos, a energia inicial dos mesmos deve ser suficiente para chegar ao local do tumor com uma energia menor a 0,4 eV. Neste sentido, para os tumores superficiais um feixe de nêutrons térmicos é suficiente, porém para

os tumores profundos no corpo, um feixe de nêutrons epitérmicos com energias entre 0,4 eV e 10 keV.

Outro ponto importante a lembrar é que o campo de radiação produzida durante a BNCT é muito complexo, uma mistura de componentes de alto e baixo LET. Além da reação de captura de nêutrons pelo boro $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$, outros elementos presentes nos tecidos, em proporções significativas, capturam nêutrons. Estes elementos colidem com núcleos de hidrogênio e nitrogênio [$^1\text{H} (n, \gamma) ^2\text{H}$ e $^{14}\text{N} (n, p) ^{14}\text{C}$]. Além disso, o feixe deve também apresentar nêutrons rápidos e radiação γ . Estes últimos colidem com núcleos de hidrogênio e produzem prótons com uma energia semelhante à que foi produzido pela captura de hidrogênio. Portanto, a dose física absorvida total é a soma das doses específicas devido a boro e de todas as outras contribuições.[Nigg, 2003];

Esta terapia tem sido utilizada em ensaios clínicos em diversos centros nucleares como no Japão, Europa, na Argentina, entre outros, para o tratamento de gliomas de elevado grau e melanoma cutâneo primário ou metastases dos mesmos no cérebro. Recentemente esta modalidade tratamento foi alargado para o tratamento do câncer metastático de fígado e tumores de cabeça e pescoço. Apenas aqueles tumores que não têm um tratamento eficaz estão incluídos nos protocolos.

O uso de BNCT para propósitos médicos foi descrito em 1936 por Locher. A primeira tentativa clínica de BNCT foi iniciada no Laboratório Nacional Brookhaven (BNL) por Farr e Sweet em 1951. De 1959 a 1961 uma série de pacientes recebeu BNCT pelo Reator de Pesquisa Médicas Brookhaven (BMRR) de BNL. A malignidade escolhida para estudo era glioblastoma multiforme, GBM, uma malignidade localizada no cérebro com baixa sobrevivência. Apesar dos grandes esforços, não surgiu nenhuma modalidade de tratamento poderosa. Outro grupo de pacientes foi tratado no Instituto de Tecnologia de Massachusetts (MIT) durante 1959-1961. Estas tentativas usaram quatro diferentes combinações de boro. Resultados clínicos destes estudos foram desanimadores e, foram realizadas em 1961 as últimas tentativas clínicas de BNCT de décadas no USA. Os resultados desapontaram todas as tentativas baseadas no pensamento de que a irradiação do nêutron térmico dependia da penetração de pequena quantidade de boro no tumor; a relações de sangue para tumor deve ser menor que um. Experiências, que usam alta fluência para assegurar maiores níveis terapêuticos causaram dano severo ao escalpo em alguns pacientes. Isto poderia ser devido

a concentrações altas de boro no sangue.

No Japão, foram iniciadas experiências de BNCT em 1968. Dr Hatanaka que tinha colaborado com Dr. Sweet começou tentativas clínicas no Reator de Treinamento Hitachi (HTR), que usou sulfidril borada (BSH). Quase 150 pacientes com várias formas de malignidades de cérebro, principalmente GBM, foram tratados. Para assegurar nêutrons térmicos no tumor, Hatanaka e colaboradores irradiaram seus pacientes com crânios abertos. Isto também foi feito para prevenir dano ao escalpo, como visto nos estudos de US. Hatanaka mostrou um pouco de sucesso com seus estudos, incluindo 9 pacientes com mais que 10 anos de sobrevivência. Seis destes puderam viver uma vida normal sem qualquer sinal de doença.

Os resultados de Hatanaka, entretanto, não despertaram o interesse novamente por BNCT nos Estados Unidos e Europa. Durante 1980, o interesse foi focalizado na combinação de borophenylalanine (BPA), que é um aminoácido borado que pode ser levado nas células pelo sistema natural de transporte de aminoácido. Um dos problemas principais com BPA é baixa solubilidade.

Um novo feixe de nêutron de energia mais alta, com nêutrons epitérmicos, foi desenvolvida em BMRR. Os nêutrons de epitérmicos são reduzidos à velocidade até nêutrons térmicos no crânio e no tecido de cérebro. O uso de BPA para tentativas clínicas de GBM foi aprovado pelo FDA em 1994 e entre 1994 e 1999 foram tratados 53 pacientes. Os resultados dos primeiros 38 pacientes não indicaram nenhuma severidade relacionada com a toxicidade de BNCT. Para isto foi mostrado também que o tempo para progressão pode ser comparável ao tratamento convencional. Em 1996 outro estudo que usa BPA foi iniciado em MIT. No estudo de MIT, 22 pacientes tinham sido tratados em 1999 e vários resultados foram obtidos. Dois pacientes mostraram uma resposta radiográfica completa, e 13 de 17 pacientes tiveram redução mensurável em volume do tumor durante os primeiros meses após irradiação, depois a doença estabilizou ou aumentou. Vários efeitos colaterais agudos eram notáveis, em particular, devido o aumento de pressão intracranial. Em Petten, o País Baixo, um estudo que usa BSH foi iniciado em 1997. Depois de 26 pacientes tratados pôde ser determinado que, nenhuma toxicidade limitadora de dose tinham sido observados e nenhuma conclusão poderia ser tirada relativo à eficiência do tratamento, comparado com o tratamento convencional. Outro estudo que usa BPA foi iniciado em 1999 na Finlândia, sendo que foram tratados 18 pacientes, sem tratamento anterior de radiação. A sobrevivência de um ano foi calculada

para ser 61%. Um protocolo diferente, que aceita os pacientes com radioterapia prévia, também começou e nenhum efeito colateral sério relacionado com BNCT foi encontrado.

Em 2001, na Suécia, foram feitos os primeiros estudos sobre BNCT. Foi iniciado no Reator R2-0 Studsvik usando um feixe de nêutron epitérmicos, e para os primeiros 17 pacientes não foi observada nenhuma toxicidade séria relacionada à BNCT. A combinação usada foi BPA e foram alcançados níveis altos de boro no sangue.

5.3 Boro e nêutrons térmicos em BNCT

Analisando as seções de choque dependentes da energia, mostrado nas figuras 5.1, 5.2 e 5.3, percebemos que a seção de choque para o boro diminui de forma monótona com o aumento da energia. No entanto, para o oxigênio e o hidrogênio, ocorre em um pequeno intervalo de energia ($\simeq 10^{-10}$ e 10^{-8} MeV) e logo após os valores de seção de choque mantém valores quase contantes, até valores aproximados de 10^{-2} MeV. Isso significa que a predominância da seção de choque do boro diminui com o aumento da energia em relação aos elementos Oxigênio e Hidrogênio.

Após essa análise, observamos também que o boro, na faixa de energia dos nêutrons térmicos, possui uma maior seção de choque, comparado ao outros dois elementos, aumentando assim a probabilidade de captura de nêutrons.

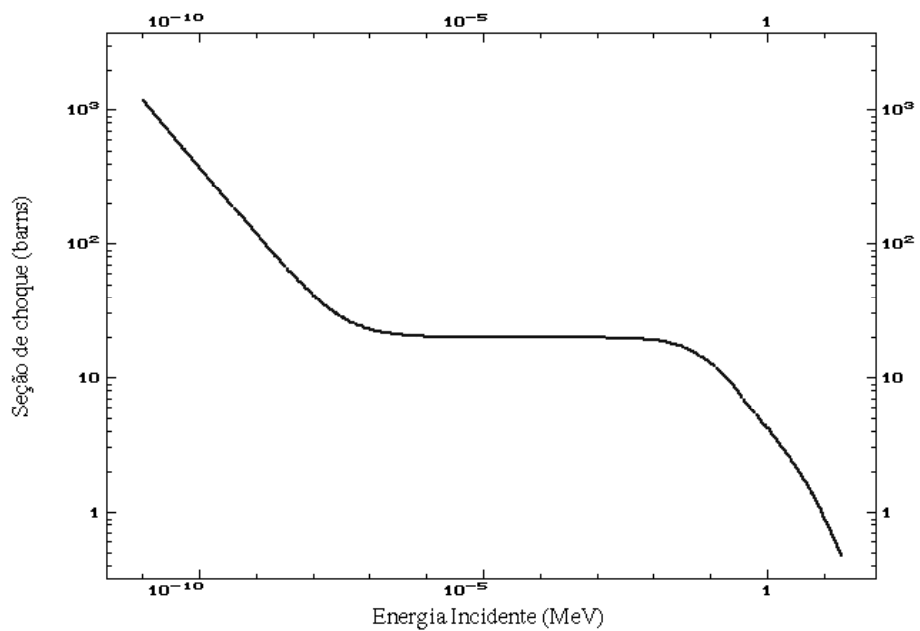


Figura 5.1 – Gráfico da seção de choque dependente da energia para o hidrogênio.[Center, 2009]

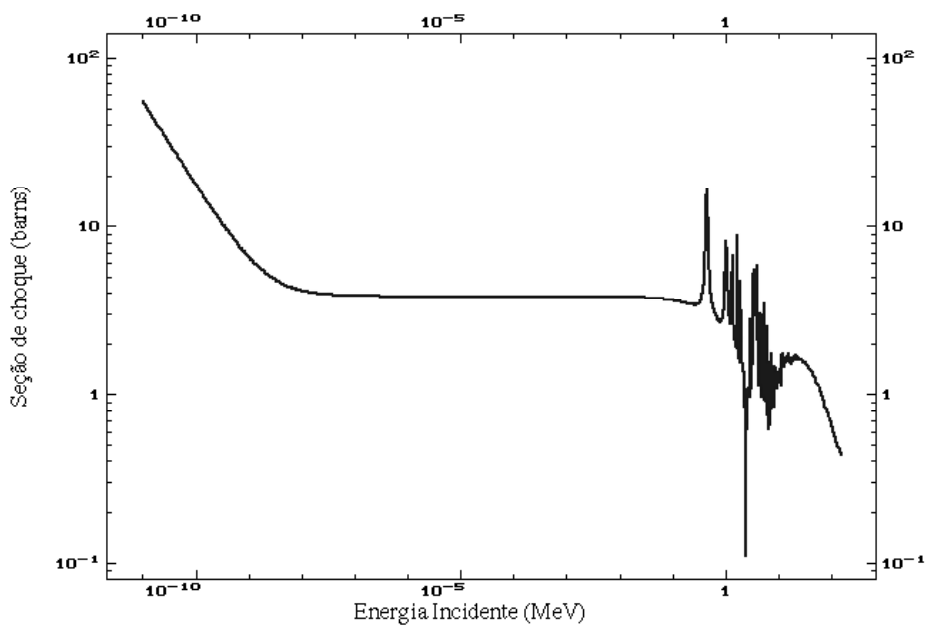


Figura 5.2 – Gráfico da seção de choque dependente da energia para o oxigênio.[Center, 2009]

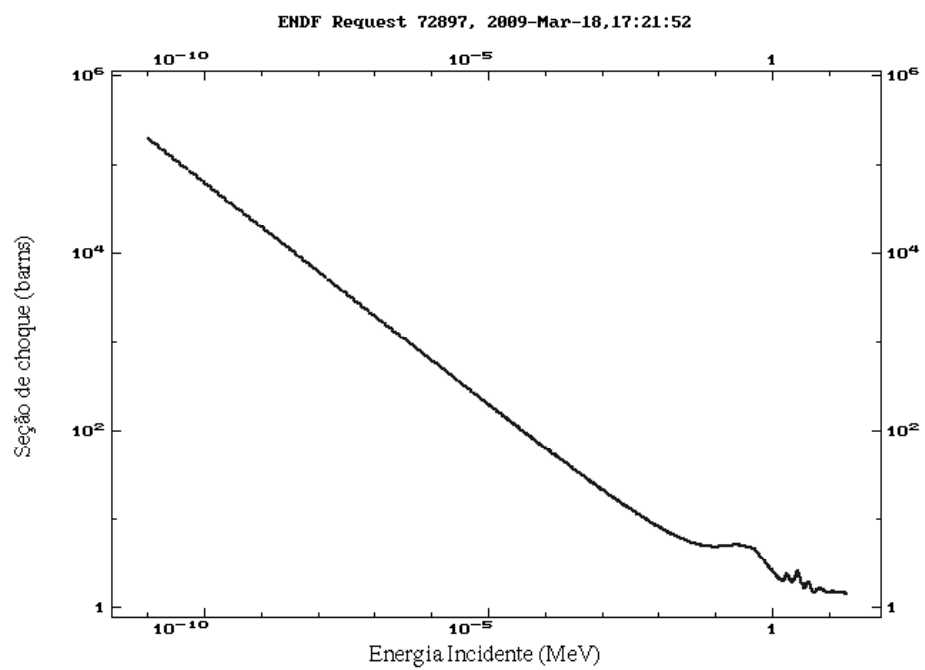


Figura 5.3 – Gráfico da seção de choque dependente da energia para o Boro.[Center, 2009]

6. PROCESSO DE TRANSPORTE DE PARTÍCULAS E DEPOSIÇÃO DE ENERGIA

Para a realização desta simulação, utilizamos um computador com processador de dois núcleos de 64-bits AMD Athlon 64X2 Dual Core 5000+, 2,59GHz e 2GB de RAM, sistema operacional UBUNTU e compilador GCC versão 4.3.2.

6.1 Recursos para a simulação e análise de dados gerados

Realizamos a simulação de deposição de energia com o uso da plataforma computacional GEANT4 versão 9.1. Os pacotes utilizados foram: CLHEP 2.0.3.3. A modelagem geométrica incluindo o alvo foi gerada no código da aplicação do GEANT4, assim como os processos físicos. Para a análise dos resultados foram escritos programas em linguagem C para coleta dos dados. Utilizamos também o Software SCILAB, no qual esse nos proporcionou manipulação de dados e representações gráficas para essa análise.

6.2 Anatomia e Modelo geométrico

Como mencionado em um trabalho tratado na referência [Krindges e Orengo, 2007], não foi encontrado nenhum estudo sobre BNCT aplicado ao tratamento de câncer de esôfago. Por esse motivo, foi necessário partir de pontos básicos para o desenvolvimento do trabalho.

O primeiro passo do trabalho foi gerar a modelagem geométrica. O modelo geométrico criado para a simulação segue a filosofia dada na referência [Krindges e Orengo, 2007], no qual, trata da criação de um modelo geométrico para tratamento com BNCT.

O modelo geométrico gerado nesse trabalho foi resumido em duas etapas. A primeira foi simular a região do tronco, no qual esse foi resumido a um elipsóide. Em seguida, simulamos a região do esôfago. O esôfago foi simplificado à um conjunto de cilindros acoplados, de forma que o mesmo possuísse uma determinada dilatação e espessura em sua parede. O alvo também foi simplificado a um cilindro, cujo raio e altura possuem as mesmas dimensões.

As figuras 6.1 e 6.2 se referem a imagem de um corte axial da região do esôfago, na altura da 8ª vértebra. A partir dessas imagens, foi possível simular as geometrias relevantes para esse trabalho. Vale lembrar que as figuras possuem apenas caráter ilustrativo, pois, todos os tecidos foram simplificados ao mesmo material, ou seja, água.

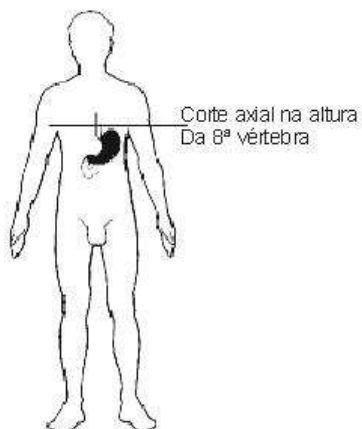


Figura 6.1 – Ilustração da região do corpo em que foi feito o corte axial para estudo.

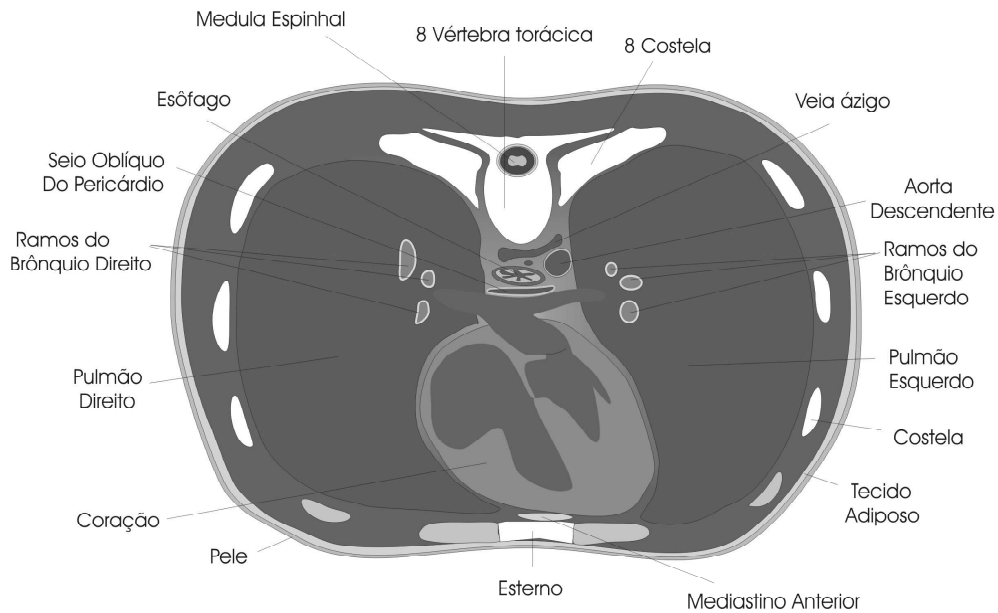


Figura 6.2 – Modelo anatômico em corte axial da região do esôfago, na altura da 8ª vértebra.

Ao tratarmos das composições dos tecidos, simulamos todos como água, devido a proximidade da densidade da água com a dos tecidos, como já vimos na figura 2.9. O nosso alvo, é enriquecido por boro e está inserido no isocentro dos volumes. Os cilindros foram dispostos de forma que simulasse um esôfago dilatado, no qual esse espaço fosse preenchido com ar.

Através das figuras 6.3, 6.4, 6.5 e 6.6 é possível demonstrar como foram feitos os posicionamentos da fonte.

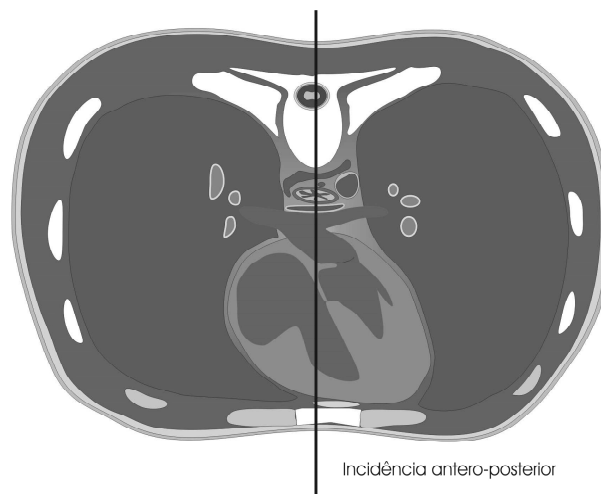


Figura 6.3 – Incidência antero-posterior do feixe de nêutrons quando a fonte está posicionada no exterior do corpo.

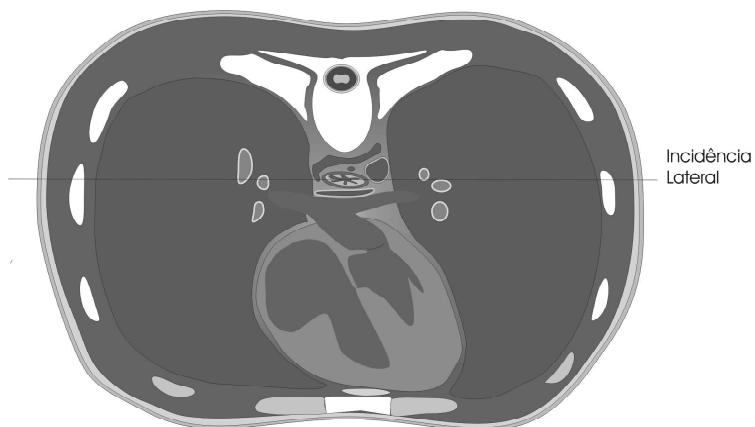


Figura 6.4 – Incidência Lateral do feixe de nêutrons quando a fonte está posicionada no exterior do corpo.

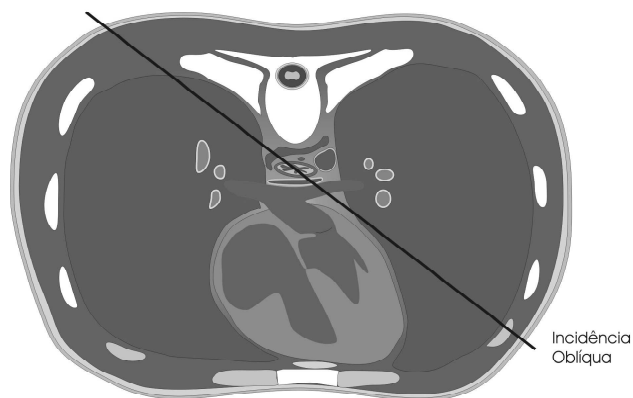


Figura 6.5 – Incidência Oblíqua do feixe de nêutrons quando a fonte está posicionada no exterior do corpo.

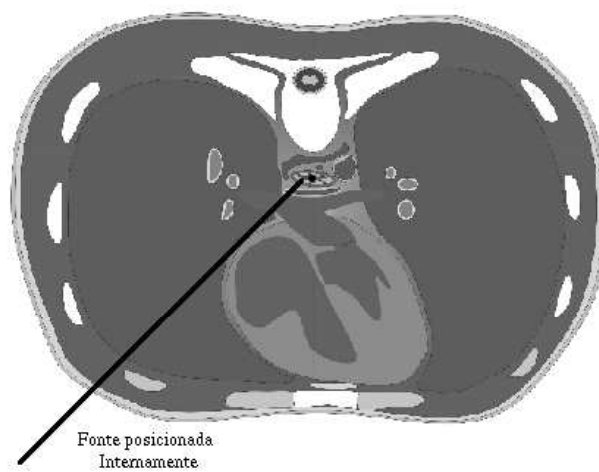


Figura 6.6 – Incidência quando a fonte está posicionada internamente.

6.3 Processos físicos envolvidos

No GEANT4, há recursos para processos eletromagnéticos, fracos e fortes. Como exemplo, podemos citar o feito compton e fotoelétrico para os eletromagnéticos e para os fracos e fortes, o decaimento β e a fragmentação (emissão alfa), respectivamente. Além de seus processos internos, também é possível incluir outros processos desenvolvidos por terceiros.

Os processos que fazem parte de nossa simulação, são os que se referem aos processos hadrônicos. Levou-se em conta processos como espalhamento elástico, inelástico, captura e fissão para os nêutrons.

Base de dados

As bases de dados utilizadas para a determinação das seções de choque foram extraídas da seguinte biblioteca de dados: G4NDL3.13 (G4 Nuclear Data Library). Os dados da G4NDL, provém, em grande parte, da biblioteca ENDF/B-VI, que é desenvolvida e mantida pelo CSEWG(Cross Section Evaluation Work Group). Os mesmos dados também provém da biblioteca JENDL(Japanese Evaluated Nuclear Data library).

6.4 Descrição da geometria

Para a modelagem da geometria dos objetos a ferramenta GEANT4 dispõe de diversos sólidos geométricos, desde os mais usuais (cubo, esfera, cilindro, etc.) até geometrias mais complexas (tubo com perfil hiperbólico, trapezóide torcido, etc.), no entanto, quanto mais complexa a geometria, maior será a quantidade de memória e processamento computacional. Neste trabalho, para a criação da região de interesse, ou seja, a região do tronco e do esôfago, foi necessário compor uma série de volumes geométricos.

Os volumes escolhidos foram um elipsóide, para simular a região do tronco, e um conjunto de dois tubos, para simular um esôfago dilatado, com uma espessura na parede de 0,5 cm, e um terceiro tubo que definiu o nosso alvo. Foram escolhidos volumes simplificados para a simulação pois, o foco desse trabalho não é otimizar as geometrias e sim verificar se o tratamento proposto é viável em perspectivas futuras.

A construção dos volumes foi feita na base de dados da plataforma GEANT4. Nessa

contrução, necessitamos criar uma certa hierarquia dos volumes. O primeiro volume gerado foi um Box, o volume “mãe”(o mundo da simulação), com dimensões de 50 cm X 50 cm X 50 cm. O material definido nesse Box foi ar em condições normais de temperatura e pressão (Ver tabela 6.4). Em seguida, foi gerado um elipsóide, para simular o tronco, qual possui dimensões para a espessura antero-posterior de 20 cm, lateral de 36 cm e a altura de 30 cm. O material utilizado no elipsóide foi água. Logo após, foram contruídos dois cilindros, de forma que esses cilindros ficassem arrançados para simular um esôfago dilatado, com espessura de 0,5 cm e comprimento de 25 cm. A parede do esôfago tem como material água e, a área dilatada (interna), possui ar como material. Finalmente, foi contruído um terceiro cilindro de raio e comprimento de 1 cm, no qual esse cilindro simulou o alvo enriquecido com boro. As tabelas a seguir representam os dados de cada volume construído.

Tabela 6.1 – Composição do ar utilizado.

Elemento	Percentual (%)
N ₂	78,084
O ₂	20,9476
Ar	0,934
CO ₂	0,0314
Ne	0,001818
CH ₄	0,0002
He	0,000524
Kr	0,0000114
H ₂	0,00005
N ₂	0,0000087

Tabela 6.2 – Parâmetros definidos na simulação para o mundo.

Nome	logicalworld
Geometria	Box
Material	Ar
Dimensões(cm)	50 X 50 X 50

Tabela 6.3 – Parâmetros definidos na simulação para o Tronco.

Nome	logicalcheck
Geometria	EllipticalTube
Material	Água
Dimensões(cm)	20 X 36 X 30
Volume Mãe	logicalworld

Tabela 6.4 – Parâmetros definidos na simulação para o Esôfago.

Nome	logicalesofago
Geometria	Tube
Material	Água
Raio Interno(cm)	0,0
Raio Externo(cm)	2,0
Comprimento(cm)	25
Volume Mãe	logicalcheck

Tabela 6.5 – Parâmetros definidos na simulação para o Esôfago(Parte Interna).

Nome	logicesofagoint
Geometria	Tube
Material	Ar
Raio Interno(cm)	0,0
Raio Externo(cm)	1,5
Comprimento(cm)	25
Volume Mãe	logicalesofago

Tabela 6.6 – Parâmetros definidos na simulação para o Alvo.

Nome	Target
Geometria	Tube
Material	Boro
Raio Interno(cm)	0,0
Raio Externo(cm)	1,0
Comprimento(cm)	1,0
Volume Mãe	logicesofagoint

6.4.1 Volume sensível

Todos os elementos da geometria do tronco, e esôfago foram definidos como volumes sensíveis. Estes elementos armazenam as informações de cada interação dos nêutrons dentro de cada um dos volumes sensíveis. Para inserir o volume sensível na simulação utilizou-se os comandos listados na tabela 6.4.1:

Tabela 6.7 – Comandos utilizados para definir os volumes sensíveis

Volume Sensível	Comando
Check(Tronco)	logicCheck → SetSensitiveDetector(checkSD)
Esôfago	logicEso → SetSensitiveDetector(esoSD)
Esôfago Interno	logicEsoInt → SetSensitiveDetector(esoIntSD)
Alvo	logicTarget → SetSensitiveDetector(targetSD)

6.5 Descrição dos processos físicos

O campo de radiação produzida nos tecidos durante o BNCT consiste numa mistura de componentes com diferentes LETs. Em adição aos produtos da reação $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ que têm um LET elevado, a interação do feixe de nêutrons com o núcleo dos elementos presentes no tecido, vai produzir um depósito de energia não específico, proveniente da mistura de componentes que têm um baixo e alto LET, nos tecidos normais e tumorais. A captura de nêutrons térmicos pelo hidrogénio liberta um raio gama através da reação $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$. A captura de nêutrons térmicos pelo nitrogénio presente no ar, por exemplo, se dá através da reação $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, libertando um próton com um alto LET. Vale lembrar que o tecido também possui Nitrogênio.

Para a criação de cenários, cujo interesse é simular transporte de partículas em meio biológico e verificar a deposição de energia em cada região, além de gerar um modelo geométrico, como descrito na seção anterior, é necessário gerar as partículas de nosso interesse e fornecer informações que definam quais os processos físicos estas irão realizar.

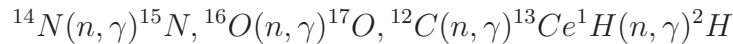
Nesta simulação, a partícula de interesse será o nêutron, com energia de 0,0253 eV. A escolha dessa faixa de energia é devido ao interesse desses nêutrons serem utilizados em BNCT. Ainda, o número inicial de partículas geradas nesta simulação foi de 10000. A biblioteca utilizada para os processos hadrônicos foi a LHEP_PRECO_HP, no qual essa

ativa processos como captura, fissão, espalhamento elástico, inelástico. É necessário que os processos físicos de interesse estejam todos ativados, para não perdermos informações no processo de interação. Além dos processos hadrônicos, que dizem respeito ao feixe de nêutrons, existem processos secundários, como compton, fotoelétricos, assim como processos de ionização presentes.

7. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo demonstraremos os resultados das simulações computacionais realizadas com o método de Monte Carlo. Na primeira seção são ilustrados a distribuição dos nêutrons, após atingirem o corpo, e os depósitos de energia correspondentes de todas as partículas, em diversos pontos. Em seguida, como citado no capítulo anterior, o campo de radiação produzida nos tecidos durante o BNCT consiste em uma mistura de componentes com diferentes LETs. Entretanto, irradiar o tecido com nêutrons, eles podem originar outras reações com os elementos constituintes do tecido, e que depositam dose não somente no tumor, mas também no tecido normal. A dose induzida pela BNCT é então uma combinação complexa de vários efeitos no tecido, e para propósitos de dosimetria, o campo de radiação é geralmente dividido em quatro componentes de depósito de energia:

1. Depósito devido a fótons: dose das reações



Esta última com emissão de fótons de energia da ordem de 2,2 MeV.

2. Depósito devido aos nêutrons térmicos, principalmente da reação pela captura $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, com emissão de prótons de recuo.
3. Depósito devido à reação de fissão do ^{10}B : resultante da reação de captura de nêutrons térmicos $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$. É a principal dose no tumor.

Devido aos diferentes LET dos vários tipos de radiações secundárias oriundas das interações dos nêutrons com o tecido, a determinação da deposição total de energia para fins de tratamento torna-se extremamente dependente destas contribuições. Visto que o depósito de energia que provém da reação $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ é a principal componente terapêutica e, é a

principal componente responsável pelo efeito no tumor alvejado, as componentes restantes, denominadas componentes secundárias de deposição, podem ser consideradas como parcelas menos controláveis da deposição total, e a dosimetria da BNCT requer então uma análise detalhada das contribuições de dose produzidas por todas as componentes de radiação.

7.1 Distribuição total dos nêutrons

Apresentamos os resultados obtidos para a distribuição de nêutrons em função da posição nas figuras (7.1), (7.2), (7.3) e (7.4). As figuras (7.1), (7.2) e (7.3) apresentam os valores quando a fonte foi colocada na posição antero-posterior(AP), ou seja, a frente do corpo, lateral e oblíqua, respectivamente. Na figura (7.4) apresenta os resultados quando a fonte está posicionada internamente.

Percebemos pelas figuras (7.1), (7.2) e (7.3) que existe um amortecimento exponencial dos nêutrons, a partir do ponto de entrada do feixe. Quando a fonte está inserida no interior do corpo, a distribuição dos nêutrons fica restrita ao alvo de boro.

Assim, o tratamento com fontes externas seria possível apenas com fontes de energias elevadas, porém, a termalização dos nêutrons no corpo produz um feixe mais divergente.

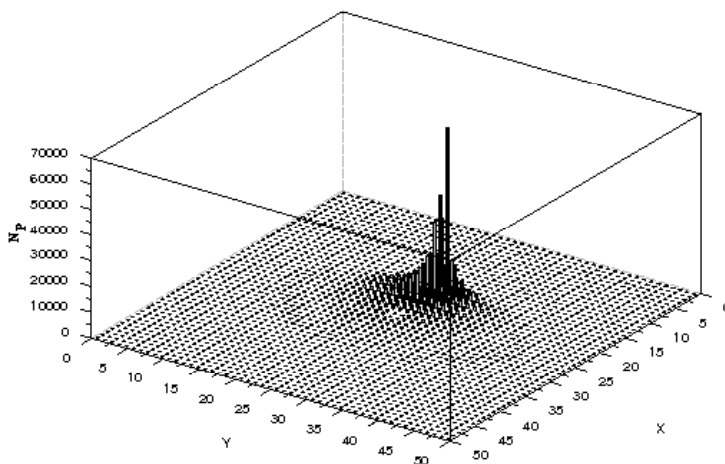


Figura 7.1 – Frequência (N_P) com que uma partícula termina um passo nessa coordenada, quando a fonte encontra-se na posição antero-posterior a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x.

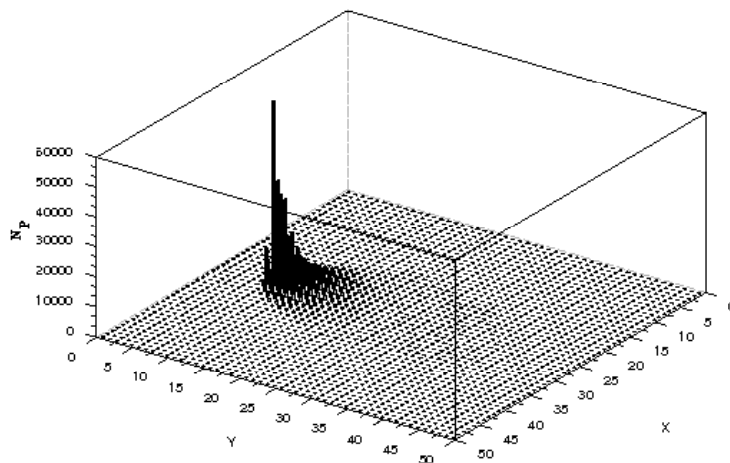


Figura 7.2 – Frequência (N_p) com que uma partícula termina um passo nessa coordenada, quando a fonte encontra-se na posição lateral a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo y .

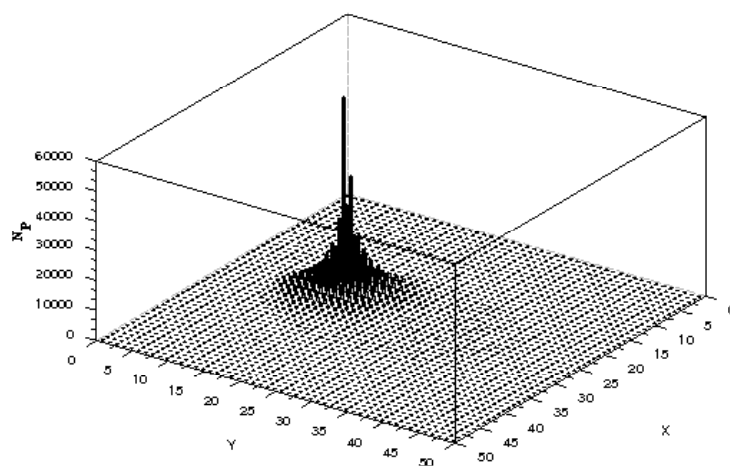


Figura 7.3 – Frequência (N_p) com que uma partícula termina um passo nessa coordenada, quando a fonte encontra-se na posição oblíqua a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo xy .

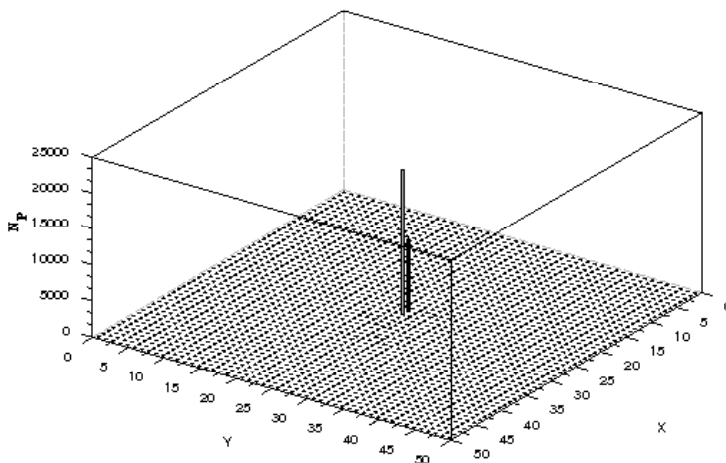


Figura 7.4 – Frequência (N_P) com que uma partícula termina um passo nessa coordenada, quando a fonte encontra-se na posição interna a 1 mm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x.

7.2 Gráficos do depósito total de energia

As figuras (7.5), (7.7), (7.9) e (7.11) mostram a distribuição do depósito total de energia de todas as partículas que são produzidas na interação de um feixe monoenergético ($E_n = 0.0253$ eV) e unidirecional de nêutrons. No decorrer deste capítulo, será mostrado a contribuição do depósito de energia de cada partícula.

Embora os nêutrons não atinjam o alvo, partículas secundárias depositam energia na região do alvo. Nestes cenários, o boro perde o seu papel de enfatizar o depósito devido a captura. Os gráficos com fonte externa (7.5, 7.7 e 7.9) mostram o efeito dos nêutrons no tecido sadio no corpo.

As figuras (7.6), (7.8), (7.10) e (7.12) também representam a distribuição total de energia, porém, com as projeções nos eixos yz.

Percebemos pela figura (7.7) que nêutrons térmicos provocam um maior depósito de energia nas vizinhanças do alvo, ou seja, “camadas mais externas”. Observa-se a divergência do feixe inicial.

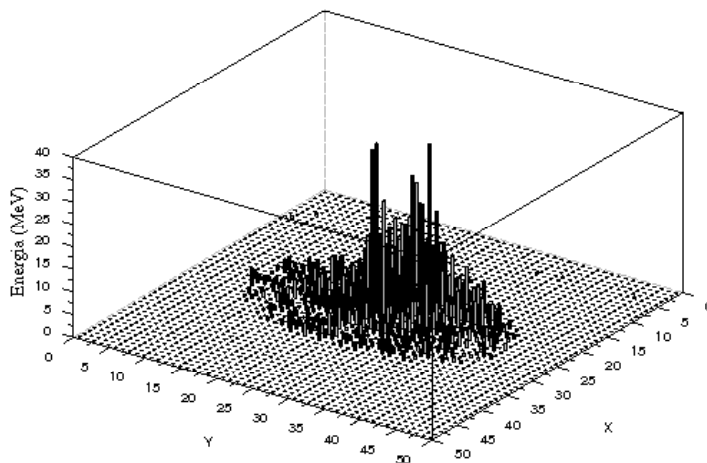


Figura 7.5 – Energia total depositada, devido a todas as partículas, quando a fonte encontra-se na posição antero-posterior a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x.

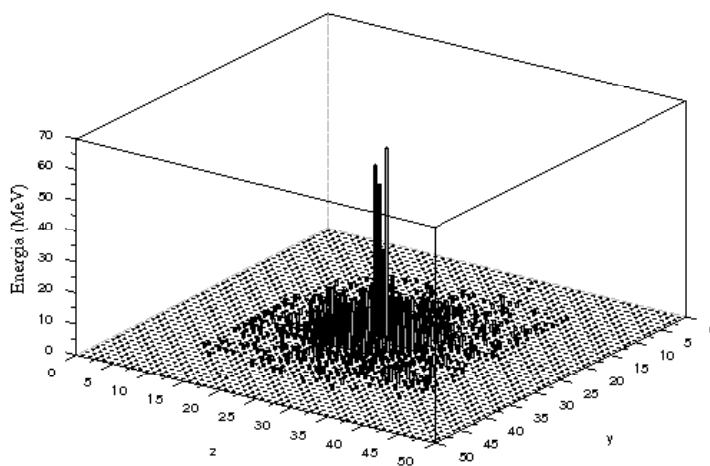


Figura 7.6 – Energia total depositada, devido a todas as partículas, quando a fonte encontra-se na posição antero-posterior a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x. Análise da projeção yz.

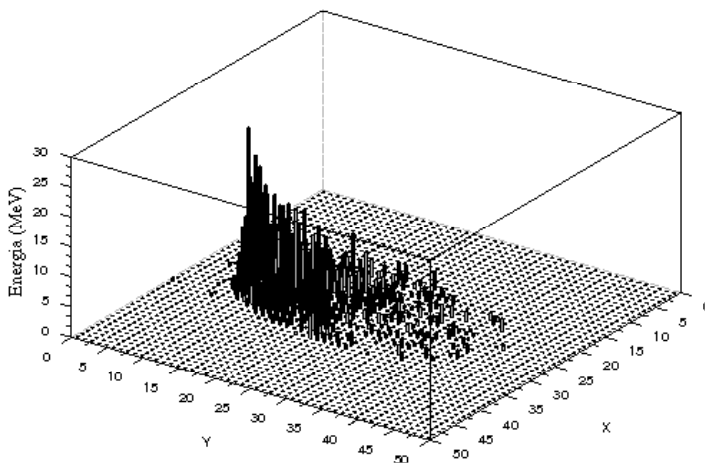


Figura 7.7 – Energia total depositada, devido a todas as partículas, quando a fonte encontra-se na posição lateral a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo y .

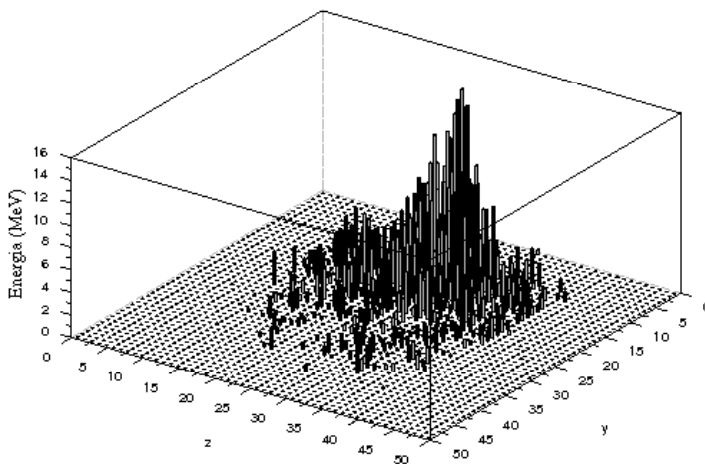


Figura 7.8 – Energia total depositada, devido a todas as partículas, quando a fonte encontra-se na posição lateral a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo y . Análise da projeção yz .

7.3 Gráficos dos depósitos de energia das partículas alfa(α)

As figuras (7.13), (7.14) e (7.15) apresentam a distribuição do depósito de energia das partículas alfa que são produzidas na interação de um feixe monoenergético ($E_n = 0.0253$

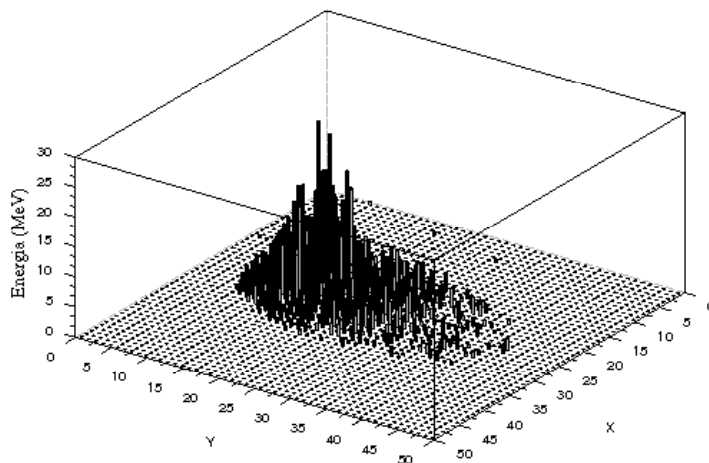


Figura 7.9 – Energia total depositada, devido a todas as partículas, quando a fonte encontra-se oblíquamente ao corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo xy.

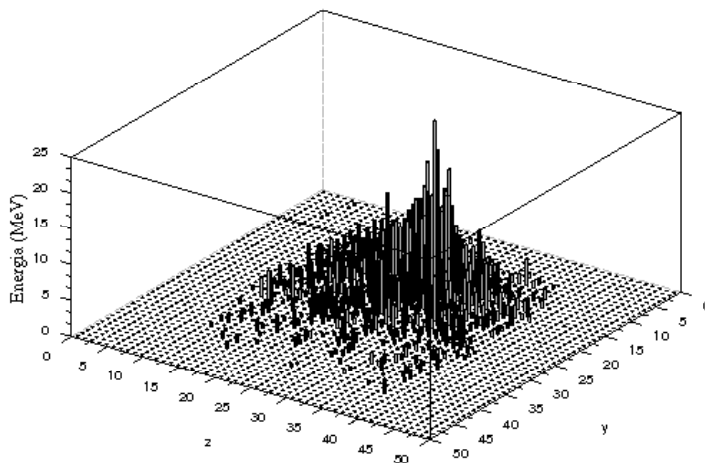


Figura 7.10 – Energia total depositada, devido a todas as partículas, quando a fonte encontra-se na posição lateral a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo xy. Análise da projeção yz.

eV) e unidirecional de nêutrons.

Percebe-se pelas figuras 7.13 e 7.14 que, apesar da fonte estar localizada externa-

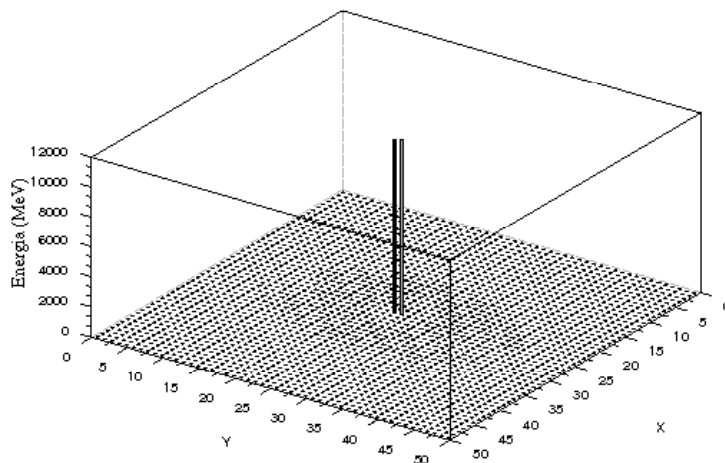


Figura 7.11 – Energia total depositada, devido a todas as partículas, quando a fonte encontra-se na posição interna a 1 mm do alvo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x.

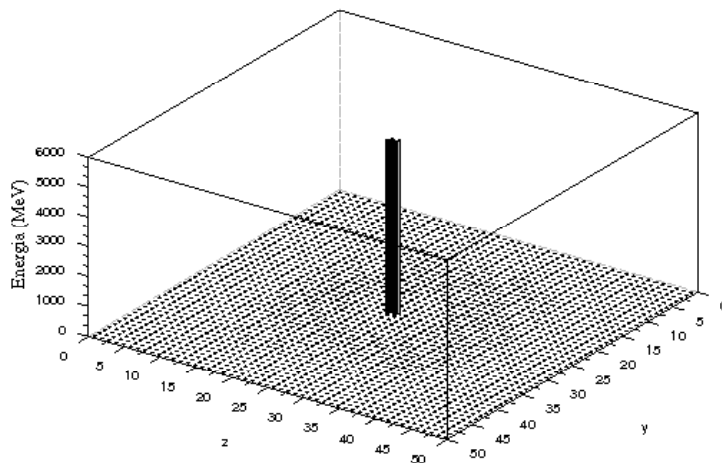


Figura 7.12 – Energia total depositada, devido a todas as partículas, quando a fonte encontra-se na posição interna a 1 mm do alvo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x. Análise da projeção yz.

mente e atravessar todo o corpo, a produção das partículas alfa ocorre apenas onde está localizado o Boro-10. Porém, ao compararmos à contribuição do depósito de energia quando

o feixe está localizado na posição antero posterior(7.13), observa-se que ocorre um decréscimo considerável do depósito de energia. Embora o número de nêutrons inicial é de 10000, a integral da região central é de $\simeq 10^2$, portanto resulta baixa eficiência.

Quando a fonte está localizada no interior do corpo, a energia referente as partículas alfa é completamente absorvida pelo alvo de Boro-10. Também observamos um bom aproveitamento do nêutrons.

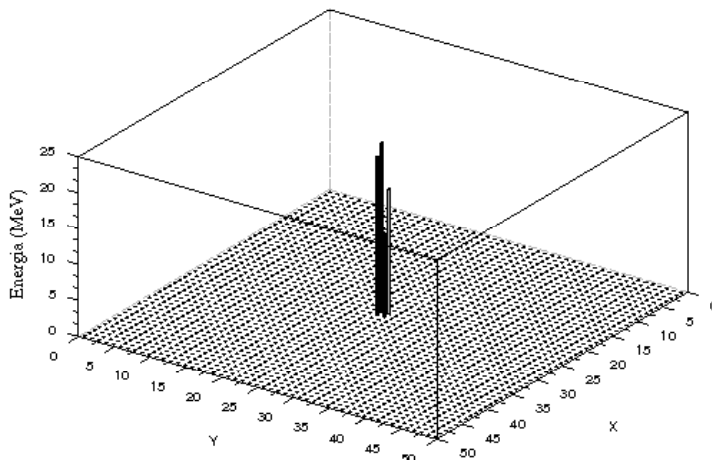


Figura 7.13 – Contribuição da energia total depositada, devido as partículas alfa, quando a fonte encontra-se na posição antero posterior a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x.

7.4 Distribuição de energia depositada devido aos elétrons

As figuras (7.16), (7.17), (7.18) e (7.19) mostram a distribuição de energia dos elétrons gerados através das interações de um feixe monoenergético($E_n = 0.0253$ eV) e unidirecional de nêutrons.

Observa-se a existência de uma grande distribuição de energia dos elétrons, praticamente em todo o corpo, porém, essa energia se torna desprezível, quando comparamos com a distribuição de energia total(Ver figuras 7.5, 7.7, 7.9 e 7.11). Em comparação com a energia das partículas alfa, a energia depositada nas regiões que não são de interesse para o tratamento, é da mesma ordem de grandeza que as partículas alfa.

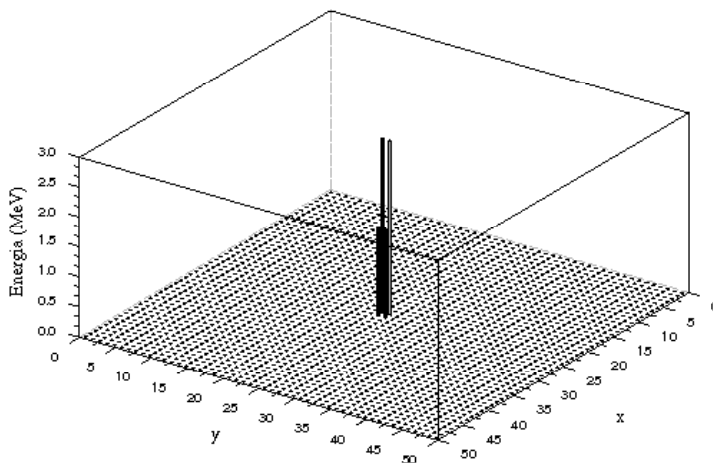


Figura 7.14 – Contribuição da energia total depositada, devido as partículas alfa, quando a fonte encontra-se na posição oblíqua ao corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo xy.

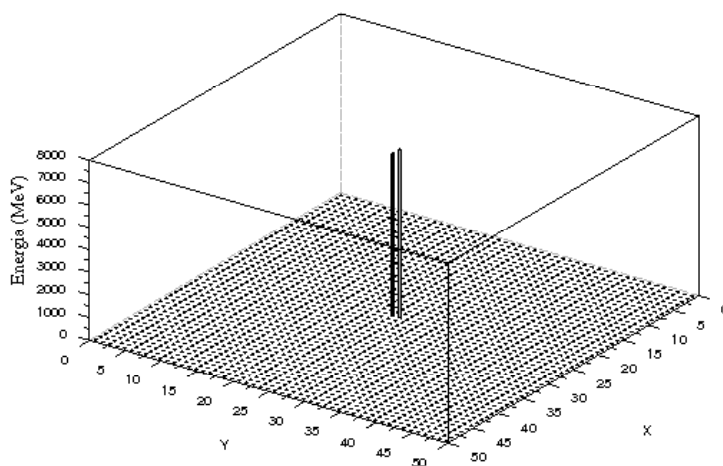


Figura 7.15 – Contribuição da energia total depositada, devido as partículas alfa, quando a fonte encontra-se no interior do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x.

Na figura (7.17) percebemos um depósito de energia na camada próxima a região de entrada dos nêutrons.

A figura (7.19) nos mostra que apesar da distribuição ser maior ao redor do centro, a dose é praticamente duas ordens de grandeza menor que a da partícula alfa.

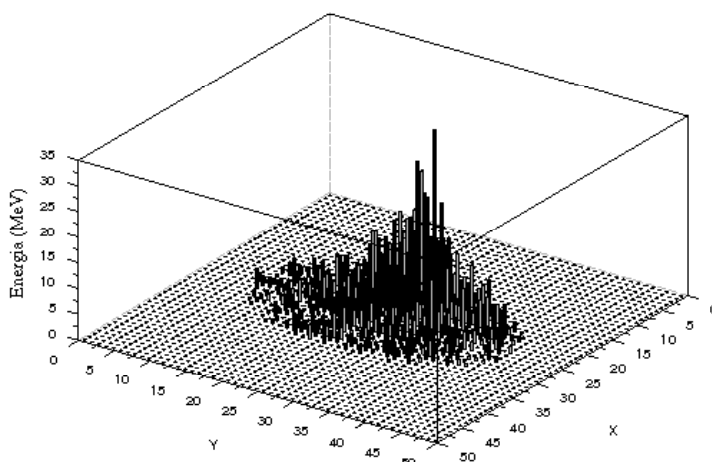


Figura 7.16 – Contribuição da energia total depositada, devido aos elétrons, quando a fonte encontra-se na posição anterior a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x.

7.5 Distribuição de energia depositada devido aos pósitrons

Quando o feixe foi posicionado lateralmente, oblíquamente e em frente ao corpo, percebemos uma distribuição da energia que foi depositada, em pontos específicos do corpo, e a maior concentração de formação dos pósitrons ocorre praticamente onde o feixe primário de nêutrons está se deslocando. Ressaltamos que a formação de pósitron não é resultado direto da interação dos nêutrons com o meio, e sim do efeito que nós definimos anteriormente como produção de pares.

Quando inserimos a fonte dentro do corpo, ainda possuímos produção de pósitrons, mas o depósito de energia fica restrito ao nosso alvo. Isso ocorre devido ao curto alcance dessas partículas.

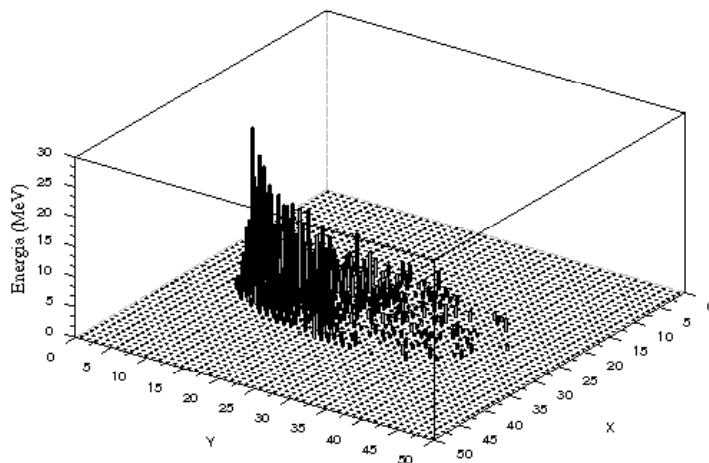


Figura 7.17 – Contribuição da energia total depositada, devido aos elétrons, quando a fonte encontra-se lateralmente, a 1 cm do corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo y.

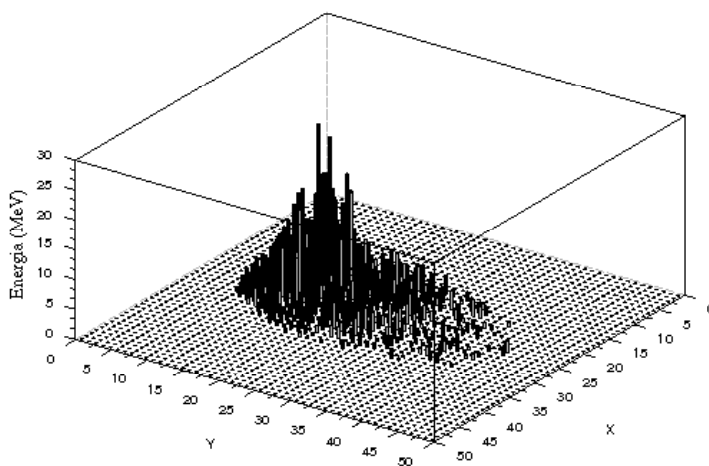


Figura 7.18 – Contribuição da energia total depositada, devido aos elétrons, quando a fonte encontra-se oblícuamente ao corpo e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo xy.

7.6 Distribuição de energia do ${}^7\text{Li}$

As figuras (7.20) e (7.21) apresentam a distribuição do depósito de energia do Lítio-7, produzidas na interação de um feixe monoenergético ($E_n = 0.0253$ eV) e unidirecional de

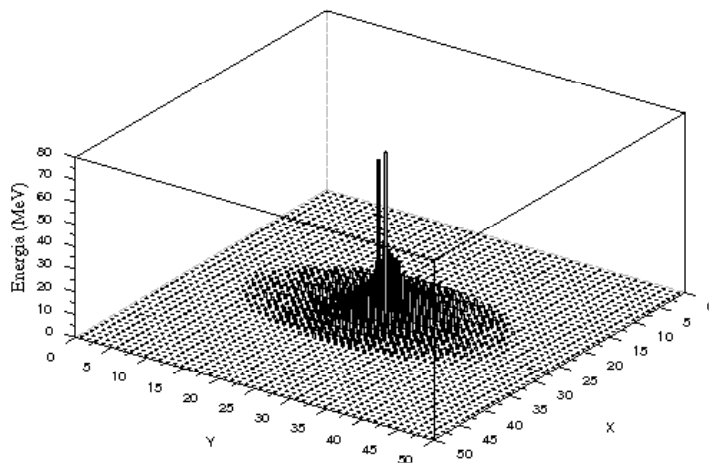


Figura 7.19 – Contribuição da energia total depositada, devido aos elétrons, quando a fonte encontra-se no interior do corpo, a 1 mm do alvo, e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x.

nêutrons.

Percebe-se pela figura 7.20 que, apesar da fonte estar localizada externamente e atravessar todo o corpo, a produção do Litio acontece onde está localizado o Boro-10, mesmo que exista uma pequena contribuição no centro, a ordem de grandeza é maior que a dos elétrons .

Quando o feixe está posicionado lateralmente, é perceptível que o feixe de nêutrons não interage com o alvo. Mas quando a fonte está localizada no interior do corpo, a energia referente ao Litio-7 é completamente absorvida pelo alvo de Boro-10. Assim sendo, verificamos que a contribuição é considerável. Os valores de deposição são aproximadamente metade comparados as alfa.

7.7 Distribuição de energia dos raios gama(γ)

Quando a fonte está localizada externamente, nas posições antero-posterior, lateral e oblíqua, não há depósito de energia no corpo. Mas quando a fonte está localizada no interior do corpo, obtemos um pequeno depósito de energia, que se torna desprezível, quando comparamos a deposição total.

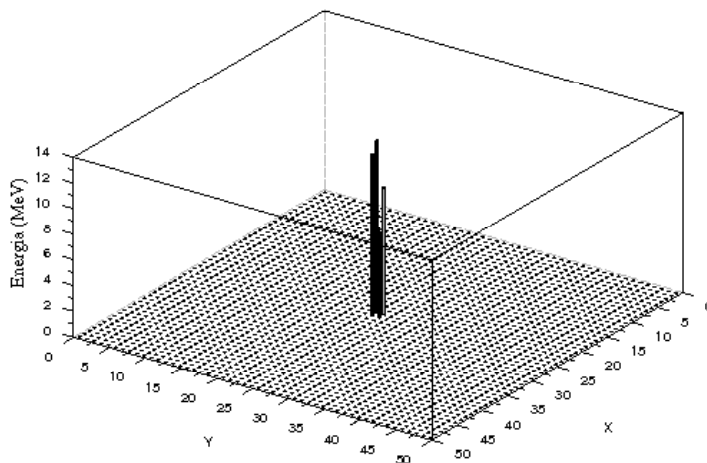


Figura 7.20 – Contribuição da energia total depositada, devido ao Litio-7, quando a fonte encontra-se na posição antero-posterior, a 1 cm do corpo, e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x.

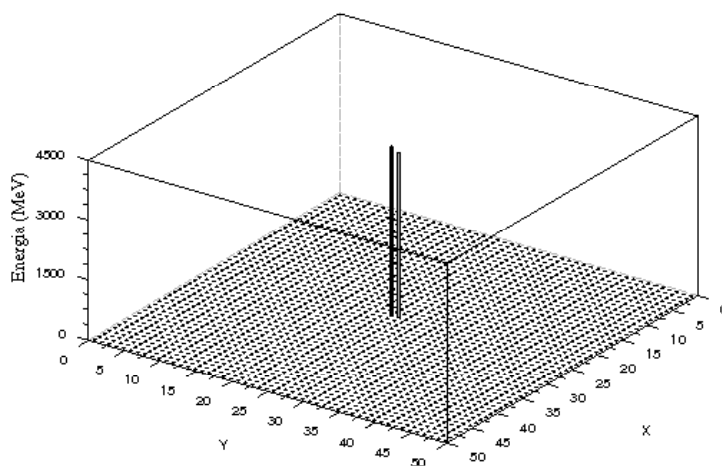


Figura 7.21 – Contribuição da energia total depositada, devido ao Litio-7, quando a fonte encontra-se no interior do corpo, a 1 mm do alvo, e com o feixe deslocando-se ao longo do eixo x.

7.8 Distribuição de energia dos prótons

Percebe-se através das simulações que, quando o feixe desloca-se do exterior em direção ao corpo, independente da posição inicial(antero-posterior, lateral e oblíqua), a distribuição de depósito da energia ocorre basicamente em regiões fora do corpo, através de processos de ionização. No interior do corpo, também ocorrem depósitos de energia, porém, em uma proporção bem menor.

Quando a fonte é colocada no interior do corpo, obtemos também produção de prótons, mas os depósitos de energia ficam restritos ao alvo.

7.9 Tabelas e Figuras representando as Contribuições de cada partícula

Nas tabelas, percebemos a frequência dos segmentos nas trajetórias no qual ocorreu deposição de energia, excluindo os nêutrons, pois esses não depositam energia diretamente.

Observa-se que a importância na terapia não é o número de partículas produzidas, mas o número de possíveis deposições de energia.

Tabela 7.1 – Número de passos por partícula (N_P) em que a partícula, potencialmente, pode fazer depósito de energia.

Partícula	N_P
Neutron	140036914184619
Próton	271539
Oxigênio - 16	140036916075898
Gama	140733193391368
Elétron	3800
Deutério	140033113721778
Oxigênio - 17	49
Lítio - 7	50
Alfa	140036915934994
Nitrogênio-14	140036916053474
Pósitron	8097311885
Carbono -15	140036916050579
Carbono -14	140036916052839

Tabela 7.2 – Número de passos por partícula (N_P) em que a partícula, potencialmente, pode fazer depósito de energia.

Partícula	N_P
Nêutron	140604760787987
Próton	258597
Oxigênio - 16	140604762692209
Gama	140733193391061
Deutério	2827
Elétron	140604344372241
Nitrogênio - 14	61
Oxigênio - 17	52
Carbono - 14	140604762552043
Pósitron	140604762670501
Lítio - 7	4713278597
Alfa	140604762667669
Carbono - 15	140604762669914
Boro - 11	140733745905394

Tabela 7.3 – Número de passos por partícula (N_P) em que a partícula, potencialmente, pode fazer depósito de energia.

Partícula	N_P
Nêutron	140400828903100
Oxigênio - 16	140733193408869
Próton	219986
Gama	140398185941480
Elétron	2226
Deutério	2424
Nitrogênio - 14	140400828536593
Oxigênio - 17	140400828655055
Carbono - 15	6937693314
Pósitron	140400828652183
Carbono - 14	140400828654428

Tabela 7.4 – Número de passos por partícula (N_P) em que a partícula, potencialmente, pode fazer depósito de energia.

Partícula	N_P
Nêutron	10302
Gama	139912854659840
Elétron	41189
Lítio - 7	9994
Alfa	139915110387180
Boro - 11	139915110495692
Deutério	6550838405
Boro - 10	139915110492824
Próton	139915110495291
Oxigênio - 16	140735583463295

8. CONCLUSÕES FINAIS

A BNCT ainda é uma forma de tratamento com uma variedade de questões em aberto, pois o sucesso da mesma, está correlacionado com o tipo de fonte que devemos usar, o posicionamento, tanto da fonte quanto da neoplasia ou ainda a energia da fonte que será utilizada. Pelo fato de estarmos trabalhando com um tipo recente de terapia para câncer de esôfago, essa foi uma das primeiras simulações realizadas nessa linha.

As simulações realizadas nas quatro posições, sendo três externas e uma interna, com um feixe de nêutrons colimado, nos mostrou que ocorre uma divergência do feixe quando essa fonte está posicionada no exterior. O mesmo efeito ocorre com nêutrons rápidos, pois necessitamos termalizar esses nêutrons antes da entrada do feixe no corpo, ou ainda, esses nêutrons são termalizados no próprio corpo. Assim, o depósito de energia quando a fonte está posicionada externamente, não nos apresenta características desejáveis, ou seja, pelo fato da distribuição da deposição de energia não ficar restrita ao alvo, ao invés de obtermos sucesso no tratamento, poderemos induzir novas neoplasias em locais indesejados.

Quando posicionamos a fonte internamente, ou seja, uma fonte com nêutrons térmicos, logo a frente do alvo, observamos um depósito de energia apenas na região do alvo. O motivo para a utilização de nêutrons térmicos vem da comparação entre as curvas da seção de choque do Boro, Hidrogênio e Oxigênio. Pela análise das três curvas, é perceptível o domínio do boro na faixa de energia térmica.

A simulação nos mostrou que o tratamento com fontes de nêutrons térmicos é promissora devido ao fato de enfatizar a deposição de energia na região do alvo, ou seja, minimizar a deposição de energia em regiões com células sadias.

Porém não existem fontes de nêutrons térmicos compactas para realizar o tratamento. No entanto, podemos pensar em conduzir nêutrons térmicos através de dutos com materiais reflexivos para nêutrons. Esse método não é impossível de ser realizado, pois existem laboratórios que utilizam essa tecnologia para conduzir nêutrons térmicos, produzidos em reatores, por centenas de metros.[Kennedy et al., 2002]

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Barrand, G., Binko, P., Donszelman, M., Johnson, A., and Pfeiffer, A., 2001, “**Abstract Interfaces for Data Analysis - Component architecture for data analysis tools**”, In *Proceedings of Computing in High Energy and Nuclear Physics*, Beijing, China.

Bitelli, T., 1982. “**Dosimetria e Higiene das Radiações**”. Editora do Grêmio Politécnico da USP, São Paulo, 1 edition.

Bodmann, B. E. J., 2009, “**Apostila para a disciplina de Introdução a Engenharia Nuclear I (ENG03062)-Versão V**”.

Cavalante, R. F., 2008, “**Estrutura da Atômica**”.

Center, N. N. D., 2009, “**ENDF Request**”.

CERN, 2007a, “**Geant4 User’s Guide for Application Developers – CERN**”, Disponível em <http://geant4.web.cern.ch>, Acesso em 10 de Janeiro de 2008.

CERN, 2007b, “**Physics reference manual**”, Disponível em <http://geant4.web.cern.ch>, Acesso em 10 de Janeiro de 2008.

CERN, 2007c, “**ROOT - An Oriented-Object analysis framework**”, Disponível em <http://root.cern.ch>, Acesso em 10 de Janeiro de 2008.

CNEN, 2001, “**Radioproteção e Dosimetria: Fundamentos**”, Florianópolis.

de Campos, T. P. R., 2000. “Considerações Sobre a Terapia de Captura de Nêutrons pelo Boro”, **Revista Brasileira de Cancerologia**, vol. 46(3), pp. 283–292.

FreeHep, 2007a, “**JAS (Java Analysis Studio)**”, Disponível em <http://jas.freehep.org>, Acessado em 10 de Janeiro de 2008.

FreeHep, 2007b, “**WIRED**”, Disponível em <http://wired.freehep.org/>, Acessado em 10 de Janeiro de 2008.

Hall, E. J., 2000, “**Radiobiology for the Radiologist**”, chapter Alternative Radiation Modalities, pages 419–431. Lippincott Williams & Wilkins, Philadelphia, 5 edition.

INCA, 2007, “**Estimativas para novos casos de Câncer no ano de 2008**”, Disponível em <http://www.inca.gov.br>, Acessado em 5 maio, 2008.

INCA, 2008a, “**O câncer**”, Disponível em <http://www.inca.gov.br>, Acessado em 5 maio, 2008.

INCA, 2008b, “**O câncer de esôfago**”, Disponível em <http://www.inca.gov.br>, Acessado em 20 maio, 2008.

Kennedy, S. J., Hunter, B. A., Mezei, F., and Rosta, L., 2002. “Design of neutron-guide systems at the Australian replacement research reactor”, **Appl. Phys. A 74 [Suppl.]**, vol. ?, pp. S40–S42.

Krindges, Â. B. and Orengo, G., 2007. “An Anatomical Model in axial cut of the esophagus for studies and simulation of the neutrons transport to use in BNCT”, **Disciplinarium Scientia**, vol. 27.

Krindges, Â. B., Orengo, G., Battistel, O. L., and de Oliveira Graça, C., 2006, “**Simulação de transporte de nêutrons, em meio aquoso, visando estudos sobre BNCT**”, In *Proceedings of XI Congresso de Física Médica*, Ribeirão, São Paulo – Brasil. ABFM.

Kullberg, E. B., 2003. “**Tumor Cell Targeting of Stabilized Liposome Conjugates**”, PhD thesis, Uppsala University, Uppsala, Sweden.

Leo, W. R., 1987. “**Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments**”. Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1 edition.

Nigg, D. W., 2003. “Computational Dosimetry and Treatment Planning Considerations for Neutron Capture Therapy”, **Journal of Neuro-Oncology**, vol. 62, pp. 76–86.

Orengo, G. and et al., 2007, “**Proposta de dispositivo gastroesofágico com fonte de califórnio-252 para tratamento de câncer de esôfago com BNCT**”, In *In: SEPE XI. Anais do XI Simpósio de Ensino, Pesquisa e Extensão*, Santa Maria, RS – Brasil. UNIFRA.

Podgorsak, E. B., 2005, “**Radiation Physics for Medical Physicists**”, chapter Interactions of Neutron with matter, pages 169–262. Springer, São Paulo, 1 edition.

Tauhata, L., Salati, I. P., di Prinzio, R., and di Prinzio, A., 1999. “**Radioproteção e Dosimetria Fundamentos**”. CNEN, Rio de Janeiro.

USP, 2001, “**Efeitos Biológicos da radiação - Dosimetria**”, Disponível em <http://www.fcf.usp.br>, Acessado em 15 de Agosto de 2008.