



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"

Guilherme Franco Inocente

Estudo da Contribuição do Espalhamento
Nuclear não Elástico de Prótons na Dose
Depositada em Alvos com Composição
Homogênea.

Botucatu
2009

Guilherme Franco Inocente

Estudo da Contribuição do Espalhamento
Nuclear não Elástico de Prótons na Dose
Depositada em Alvos com Composição
Homogênea.

Monografia apresentada ao
Instituto de Biociências,
Universidade Estadual Paulista
"Júlio de Mesquita Filho",
Campus de Botucatu, para
obtenção do título de Bacharel
em Física Médica.

Orientador: Prof. Dr. Joel Mesa Hormaza

Botucatu
2009

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA SEÇÃO TÉCNICA DE AQUISIÇÃO E TRATAMENTO DA INFORMAÇÃO
DIVISÃO DE BIBLIOTECA E DOCUMENTAÇÃO - CAMPUS DE BOTUCATU - UNESP
BIBLIOTECÁRIA RESPONSÁVEL: SELMA MARIA DE JESUS

Inocente, Guilherme Franco.

Estudo da contribuição do espalhamento nuclear não elástico de prótons na dose depositada em alvos com composição homogênea / Guilherme Franco Inocente. - Botucatu [s.n], 2009.

Trabalho de conclusão (bacharelado – Física médica) – Universidade Estadual Paulista, Instituto de Biociências de Botucatu, 2009

Orientador: Joel Mesa Hormaza

1. Radioterapia 2. Prótons 3. Tomografia

Palavras-chave: Interação próton - matéria; Método de Monte Carlo; Protonterapia; Tomografia com feixe de prótons

Agradecimentos

Para aqueles que acreditaram e continuam acreditando na minha pessoa, que depositaram confiança e esperança na formação de um cidadão de bem e de caráter.

Primeiramente agradeço a Deus, não o deus católico, protestante ou judeu, mas a força que move o Universo e nos dá o privilégio de viver.

A minha imensa gratidão aos meus familiares que sempre estiveram do meu lado, nos momentos mais difíceis e nas horas de alegria, compartilhando minhas conquistas. À mamãe Raquel, ao papai Vanderlei, ao meu irmão Daniel, ao avô Edmur e ao avô José, *in memoriam*, à avó Elza e à avó Ilíria. Ao tio Ricardo, à tia Vera, às primas Fernanda e Beatriz, ao tio Renato e a tia Aparecida Djalma pelas suas orações.

As amizades que serão levadas para o resto da vida, Danilo (biba), Milton (fagner), Ivan (tonho), Glauco (bozo), Vander (dimerda), Antônio (bizonho), Maurício (balanga), Juliana (azulão), Káthia (mantissa), Milena (trabuco), Letícia (skalar), Paulo (sunga), Betânia (tucupi). Aos colegas da República Google e da III Turma de Física Médica da UNESP Botucatu.

Aos professores Paulo Mancera, Ney Lemke, Roberto Fernandez, Claudia Pellizon e José Ricardo. Aos companheiros do laboratório de biofísica e bioinformática computacional (LBBC) pelos momentos de descontração, que não foram poucos, e pela amizade.

Um agradecimento especial ao professor Joel Mesa que foi mais que um orientador, acima de tudo um amigo, que teve paciência e compreensão durante a iniciação científica e me ajudou a crescer profissionalmente.

Agradeço também ao CNPq pelo apoio financeiro na realização dessa pesquisa.

Aos que passaram, aos que passam e aos que um dia passarão.

"Tudo neste mundo tem uma resposta. O que leva é tempo para se formular as perguntas."

José Saramago

RESUMO

Devido à diferença entre processos físicos de interação com a matéria para prótons e fótons, a tomografia com feixe de prótons (pCT) tem algumas vantagens em comparação com a tomografia convencional. A pCT permite não somente visualizar a estrutura interna de um objeto sem destruí-lo, mas também medir diretamente a distribuição de densidade volumétrica dos elétrons. Essa característica é muito significativa para algumas aplicações, por exemplo, o planejamento em radioterapia. Também está confirmado de modo geral que a pCT tem uma melhor utilização de dose e mais alta resolução em contraste. Ao mesmo tempo, existem ainda muitos aspectos científicos e técnicos para um estudo profundo: as capacidades e as limitações do método pCT não são bem esclarecidas.

Através de cálculos computacionais, baseados no Método de Monte Carlo, foi realizado um estudo detalhado da contribuição do espalhamento nuclear não-elástico, bem como a influência de partículas secundárias (contribuição de prótons secundários na dose depositada), e junto foi comparado um modelo analítico para o ângulo de deflexão e a deflexão lateral do próton no volume alvo.

Os programas utilizados foram o código SRIM 2006 e o código MCNPX v.2.50.

Palavras-chave

Interação próton – matéria; protonterapia; tomografia com feixe de prótons; Método de Monte Carlo

ABSTRACT

Due the differences between interaction physics process with matter for protons and photons, the proton beam tomography (pCT) has some vantages to comparison with conventional tomography. Also it is confirmed that usually pCT has better dose distribution and highest contrast resolution. The pCT allow not only view the internal structure of an object without destroying it, but also directly measure of volume density of electrons.

Also it is confirmed that usually pCT has better dose distribution and highest contrast resolution. At the same time, there are many scientific and technical aspects to a detailed study: the capacity and limitations of the pCT methods are not well clarified.

Through computations, based on Monte Carlo Method was carried out a detailed study of the contribution of non-elastic nuclear spreading, and together was compared with an analytical model for the deflection angle and the lateral deflection of protons in the target volume.

The programs used were SRIM 2006 code and MCNPX v.2.50 code.

Keywords

Interaction proton – matter; protontherapy; proton beam computed tomography; Monte Carlo Method.

ÍNDICE	
Agradecimentos	5
RESUMO	6
ABSTRACT	7
1. INTRODUÇÃO	8
1.1 Motivação.....	8
1.2 Histórico	9
2.OBJETIVOS.....	12
3.TEORIA.....	13
3.1 Interação do próton com a matéria.....	13
3.1.1 <i>Stopping Power</i>	13
3.1.2 Interações Nucleares Inelástica.....	14
3.1.3 Dose Depositada – Pico de Bragg	15
3.2 Códigos de Simulação Computacional	15
3.2.1 Método de Monte Carlo.....	15
3.2.2 Código SRIM 2006	16
3.2.3 Código MCNPX v.2.50.....	17
4.METODOLOGIA.....	17
4.1 Cálculos computacionais.....	17
4.2 Cálculo analítico.	18
5.RESULTADOS e DISCUSSÃO	21
6.CONCLUSÃO	25
7.PESPECTIVAS e TRABALHOS FUTUROS.....	27
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	28
APÊNDICES	30
Apêndice A – Input MCNPX.....	30
Apêndice B – Código do Mathematica 7.0.....	32
Apêndice C - Trabalhos Apresentados em Congressos.....	33

Lista de Figuras

Figura 1: Comparação entre deposição de energia (dose relativa) para fótons e prótons. (SMITH, 2006).....	8
Figura 2: Centros de protonterapia no Mundo e pessoas que já foram tratadas. (TSUJII, 2009)	12
Figura 3: Deposição de dose para prótons em relação a profundidade para as energias de 50 MeV, 150 MeV e 200 MeV. (JONES, 2006).....	15
Figura 4: Cilindro total, considerado para os cálculo, e fatias de 0,5 cm exemplificando o procedimento realizado para as simulações.....	17
Figura 5: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para o cosseno do ângulo de deflexão para um feixe de prótons com energia de 150 MeV.....	22
Figura 6: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para a deflexão lateral para um feixe de prótons com energia de 150 MeV.	22
Figura 7: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para o cosseno do ângulo de deflexão para um feixe de prótons com energia de 180 MeV.....	22
Figura 8: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para a deflexão lateral para um feixe de prótons com energia de 180 MeV.	22
Figura 9: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para o cosseno do ângulo de deflexão para um feixe de prótons com energia de 230 MeV.....	23
Figura 10: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para a deflexão lateral para um feixe de prótons com energia de 230 MeV.	23
Figura 11: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para o cosseno do ângulo de deflexão para um feixe de prótons com energia de 250 MeV.....	23
Figura 12: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para a deflexão lateral para um feixe de prótons com energia de 250 MeV.	23
Abaixo, observamos pelos gráficos 13 e 14, a relação como o próton perde energia em função da profundidade, para a água, pelos dois códigos de simulação computacional.....	23
Figura 13: Comportamento da energia em função da profundidade, considerando as eergias iniciais de 150, 200, 230 e 250 MeV, calculado pelo código SRIM 2006.	24
Figura 14: Comportamento da energia em função da profundidade, considerando as eergias iniciais de 150, 200, 230 e 250 MeV, calculado pelo código MCNPX.....	24
Figura 15: Dose relativa em função da profundidade (pico de Bragg), calculada pelo SRIM e MCNPX, para as energias de 100, 150 e 200 MeV.	25

1. INTRODUÇÃO

1.1 Motivação

Quando feixes de prótons interage com a matéria eles depositam energia que são caracterizados pela quantidade relativamente baixa de dose nas regiões próximas a sua trajetória, no entanto, próximo ao alcance máximo do próton, determinado pela energia inicial, a dose aumenta abruptamente para um pico e depois cae praticamente a zero. Este comportamento é mostrado na figura 1, e é denominado curva de Bragg. No entanto, a alta dose da radiação ionizante pode ser concentrada no tumor, não excedendo a tolerância de dose para tecidos normais, e não haverá deposição de dose nos tecidos sadios ao redor do tumor.

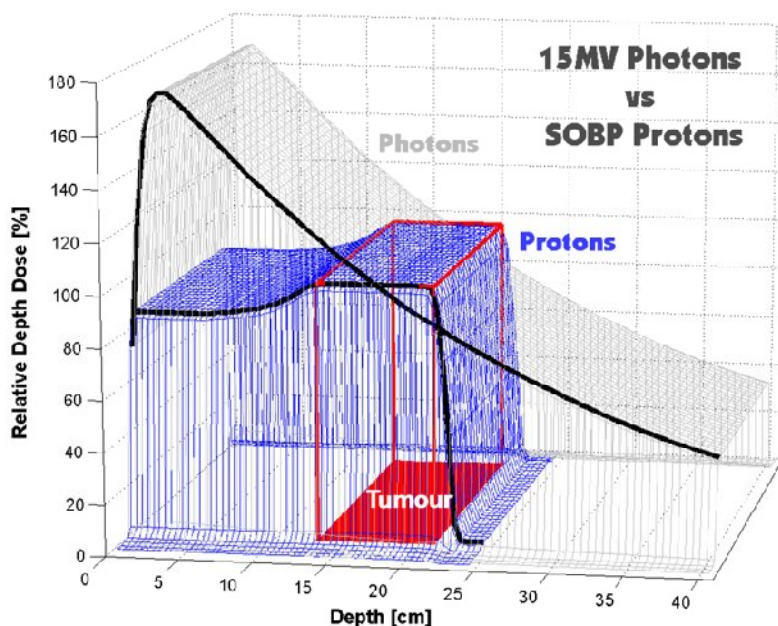


Figura 1: Comparação entre deposição de energia (dose relativa) para fótons e prótons. (SMITH, 2006)

O futuro para a protonterapia é muito promissor. A melhor distribuição de dose com feixe de prótons, comparado com fótons, permite um aumento da dose depositada no volume alvo, no controle do local e na sobrevida livre da doença. também, reduzirá a dose em órgãos e tecidos não envolvidos (dito sadios), resultando na redução de morbidade e melhor qualidade de vida, especialmente em pacientes pediátricos. Isto

também permitirá aumentar a intensidade e melhorar o tratamento complacente para quimioterapia quando usado concomitantemente com radioterapia.

As mudanças para a protonterapia incluem:

- O uso otimizado de feixe de prótons. Usado inapropriadamente, ou sem otimização própria, a distribuição de dose de prótons pode ser não melhor, ou até pior, que aquela usada para tratamentos de intensidade modulada de fótons.
- A redução de custos da protonterapia.
 - A maior parte dos custos em protonterapia é fixa, portanto a protonterapia pode ser mais eficiente e mais pacientes podem ser tratados e os custos fixos pode ser dividido entre um grande número de pacientes.
- A otimização da eficiência da IMTP (Intensity Modulated Proton Therapy). A IMTP resultará, como já mencionado, em uma melhor distribuição de dose e menos neutrons serão produzidos do que quando técnicas passivas de espalhamento eram usadas. No entanto, pode ser difícil tratar pacientes com o método IMPT no mesmo tempo requerido para a técnica utilizada, e portanto, menos pessoas serão tratadas.
- A quantificação da EBR de prótons para tumores específicos e tecidos saudáveis. Isto permitirá a otimização da dose biológica e melhorar os resultados dos tratamentos.
- Conduzirá investigações clínicas para doenças que ainda não foram tratadas para um resultado melhor usando feixe de prótons.
- treinamento de médicos, físicos, terapeutas e dosimetristas em protonterapia. Há um número pequeno de pessoas experientes nesta área. (SMITH, 2006)

1.2 Histórico

A ideia do projeto da pCT surgiu da iniciação de tratamentos de câncer com partículas carregadas. A protonterapia, hoje já difundida em países do hemisfério norte, tem como base para o planejamento, o uso da tomografia computadorizada com feixe de raios-X. Sabe-se que o uso da CT não indica corretamente o planejamento da protonterapia. Para isso há uma concentração de estudos para viabilizar algoritmos

de reconstrução de imagens para um tomógrafo com feixe de prótons. A imagem realizada com pCT usada na protonterapia garantirá melhor acurácia e melhor precisão no planejamento do tratamento.

Em 1946, Robert Wilson sugeriu que os prótons poderiam ter um papel importante na terapia do câncer devido a sua vantajosa distribuição de dose (Pico de Bragg). Wilson também propôs vários outros conceitos inovadores que foram utilizados posteriormente nos feixes de protonterapia, incluindo o uso da modulação gama para a superposição dos picos de Bragg (SOBP).

Em 1930, Ernest Lawrence desenvolveu um ciclotron na Universidade da Califórnia no laboratório “Lawrence Berkeley” (LBL), ganhando o Premio Nobel por este trabalho em 1939. O primeiro uso de feixes de prótons para tratamentos em seres humanos foi realizado por C. A. Tobias, junto com J. H. Lawrence, dentre outros no ciclotron do LBL em meados da década de 1950. Eles trataram a hipófise com feixes que passaram inteiramente através do cérebro, utilizando técnicas para localizar o Pico de Bragg no alvo. (TOBIAS, H., *et al.*, 1958) O grupo do LBL começou a utilizar o ciclotron para acelerar íons de Hélio para o tratamento de câncer em 1957 e tratou doentes com este acelerador até 1992.

Nos finais dos anos 50, B. Larson e L. Leksell trabalharam no Instituto de Gustaf Werner, em Uppsala na Suécia, desenvolvendo técnicas de radiocirurgia para o tratamento de tumores cerebrais utilizando feixes de prótons. (LARSON, LEKSEL, *et al.*, 1958) Eles foram os primeiros a utilizar a modulação gama para formar uma região uniforme de dose ao longo do trajeto dos prótons (um SOBP) e a usar a digitalização do feixe para produzir grandes campos no tratamento da dimensão lateral.

Em 1961, o Dr. Ray Kjellberg, um neurocirurgião do Hospital Geral de Massachusetts (MGH), começou a tratar pequenos alvos intra-cranianos com 13 técnicas radiocirúrgicas no ciclotron do laboratório de Harvard (HCL) em Cambridge, MA. (KJELLBERG, SWEET, *et al.*, 1962)

No final dos anos 60, Koehler mostrou que com objetos de seção transversal retangular com espessura aproximadamente igual ao caminho percorrido por um feixe de prótons incidente de 160 MeV, poder-se-ia produzir filmes radiográficos com prótons, obtendo-se contraste muito superior aos filmes radiográficos tomados sob condições similares.

Na tomografia computadorizada, alguns experimentos se seguiram para demonstrar que a perda de energia dos prótons poderia ser usada para medir as projeções de poder de freamento (*stopping power*) de um objeto sob análise, além das vantagens em termos de dose no uso de prótons.

Na década de 70, três grandes projetos voltados ao desenvolvimento de terapia com partículas carregadas começaram a trabalhar conjuntamente: MGH / HCL programa de protonterapia em Boston / Cambridge, Massachusetts; LBL / UCSF programa de terapia com íons pesados no Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California; UNM / LAMPF programa de terapia com pi-meson (pion) negativo, no Laboratório Los Alamos National no Novo Mexico.

A possibilidade da pCT foi mostrada primeiramente no trabalho de Cormack e Koehler em 1976. Neste trabalho, eles conseguiram demonstrar experimentalmente que é possível reconstruir diferenças de densidade de 0,5% com acurácia razoável. Este trabalho teve continuidade nos Estados Unidos. Hanson et al., obtiveram a primeira imagem tomográfica reconstruída utilizando-se feixe de prótons. (HANSON et al., 1978) Também um procedimento experimental foi realizado para comparar as características de raios-X e prótons em scanners TC.

Nos finais dos anos 80 e na década de 90, houve diversas atividades em protonterapia ao redor do mundo com importantes programas. O primeiro hospital especificamente voltado para protonterapia foi construído nos EUA na Loma Linda Medical Center University (LLMCU), na Califórnia, no final dos anos 1980, e o tratamento a pacientes começou em 1990. (SMITH, 2006). Nos dias atuais, existem várias instalações para terapia com prótons e partículas (figura 02). Ao redor de 58 mil pacientes já foram tratados utilizando a protonterapia (TSUJII, 2009).

Patient Statistics (for the facilities in operation end of 2008):

WHERE		WHAT	FIRST PATIENT	PATIENT TOTAL	DATE OF TOTAL	
Canada	Vancouver (TRIUMF)	p	1995	137	Dec-08	ocular tumors only
China	Wanjie (WPTC)	p	2004	767	Dec-08	
England	Clatterbridge	p	1989	1803	Dec-08	ocular tumors only
France	Nice (CAL)	p	1991	3690	Dec-08	ocular tumors only
France	Orsay (CPO)	p	1991	4497	Dec-08	3676 ocular tumors
Germany	Darmstadt (GSI)	C ion	1997	384	Oct-07	
Germany	Berlin (HMI)	p	1998	1227	Dec-08	
Italy	Catania (INFN-LNS)	p	2002	151	Dec-07	ocular tumors only
Japan	Chiba (HIMAC)	C ion	1994	4504	Feb-09	
Japan	Kashiwa (NCC)	p	1998	607	Dec-08	
Japan	Hyogo (HIBMC)	p	2001	2033	Dec-08	
Japan	Hyogo (HIBMC)	C ion	2002	454	Dec-08	
Japan	Tsukuba (PMRC, 2)	p	2001	1367	Dec-08	
Japan	WERC	p	2002	56	Dec-08	
Japan	Shizuoka	p	2003	692	Dec-08	
Korea	Ilsan, Korea	p	2007	330	Dec-08	
Russia	Moscow (ITEP)	p	1969	4024	Dec-07	
Russia	St. Petersburg	p	1975	1327	Dec-07	
Russia	Dubna (JINR, 2)	p	1999	489	Dec-08	
South Africa	iThemba LABS	p	1993	503	Dec-08	
Sweden	Uppsala (2)	p	1989	929	Dec-08	
Switzerland	Villigen PSI (72 MeV-Optis)	p	1984	5076	Dec-08	ocular tumors only
Switzerland	Villigen PSI (230 MeV)	p	1996	426	Dec-08	
CA., USA	UCSF - CNL	p	1994	1113	Dec-08	ocular tumors only
CA., USA	Loma Linda (LLUMC)	p	1990	13500	Dec-08	
IN., USA	Bloomington (MPRI, 2)	p	2004	632	Dec-08	
MA., USA	Boston (NPTC)	p	2001	3515	Oct-08	
TX, USA	Houston	p	2006	1000	Dec-08	
FL, USA	Jacksonville	p	2006	988	Dec-08	
				56221	Total	
				thereof	5342 C-ions	
					50879 protons	

Figura 2: Centros de protonterapia no Mundo e pessoas que já foram tratadas. (TSUJII, 2009)

2.OBJETIVOS

Calcular a deflexão do ângulo e a deflexão lateral do próton com os códigos SRIM e MCNPX, baseados no Método de Monte Carlo, e comparar com um formalismo analítico baseado na teoria de Rutherford para baixos ângulos.

Calcular a deposição da energia em função da profundidade e comparar os resultados obtidos através da simulação de Monte Carlo , com os códigos SRIM e MCNPX.

3. TEORIA

3.1 Interação do próton com a matéria.

3.1.1 Stopping Power

O comportamento de partículas com carga ze e massa M_1 passando por um material é diferente do comportamento de fótons.

A partícula carregada possui seção de choque maior que o fóton, por isso, o número de partículas não atenuadas decai a zero quase imediatamente.

Cada interação, geralmente causa um único decréscimo na energia da partícula, e por isso é conveniente rastrear a partícula por toda a trajetória traçada.

É conveniente determinar o quanto de energia a partícula carregada perde por unidade de comprimento, o *stopping power*. O *stopping power* é o valor esperado da quantidade de energia cinética T perdida pela partícula por unidade de comprimento (Jm^{-1}). O *stopping power* de massa é o *stopping power* dividido pela densidade do material alvo e é análogo ao coeficiente de atenuação de massa.

$$S = -\frac{dT}{dx}, \quad \frac{S}{\rho} = -\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \quad (1)$$

No processo de perda de energia, a partícula interage com o átomo-alvo. A partícula perde energia W , que se torna energia cinética ou energia de excitação interna (ionização do átomo).

Se os átomos no material forem independentes, a seção de choque por átomo para uma interação que resulta na perda de energia entre W e $W+dW$ é dada por $(d\sigma/dW)dW$.

A probabilidade da partícula perder uma grande quantidade de energia entre W e $W+dW$, enquanto percorre um comprimento dx , de um material de número de massa A e densidade ρ , é:

$$P = \frac{\bar{n}}{N} = \frac{N_A \rho}{A} dx \frac{d\sigma}{dW} dW \quad (2)$$

A energia média perdida é:

$$dT = \frac{N_A \rho}{A} dx \int_0^{W_{\max}} W \frac{d\sigma}{dW} dW \quad (3)$$

E o *stopping power* de massa é:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{N_A}{A} \int_0^{W_{max}} W \frac{d\sigma}{dW} dW \quad (4)$$

Essa integral é comumente chamada de seção de choque de parada (*stopping cross section*). (HOBIE e ROTH, 2006)

O *stopping power* foi descrito como interações de partículas com alvos de elétrons, S_e . Há uma outra contribuição importante para o *stopping power* que vem da interação da partícula com o núcleo alvo, S_n . Isto é também possível para a perda de energia que envolve a radiação do fóton, assim, tem-se o *stopping power* radioativo, S_r . Sendo estes processos independentes, o número total do *stopping power* e da seção de choque é a soma dos três termos:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{S_e}{\rho} + \frac{S_n}{\rho} + \frac{S_r}{\rho} \quad (5)$$

$$\frac{d\sigma}{dW} = \left(\frac{d\sigma}{dW}\right)_e + \left(\frac{d\sigma}{dW}\right)_n + \left(\frac{d\sigma}{dW}\right)_r$$

Para comparar estes processos, precisa-se considerar a máxima energia transferida, assim como a probabilidade relativa de cada processo.

É importante salientar que em nenhum desses *stopping powers* os processos inelásticos nucleares são levados em conta.

3.1.2 Interações Nucleares Inelástica

A interação nuclear de prótons energéticos é constituída de muitos processos complexos com as partículas que compõem o núcleo.

Cada um destes processos tem que ser profundamente compreendidos a partir das interações elementares (interação próton-nucleon, produção, absorção e reabsorção de píons, excitação e decaimento de ressonâncias etc).

Se considerarmos a composição padrão dos organismos vivos, nela certamente aparecem com maior abundância aqueles elementos que constituem o chamado CHONP (Carbono, Hidrogenio, Oxigênio, Nitrogenio e Fósforo) além de outros como o Cálcio.

É importante salientar que do ponto de vista de tratamento, e para irradiar tumores em profundidade, as energias necessárias para o feixe de prótons estão no intervalo entre 70 e 250 MeV. (SELTZER, 1993)

3.1.3 Dose Depositada – Pico de Bragg

A velocidade de partículas pesadas carregadas (elétrons são considerados como luz) é reduzida conforme elas vão aprofundando através dos tecidos. A probabilidade da interação causar ionização aumenta conforme a velocidade diminui, então um pico de dose ocorre em uma profundidade proporcional a energia de entrada das partículas. William Bragg, um físico britânico, descreveu este fenômeno a 100 atrás.

A posição do pico de Bragg depende da energia inicial das partículas bem como o número de massa e a carga. Este comportamento pode ser visto através da figura XX que mostra que o intervalo de energia para tratamento clínico deve ser ao menos de 200 MeV no caso de prótons. (JONES, 2006)

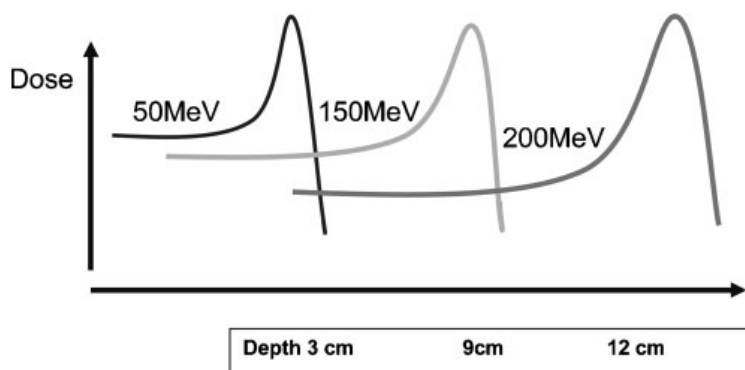


Figura 3: Deposição de dose para prótons em relação a profundidade para as energias de 50 MeV, 150 MeV e 200 MeV. (JONES, 2006)

3.2 Códigos de Simulação Computacional

3.2.1 Método de Monte Carlo.

O Método de Monte Carlo pode ser usado para, teoricamente duplicar um processo estatístico (como a interação das partículas nucleares com materiais) e é particularmente usado para problemas complexos que não podem ser modelados por

códigos computacionais que usam métodos determinísticos. Os eventos probabilísticos individuais que compreendem o processo são simulados sequencialmente.

A distribuição de probabilidade que governa esses eventos são estatisticamente amostrado para descrever o fenômeno total. Em geral, a simulação é realizada em um computador digital porque o número de ensaios necessários para descrever adequadamente o fenômeno é usualmente muito grande (extenso). O processo estatístico de amostragem é baseado na seleção de números randômicos - analogamente aos jogos de dados ou de azar em cassinos - daí o nome "Monte carlo" – cidade do principado de Mônaco famosa por seus cassinos.

Em transporte de partículas, a técnica de Monte carlo é pré-eminentemente realístico (um experimento numérico). Isto, consiste em na verdade, seguir cada uma das partículas de uma fonte desde sua saída até sua “morte” em qualquer categoria terminal (absorção, escape etc). A distribuição probabilística é amostrada randomicamente usando transporte de dados para determinar a saída da cada passo de sua trajetória. (WATERS, 2002)

Aplicações:

- O método de Monte Carlo simula qualquer processo cujo andamento dependa de variáveis aleatórias
- Resolve problemas matemáticos através de modelos probabilísticos artificiais. Pode ser aplicado em física de altas energias (astrofísica), dinâmica populacional, em física médica (radioterapia) e outros.

3.2.2 Código SRIM 2006

O programa SRIM 2006 (ZIEGLER, 1999) agrupa um conjunto de rotinas que calculam o poder de parada (*stopping power*) e o alcance de íons na matéria, mediante uma formulação mecânico quântica das interações íon (feixe)-átomo (alvo). Este cálculo tem sido aprimorado através do emprego de algoritmos estatísticos de otimização.

3.2.3 Código MCNPX v.2.50

O MCNPX (BRIESMEISTER, 2000), desenvolvido em Los Alamos National Laboratory (LANL), é um código de simulação de Monte Carlo em 3-D para o transporte de radiação na matéria, com uma grande variedade de opções de dados de entrada, capaz de processar a trajetória de 34 tipos diferentes de partículas e /ou íons num extenso intervalo de energias. Ele emprega as bases de dados das bibliotecas avaliadas disponíveis até o momento atual assim como diferentes modelos físicos para suprir a falta destes dados.

O código foi desenvolvido em FORTRAN90 e pode ser compilado tanto em todas as plataformas LINUX ou UNIX, como em WINDOWS, sendo possível a implementação do processamento paralelo com PVM ou MPI. Todas estas características fazem deste código uma ferramenta muito conveniente e poderosa no campo da proteção radiológica, modelagem de instalações nucleares, detectores e blindagem de radiação.

4.METODOLOGIA

4.1 Cálculos computacionais.

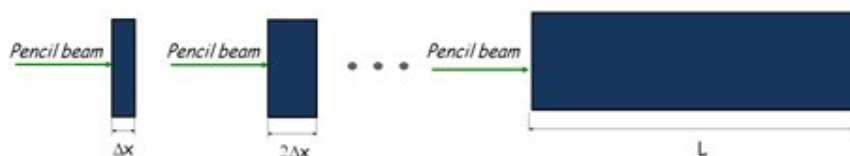


Figura 4: Cilindro total, considerado para os cálculos, e fatias de 0,5 cm exemplificando o procedimento realizado para as simulações.

SRIM

O intervalo de energia estudado foi de 150 a 250 MeV. Os cálculos foram implementados para uma geometria plana, formato cilíndrico, como mostra a figura acima. O tamanho máximo da estrutura foi de 20 cm, e as medidas foram realizadas em fatias de 0,5 cm. Para cada simulação era discriminado o número de 50000 histórias de prótons, e com isso obter um erro razoável. O tempo médio para cada simulação gira em torno de 2 a 3 horas.

MCNPX

As mesmas considerações iniciais do SRIM foram feitas para o MCNPX. Como esse programa leva em consideração todos os tipos de interação do próton com a matéria, e levando em conta obter menor erro estatístico, o número de histórias de entrada para prótons foi de 10^7 . O tempo médio para cada simulação girou em torno de 3 a 4 horas.

Para a limpeza dos dados e análise estatística, bem como a confecção dos gráficos, foram utilizados os programas Origin e Matlab.

Primeiramente foi realizado o cálculo da trajetória e analisado o ângulo de deflexão sofrido através das interações com o material alvo. Em seguida obtivemos a deflexão lateral do feixe.

Foi realizado o cálculo da energia em função da profundidade e posteriormente, obtivemos a ionização do próton no volume alvo, com a qual pôde-se realizar uma medida relativa da dose em função da profundidade, e avaliar o quanto o tipo de interação, que o algoritmo do programa considera, influência na dose depositada final.

4.2 Cálculo analítico.

A teoria do espalhamento múltiplo a baixo ângulo, (BETHE, 1953) (SCOTT, 1963), aproxima duas funções de distribuição – a função $F(\theta, \phi, t)$ que representa o número de partículas espalhadas na direção (θ, ϕ) depois do feixe ter atravessado uma espessura t de um material, e a função $F_p(\phi, t)$ que representa as projeções de $F(\theta, \phi, t)$ no plano xz . Ambas as funções dependem da probabilidade $W(\theta, t)$ de espalhamento num ângulo sólido $d\Omega = 2\pi\theta d\theta$ em um alvo de espessura dt .

Vamos assumir que a probabilidade de espalhamento pode ser representada pela fórmula de Rutherford para ângulos pequenos (MUTAFI e JACKSON, 1981)

$$W(\theta, t) = N(t) * \sigma_R(\theta) \quad (6)$$

Onde $\sigma_R(\theta)$ é a diferencial da seção de choque do espalhamento de Rutherford, $N(t) = N_A \rho / A$ é o número de átomos por unidade de volume, ρ é a densidade. A é a

massa atômica relativa e N_A é a constante de Avogadro. Com $\beta = v/c$, $p = \hbar k$ e $r_e = e^2/m_e c^2$, tem-se

$$W(\theta, t)d\Omega = (1/4) N(t) z^2 Z^2 r_e^2 (m_e c / \beta * p) (\sin(\theta/2))^4 d\Omega \quad (7)$$

Onde z é o número atômico do projétil e Z é o número atômico do núcleo do alvo. Para ângulos pequenos isto se torna:

$$W(\theta, t)d\Omega = 4N(t) z^2 Z^2 r_e^2 (m_e c / \beta * p)^2 2\pi \theta d\theta / \theta^4 \quad (8)$$

$$W(\theta, t)d\Omega = 4N(t) (\eta^2 / \kappa^2 \theta^4) 2\pi \theta d\theta \quad (9)$$

$$\text{Onde } \eta = zZe^2/\hbar v \quad (10)$$

$$V(r) = \pm z(Z/r)e^2 \exp(-r/r_0), \quad (11)$$

Onde o raio r_0 é frequentemente dado pelo raio de Thomas-Fermi (SCOTT, 1963)

$$r_0 = 0.885 a_0 Z^{-1/3} = 0.885 \hbar / m_e c \alpha Z^{1/3} \quad (12)$$

onde $\alpha = e^2/\hbar c$ é a constante de estrutura fina e a_0 é o raio de Bohr. Para o potencial de Yukawa (BETHE, 1953), onde tem $f(r/r_0) = \exp(-r/r_0)$ a primeira aproximação de Bohr torna-se

$$W(\theta, t)d\Omega = 4N(t) [\eta^2 / \kappa^2 (\theta^2 + \chi_0^2)^2] \quad (13)$$

$$\text{onde } \chi_0 = 1.13(m_e c/p) Z^{1/3}. \quad (14)$$

Nesta fórmula os núcleos são tratados como um ponto carregado. O tamanho finito do núcleo é significativo para ângulos

$$\theta_N \sim \hbar / p r_N$$

onde r_N é uma estimativa do raio nuclear. Para $r_N = 1.2 A_N^{1/3}$, onde A_N é o número de massa do núcleo.

$$\theta_N \sim 322 (m_e c/p) A_N^{-1/3} \quad (15)$$

O ângulo característico χ_c é escolhido para que a probabilidade total de espalhamento por um ângulo maior que χ_c seja unitário. Uma média da probabilidade de espalhamento pode ser definida por

$$tW(\theta, t) = \int_0^t W(\theta, t') dt' \quad (16)$$

e o ângulo característico se torna

$$\chi_c^2 = 4\pi \int_0^t \sum N_i(t') \eta^2(t') / \kappa^2(t') dt' \quad (17)$$

para um meio homogêneo e sem perda energia isso se reduz a

$$\begin{aligned} \chi_c^2 &= 4\pi e^4 z^2 Z^2 N t / p^2 v^2 \chi_c^2 \\ \chi_c^2 &= 4\pi e^4 z^2 Z^2 N_A \rho t / A p^2 v^2 \end{aligned} \quad (18)$$

Usando a função $f(r/r_0)$ derivada da aproximação do modelo de Thomas-Fermi para um potencial atômico, Molière derivou uma expressão aproximada para o ângulo de rastreo na forma

$$\chi_a^2 = \chi_0^2(R + 3.76\eta^2) \quad (19)$$

onde $R=1.13$ e é uma constante para todo Z . O modelo de Thomas-Fermi não é preciso para átomos leves porque se trata de um modelo estatístico.

Espalhamento múltiplo

Rossi e Greisen (1941) forneceu uma expressão para o ângulo de espalhamento RMS para espalhamento múltiplo quando a perda de energia pode ser desconsiderada

$$\theta_{RMS} = (E_S z / p\beta c)(\rho t / X_0)^{1/2} \quad (20)$$

onde $E_S = (4\pi/\alpha)^{1/2} m_e c^2$ e X_0 é “radiation length” (em unidade de massa por comprimento²). A definição de X_0 usada por Rossi é

$$X_0 = (1/4\alpha)(A/N_A)[1/Z^2 r_e^2 \log(183Z^{-1/3})] \quad (21)$$

E então

$$\theta_{RMS}(Rossi) = 4\pi e^4 (zZ/p\beta c)^2 (N_A/A) 4\rho t [\log(183Z^{-1/3})] \quad (22)$$

uma expressão mais precisa para o “radiation length” foi dada por Tsai [7] na forma

$$X_0 = 716.4A/[Z^2(L_{rad} - f) + ZL'_{rad}] \quad (23)$$

Onde L_{rad} é obtida do fator da forma atômica, L'_{rad} é obtida da função de espalhamento incoerente e f é a correção de Coulomb

$$f = (\alpha Z)^2 \{ [1 + (\alpha Z)^2]^{-1} + 0.20206 - 0.0369(\alpha Z)^2 + 0.0083(\alpha Z)^4 - 0.002(\alpha Z)^6 \} \quad (24)$$

para a aproximação de Molière para o potencial de Thomas-Fermi, Tsai (TSAI, 1974) obteve

$$L_{rad} = \log(184.15Z^{-1/3}) \quad (25)$$

$$L'_{rad} = \log(1194Z^{-2/3}) \quad (26)$$

No modelo de Molière de espalhamento múltiplo o ângulo RMS da parte de distribuição gaussiana é dada por

$$\theta_{RMS} = \chi_c B^{1/2} \quad (27)$$

onde

$$B = 1.153 + 2.583 \log (\chi_c / \chi_a)^2 \quad (28)$$

Então, usando a equação (13), tem-se

$$\theta_{RMS}(Molière) = 4\pi e^4 (zZ/p\beta c)^2 (N_A/A)(\rho t B) \quad (29)$$

K M Hanson, definiu uma correção para o ângulo RMS de Rossi da forma

$$\theta_{RMS}(C) = \theta_{RMS}(Rossi)[1 + \varepsilon] \quad (30)$$

e fazendo $\theta_{RMS}(C) = \theta_{RMS}$, segue

$$\varepsilon = \{0.25Z^2B/[Z^2(L_{rad} - f) + ZL'_{rad}]\}^{1/2} - 1 \quad (31)$$

Assim

$$\theta_{RMS}(C) = 4\pi e^4 N_A z^2 (\rho t/A) (4/p\beta c)^2 [Z^2(L_{rad} - f) + ZL'_{rad}](1 + \varepsilon) \quad (33)$$

Para calcular o deslocamento lateral do feixe das partículas carregadas em várias profundidades é dada a fórmula

$$y_{RMS} = 6^{-1/2} \theta_{RMS} t \quad (34)$$

5.RESULTADOS e DISCUSSÃO

Os gráficos de 5 a 12, abaixo, mostram o comportamento do cosseno do ângulo do espalhamento múltiplo, e a deflexão lateral dada pela equação 34. Observa-se que o cálculo analítico e o cálculo por simulação pelo código SRIM, tem estreita relação até uma certa dada profundidade variando com a energia de incidência dos prótons. Esse comportamento é observado até a energia de 200 MeV. Acima dessa energia os dois cálculos são incompatíveis. É importante salientar que o código SRIM leva em consideração que o próton interage com a matéria por excitação e ionização ou pela interação com o campo Coulombiano. O cálculo analítico por sua vez considera apenas choques elásticos com desvios da trajetória sem perda de energia.

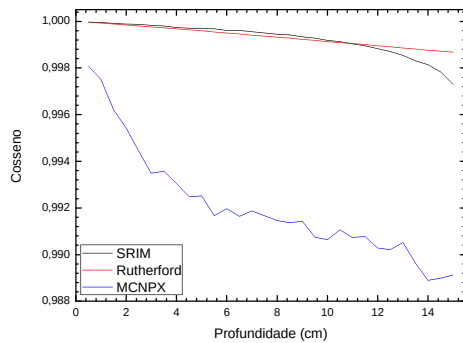


Figura 5: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para o cosseno do ângulo de deflexão para um feixe de prótons com energia de 150 MeV.

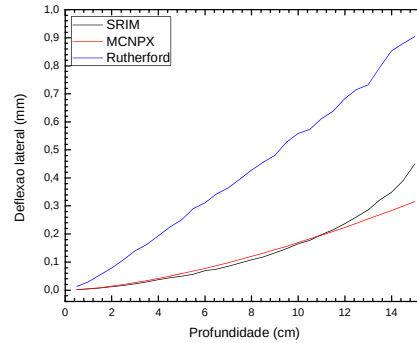


Figura 6: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para a deflexão lateral para um feixe de prótons com energia de 150 MeV.

Devido a fatores de interação inelásticas de prótons com a matéria, foi realizada simulação com o código MCNPX. Pelos gráficos observamos a discrepância entre o cálculo pelo MCNPX e os outros dois cálculos acima mencionados.

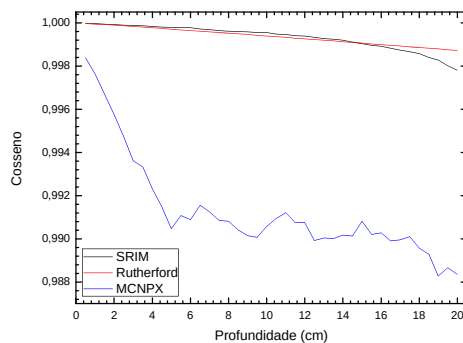


Figura 7: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para o cosseno do ângulo de deflexão para um feixe de prótons com energia de 180 MeV.

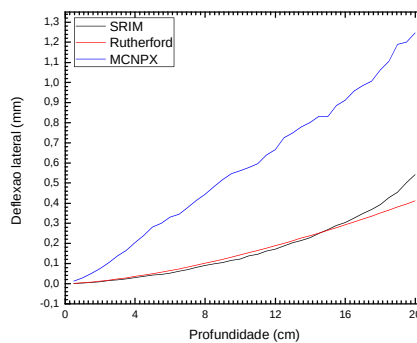


Figura 8: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para a deflexão lateral para um feixe de prótons com energia de 180 MeV.

Este código por ser mais completo, considera os diversos tipos possíveis de interação do próton com a matéria, e também a contribuição de partículas secundárias geradas a partir dessas interações. Essa queda brusca no cosseno do ângulo, conseqüentemente o aumento do ângulo e da deflexão lateral, é devido a contribuição de prótons secundários.

É nítido observar que essas contribuições são fortemente influenciadas pela energia inicial. Quanto maior a energia, mais brusca se torna a curva. Isso se deve principalmente a seção de choque para prótons que é muito maior quando comparado com fótons.

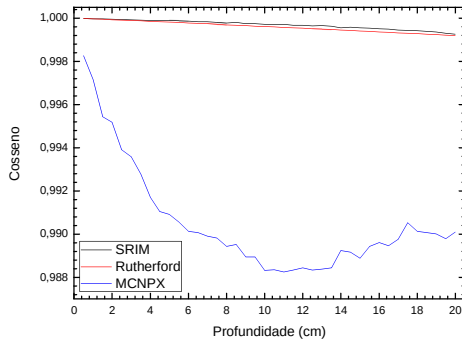


Figura 9: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para o cosseno do ângulo de deflexão para um feixe de prótons com energia de 230 MeV.

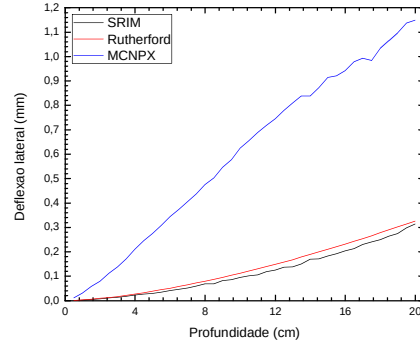


Figura 10: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para a deflexão lateral para um feixe de prótons com energia de 230 MeV.

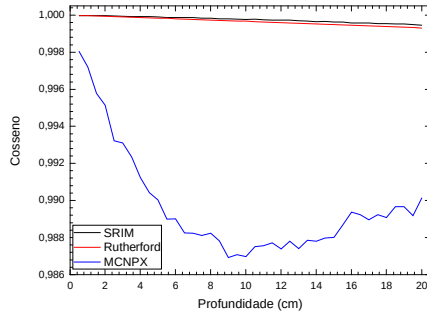


Figura 11: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para o cosseno do ângulo de deflexão para um feixe de prótons com energia de 250 MeV.

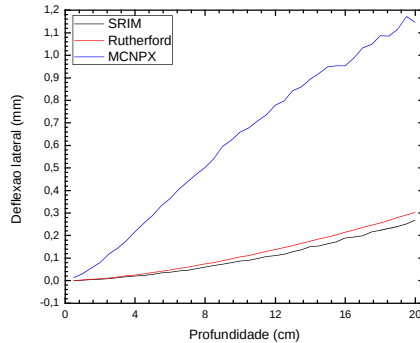


Figura 12: Comparação entre os códigos SRIM, MCNPX e o cálculo analítico para a deflexão lateral para um feixe de prótons com energia de 250 MeV.

Abaixo, observamos pelos gráficos 13 e 14, a relação como o próton perde energia em função da profundidade, para a água, pelos dois códigos de simulação computacional.

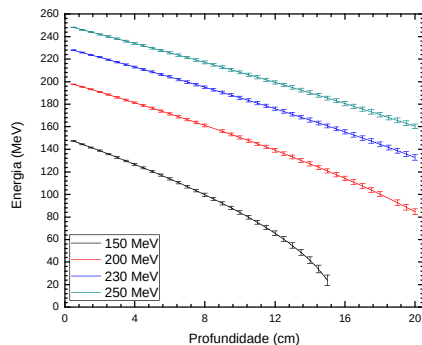


Figura 13: Comportamento da energia em função da profundidade, considerando as energias iniciais de 150, 200, 230 e 250 MeV, calculado pelo código SRIM 2006.

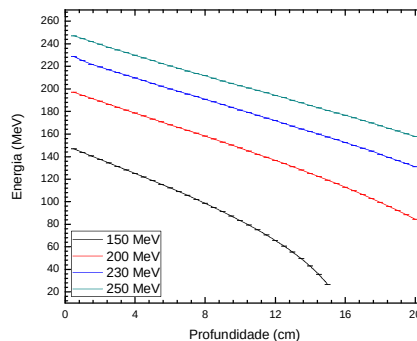


Figura 14: Comportamento da energia em função da profundidade, considerando as energias iniciais de 150, 200, 230 e 250 MeV, calculado pelo código MCNPX

A seguir, observa-se o comportamento da deposição de energia (dose depositada) em função da profundidade, na figura 1515. As curvas foram normalizadas pelo maior valor do pico comparado pelo SRIM e Pelo MCNPX. Nessa região a curva é maior para o cálculo com o programa SRIM, sendo que isto é explicado pela contribuição de partículas secundárias e principalmente de prótons secundários.

Quando analisado o espectro do MCNPX, tem-se um aumento da deposição de energia logo no início da trajetória, devido as interações do próton na matéria com o aumento de prótons secundários sendo gerados e contribuindo com essa deposição.

Na região do pico de Bragg, o pico é menor para o MCNPX quando comparado com o pico produzido pelo SRIM, devido ao menor números de partículas que estão depositando energia neste local. Como o SRIM considera apenas que acontece interações por ionização e excitação, era de se esperar essa deposição sobreestimada, o que faz com que o modelo não seja o mais preciso para descrever o comportamento da dose para planejamentos em radioterapia e dosimetria em geral.

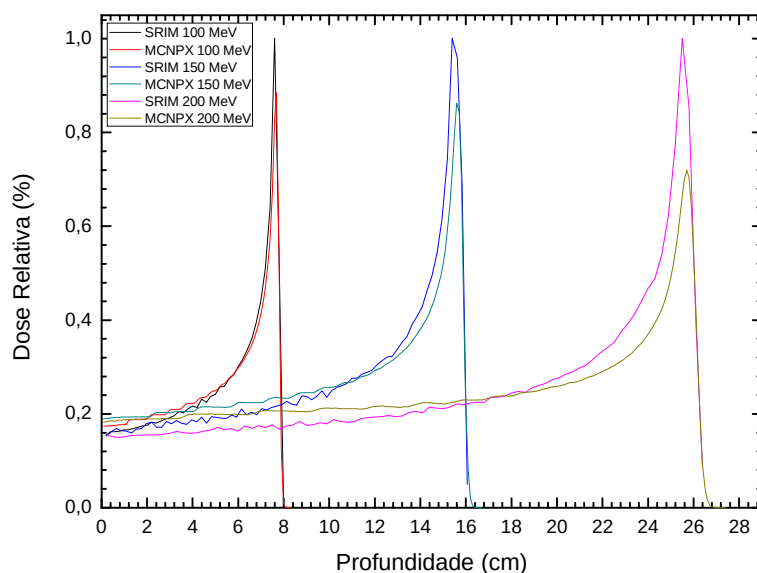


Figura 16: Dose relativa em função da profundidade (pico de Bragg), calculada pelo SRIM e MCNPX, para as energias de 100, 150 e 200 MeV.

6.CONCLUSÃO

Neste trabalho foi proposto um estudo da contribuição do espalhamento nuclear não-elástico de prótons. A forma como o próton interage com a matéria está intrinsicamente relacionada com o aumento da deposição de dose inicial. Para os cálculos foi proposto um estudo com dois códigos baseados no Método de Monte Carlo e um cálculo analítico para o ângulo de espalhamento múltiplo e para a deflexão lateral do próton.

Para esse estudo considerou-se um cilindro de comprimento 20 cm e raio da base de 5 cm contendo água em sua totalidade. O feixe de prótons foi estilo *pencil beam*, e a energia utilizada variou no intervalo de 100 a 250 MeV.

Através destes estudos foi possível inferir a contribuição de partículas secundárias, nesse caso, prótons secundários, tanto na trajetória quanto na deposição de energia.

Os códigos utilizados foram o SRIM 2006 e o MCNPX v.2.50. Os resultados gerados pelo código SRIM, estão baseados numa formulação de que o próton interage apenas por ionização e excitação. Essa formulação é incorreta, pois considera apenas

os prótons primários e a deposição de dose fica sobreestimada no pico de Bragg devido ao acúmulo de prótons ionizando nessa região.

Quanto aos dados do MCNPX, estão dentro do esperado, devido a formulação utilizada, indicando todos os tipos de interações possíveis entre átomos e prótons. Assim é possível afirmar o comportamento do ângulo e da deflexão lateral, devido a grande influência dos prótons secundários. Isto também fica claramente observável na deposição de energia, já que esta é maior na trajetória e um pico de Bragg menor em relação ao SRIM.

O cálculo analítico, por outro lado, não explica o modelo, visto que apenas interações elásticas sem perda de energia são consideradas durante o cálculo. Este assume que os únicos parâmetros que influenciam, são a profundidade por fatia e a energia inicial do prótons. Este cálculo pode ser comparado com o código SRIM até a energia de 200 MeV, acima disso ele se torna inviável.

É importante salientar que no Brasil ainda não existe nenhum centro que faça terapia com feixes de prótons, mas no mundo já existe algumas clínicas, todas concentradas no Hemisfério Norte. Neste lugares o planejamento em protonterapia é feito considerando deposição de energia por ionização e excitação. Como já mencionado, esse valor não retrata a realidade da interação do próton, isso se deve a grande dificuldade em calcular dose com geometrias complexas e diferentes tipos de materiais, considerando as interações inelásticas. Há alguns estudos que tenta viabilizar esse tipo de planejamento.

Também há estudos em tomografia com feixe de prótons, para a realização de planejamentos em tratamentos com prótons. Esses estudos tentam formular um algoritmo para reconstrução de imagens usando prótons. Pela característica de deposição de energia é possível diminuir consideravelmente a dose no volume alvo, fazendo com que seja dada uma energia inicial e o pico máximo de dose deslocado para fora do volume alvo.

7.PESPECTIVAS e TRABALHOS FUTUROS

A protonterapia no Brasil começa a ser algo trabalhado e pensado. Devido ao alto custo do acelerador se faz necessário um apoio em massa tanto de órgãos públicos como da iniciativa privada. Como já mencionado no início dessa monografia, esse custo é fixo e a manutenção tem custo zero, é um investimento a longo prazo.

Várias técnicas para o aprimoramento da técnica estão sendo implementados, inclusive um estudo maior para a construção de um tomógrafo com feixe de prótons, o que possibilitaria melhor definição no plano de tratamento da protonterapia, além das vantagens mencionadas no decorrer deste trabalho.

Estudos estão sendo viabilizados atualmente, no mundo, um formalismo de reconstrução de imagens para a tomografia com prótons. Também há um esforço para aprimorar o planejamento da terapia, através de programas mais realísticos possível, e para geometrias ditas complexas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BETHE, H. A. Molière's Theory of multiple scattering. *Physics Review*, v.89, p.1256-1267, 1953.

BRIESMEISTER, J. F. MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 4C. ed. Los Alamos: [s.n.], 2000.

HOBBIE, R. K.; ROTH, B. J. Interaction of Photons and Charged Particles with Matter. In: *Intermediate Physics for Medicine and Biology*. 4th ed. Philadelphia: SIDEMAN, W. A., Cap. 15, p. 408-415, 2006.

JONES, B. The case for particle therapy. *The British Journal of Radiology*, v.79, p.24-31, 2006.

KJELLBERG, R. N. et al. The Bragg peak of a proton beam in intracranial therapy of tumors. *Transactions of the American Neurological Association*, v.87, p.216-218, 1962.

LARSON, B. et al. The high-energy proton beam as a neurosurgical tool. *Nature*, v.182, p.1222-1223, 1958.

MUTAFA, A. A. M.; JACKSON, D. F. Small-angle multiple scattering and spatial resolution in charged particle tomography. *Physics in Medicine and Biology*, v.26, p.461-472, 1981.

SCOTT, W. T. The Theory of Small-Angle Multiple Scattering of Fast Charged Particles. *Reviews of Modern Physics*, v. 13, p. 231-313, 1963.

SELTZER, S. M. An Assessment of the Role of Charged Secondaries from Nonelastic Nuclear Interactions by Therapy Proton Beams in Water. Gaithersburg: NIST Report. [S.l.]. 1993.

SMITH, A. R. Proton Therapy. *Physics in Medicine and Biology*, v.51, p.R491-R504, 2006.

TOBIAS, C. A. et al. Pituitary irradiation with high-energy proton beams: a preliminary report. *Cancer Research*, v.18, p.121-134, 1958.

TSAI, Y. S. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Review Modern Physics*, 46, 1974. 815-851.

TSUJII, H. PTCOG. Particle Therapy Co-Operative Group Web site, 2009. Disponível em: <ptcog.web.psi.ch>. Acesso em: 31 Outubro 2009.

WATERS, L. S. MCNPX™ USER'S MANUAL. Version 2.3.0. ed. [S.l.]: [s.n.], 174 p., 2002.

ZIEGLER, J. F. Stopping of energetic light ions in elemental matter. Journal of Applied Physics, New York, 85, 1 Fevereiro 1999. 1249.

APÊNDICES

Apêndice A – Input MCNPX

MCNP: Arquivo de entrada

Blocos:

I - Células - Neste bloco deve conter as informações de planos onde será delimitada a área interna, na qual ocorrerá as medidas, e da área externa, onde será a região exterior aos eventos.

II - Superfícies - Seção destinada para o tipo de geometria definida (esferas, cilindros, planos etc), onde serão delimitadas as células

III - Dados e Informações Físicas - Nesta seção deve ser declarada toda a física do processo, bem como a informação de fonte e materiais utilizados.

Fonte

Materiais

Tamanho da simulação - número de histórias (eventos)

Cálculos a serem apresentados

Informações (arquivo de saída)

Arquivo de entrada, utilizado na rotina para cálculo do espectro de dose

message: datapath=/biopub/MCNPX/MCNPX/v250/Data/

c Cell Card

c === Cubo de H2O, Guia da Fonte, e Mundo Exterior -----> ENERGIA:

100 MeV ==

1	1	-1	(1	-2	3	-4	207	-6)	imp:h	1	\$	Cubo de H2O
3	0		(-1:2:-3:4:-5:6)	imp:h	0						\$	Mundo Exterior

c ===== Fatias Detectoras =====

4	1	-1	(1	-2	3	-4	-8	5)	imp:h	1
5	1	-1	(1	-2	3	-4	-9	8)	imp:h	1
6	1	-1	(1	-2	3	-4	-10	9)	imp:h	1
7	1	-1	(1	-2	3	-4	-11	10)	imp:h	1
8	1	-1	(1	-2	3	-4	-12	11)	imp:h	1
9	1	-1	(1	-2	3	-4	-13	12)	imp:h	1
10	1	-1	(1	-2	3	-4	-14	13)	imp:h	1
11	1	-1	(1	-2	3	-4	-15	14)	imp:h	1
12	1	-1	(1	-2	3	-4	-16	15)	imp:h	1
13	1	-1	(1	-2	3	-4	-17	16)	imp:h	1
14	1	-1	(1	-2	3	-4	-18	17)	imp:h	1
15	1	-1	(1	-2	3	-4	-19	18)	imp:h	1
16	1	-1	(1	-2	3	-4	-20	19)	imp:h	1
17	1	-1	(1	-2	3	-4	-21	20)	imp:h	1
18	1	-1	(1	-2	3	-4	-22	21)	imp:h	1
19	1	-1	(1	-2	3	-4	-23	22)	imp:h	1
20	1	-1	(1	-2	3	-4	-24	23)	imp:h	1
21	1	-1	(1	-2	3	-4	-25	24)	imp:h	1
22	1	-1	(1	-2	3	-4	-26	25)	imp:h	1


```

23 1 -1 (1 -2 3 -4 -27 26)  imp:h 1
24 1 -1 (1 -2 3 -4 -28 27)  imp:h 1
25 1 -1 (1 -2 3 -4 -29 28)  imp:h 1
26 1 -1 (1 -2 3 -4 -30 29)  imp:h 1
27 1 -1 (1 -2 3 -4 -31 30)  imp:h 1

c Surface Card
c == Definicao do Cubo de H2O e Guia da Fonte ==
1 px -5    $ lado direito do Cubo de H2O
2 px 5     $ lado esquerdo do Cubo de H2O
3 py -5    $ parte posterior do Cubo de H2O
4 py 5     $ frente do Cubo de H2O
5 pz 0     $ fundo do Cubo de H2O
6 pz 20    $ parte superior do Cubo de H2O
7 pz 120   $ parte superior do Guia da Fonte
c ===== Definicao dos Detectores do Cubo de H2O =====
8 pz 0.1
9 pz 0.2
10 pz 0.3
11 pz 0.4
12 pz 0.5
13 pz 0.6
14 pz 0.7
15 pz 0.8
16 pz 0.9
17 pz 1.0
18 pz 1.1
19 pz 1.2
20 pz 1.3
21 pz 1.4
22 pz 1.5
23 pz 1.6
24 pz 1.7
25 pz 1.8
26 pz 1.9
27 pz 2.0
28 pz 2.1
29 pz 2.2
30 pz 2.3
31 pz 2.4
32 pz 2.5
33 pz 2.6
34 pz 2.7
35 pz 2.8
36 pz 2.9
37 pz 3.0

c Data Card
c === Material do Cubo --> H2O ===
m1 1001 0.667 8016 0.333          $ Agua
mode h                            $ protons
phys:h 100. j 0.                  $ protons com E = 100 MeV
cut:h j 0.01                      $ Energia de Corte para
protons (e)->Ec
nps 10000000
c
c Definicao da Fonte
c
SDEF sur=5 erg=100 par=h pos=0 0 0 dir=1 vec=0 0 1
*F8:h 4 32i 37
c

```

Apêndice B – Código do Mathematica 7.0

```

NA = 6.02 * Power[10, 23]; (*Número de Avogrado*)
raioel = 2.8179 * Power[10, -13]; (*Raio Clássico do Elétron*)
m = 9.10938188 * Power[10, -28]; (*Massa do Elétron*)
M = 1.67262158 * Power[10, -24]; (*Massa do Próton*)
ρ[z1_] := 1.00; (*Densidade do Material*) (*g/cm3*)
z = 1;
Z = 10; (*Numero Atômico*)
Aj = 18.02; (*Massa atomica do elemento j*)
c = 2.99792458 * Power[10, 10]; (*cm/s*)
α = (1/137); (*constante da estrutura fina*)
h = (1.055) * Power[10, -27]; (*constante de Planck*)
Energia = 320.4 * Power[10, -6]; (*energia entrada do feixe em erg*)
p = (2 * m * c) / Energia;
a = 5.29 * Power[10, -9]; (*Raio classico de Borh*)
N' = NA * ρ[z1_] / Aj;
Q = 4.8 * Power[10, -10];
W = 931; (*energia de repouso em MeV*)
T = 350; (*energia cinetica em MeV - variavel*)
H = W + T; (*energia total*)
v = N[c * (Sqrt[1 - (Power[W/H, 2])]);
η = (z * Z * Q^2) / (h * v);
t = Table[i, {i, 0.001, 50, 5}] (*comprimento em cm*)
χc = Sqrt[(4 * π * Power[Q, 4] * Power[z, 2] * Power[Z, 2] * NA * ρ[z1_] * t) / (Aj * (Power[p, 2] * Power[v, 2]))];
χ0 = 1.13 * α * (m * c / p) * Power[Z, 1/3];
χα = Sqrt[Power[χc, 2] (1.13 + 3.76 * Power[η, 2])];
θ = 322 * (Energia/2) * Power[Aj, 1/3];
gauss = Sqrt[Power[χ0, 2] * (1.13 + (3.76 * Power[η, 2]))]; (*csya^2*)
β = v / c
ξ = Power[β, 2];
γ = Power[(1 - ξ), -1/2];
u = -5.8;
W = Log[10, (1129 * ξ * (Power[γ, 2]) * (Power[Z, -4/3]))] - u - (ξ/2); (*D*)
Xpergauss = Power[(χc/gauss), 2];
B = 1.153 + (2.583 * Log[10, Xpergauss]);
θRMS = χc * Power[B, 1/2]; (*teta RMS*)
RMS = Sqrt[4 * Pi * (Power[Q, 4]) * (Power[(z * Z / β * p * c), 2]) * (N' / Aj) * (ρ[z1_] * t * B)] (*Moliere*)
L = N[Log[184.15 * (Power[Z, -1/3])]];
lrad' = N[Log[1194 * (Power[Z, -2/3])]];
fermi = Power[(α * Z), 2];
f = fermi * ((Power[1 + fermi, -1]) + 0.20206 - 0.0369 * fermi + 0.0083 * (Power[fermi, 2]) - 0.002 * (Power[fermi, 3]));
ε = Power[(0.25 * (Z^2) * B / (Power[Z, 2] * (L - f) + (Z * lrad'))), 1/2] - 1 (*fator de correção epsilon*)
angulo (*Scott*) = χc * Power[(1.007 * B - 1.33), 1/2];
Xzero = (2 * 1.008 / (2 * 1.008 + 15.9994)) * 63.047 + (15.9994 / (2 * 1.008 + 15.9994)) * 34.2381;
Xrot = t * ρ[z1_];
yrz = Xrot / Xzero;
YRMS = (RMS * t) / Power[6, 1/2];
y2raz = Log[10, yrz];

```

Apêndice C - Trabalhos Apresentados em Congressos

Parte de resultados deste trabalho foram apresentados nos seguintes eventos.

- XIV Congresso Brasileiro de Física Médica

1. *Cálculo Analítico de Espalhamento Múltiplo a Baixo Ângulo e sua Aplicação em Tomografia com Prótons;*
2. *Cálculo por simulação de Monte Carlo da deflexão lateral de feixe de prótons em alvos homogêneos.*

- V Congresso de Física Aplicada à Medicina

1. *Modelo Teórico para o Transporte de Prótons em Meio Homogêneo Descrito pela Equação de Fokker-Planck;*
2. *Modelo Teórico para a deflexão lateral do feixe de prótons usando as equações de Bethe-Bloch a diferentes meios;*
3. *Analyse of the Viability of Simulation with proton beam of 150MeV in heterogeneous target;*
4. Estudo teórico da relação entre número de CT de Raios-X e *stopping power* de prótons;
5. Estudo da Contribuição do Espalhamento Nuclear não-Elástico de Prótons na Dose Depositada em Alvos com Composição Homogênea. (*Apresentação Oral*).

- XXI Congresso de Iniciação Científica da UNESP

1. *Formulação de Molière para cálculo analítico do ângulo de espalhamento do feixe de prótons em meios homogêneos;*
2. Estudo da Contribuição do Espalhamento Nuclear não-Elástico de Prótons na Dose Depositada em Alvos com Composição Homogênea.

- XXXII Reunião de Trabalhos sobre Física Nuclear no Brasil

1. *Monte Carlo and analytical calculation of lateral deflection of proton beams in homogeneous targets.*

- XXXII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada

1. *Calculation of most likely trajectory of protons by Monte Carlo simulations;*
2. *Analytical calculation of proton lateral deflection in homogeneous targets.*

- VIII Workshop da Pós-graduação do Instituto de Biociências da UNESP Botucatu

1. *Cálculo analítico da deflexão lateral de feixe de prótons em alvos homogêneos;*
2. *Cálculo da trajetória mais provável para prótons em materiais homogêneos e heterogêneos por simulação de Monte Carlo.*

- Três trabalhos foram aceitos e publicados em anais de eventos pelo INAC2009 (*International Nuclear Atlantic Conference*).

1. *Cálculo do espalhamento múltiplo a baixo ângulo e sua aplicação em Tomografia com feixe de prótons;*

2. *Formulação de Molière Para Cálculo Analítico do Ângulo de Espalhamento do Feixe de Prótons Em Alvos Homogêneos;*
3. *Monte Carlo Method Studies and a Comparative between Geant4 Toolkit and Mcnpx to Depth Dose in Medical Physics*