

DOSES OCUPACIONAIS DEVIDO A NÊUTRONS EM SALAS DE
ACELERADORES LINEARES DE USO MÉDICO

Alessandro Facure Neves de Salles Soares

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS
PROGRAMAS DE PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE
FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM CIÊNCIAS
EM ENGENHARIA NUCLEAR.

Aprovada por:

Prof. Ademir Xavier da Silva, D.Sc

Dra. Rossana Cavalieri Falcão, D.Sc

Prof. Delson Braz, D.Sc

Dr. Edgar Francisco Oliveira de Jesus, D. Sc.

Profa. Regina Cely Rodrigues Barroso Silva, D.Sc

Dr. Walsan Wagner Pereira, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

ABRIL DE 2006

SOARES, ALESSANDRO FACURE NEVES
DE SALLES,

Doses ocupacionais devido a nêutrons em salas
de aceleradores lineares de uso médico [Rio de
Janeiro] 2006

XVI, 125 p. 29,7 cm (COPPE / UFRJ , D. Sc.,
Engenharia Nuclear, 2006)

Tese – Universidade Federal do Rio de Janeiro,
COPPE

1. Aceleradores Médicos
2. Fotonêutrons
3. Monte Carlo
4. Doses Ocupacionais

I. COPPE/UFRJ II. Título (série)

AGRADECIMENTOS

Meu agradecimento ao Dr. Ademir Xavier da Silva e a Dra. Rossana Cavalieri Falcão, pela orientação, pela oportunidade do desenvolvimento deste trabalho e pelas ponderações e críticas que tanto me auxiliaram a torná-lo mais consistente.

Agradeço a minha esposa Renata, 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.

A minha querida e amada filha Laís, que sempre será o objetivo final de tudo o que faço na vida.

Agradeço a minha mãe pelo incentivo constante e pelo exemplo de vida. A todos os familiares que sempre perguntaram a respeito da tese, mesmo sem entenderem nada do assunto.

Enfim, agradeço a todos os colegas de CNEN e da COPPE, que direta ou indiretamente muito contribuíram para a conclusão deste trabalho.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D. Sc.)

DOSES OCUPACIONAIS DEVIDO A NÊUTRONS EM SALAS DE
ACELERADORES LINEARES DE USO MÉDICO

Alessandro Facure Neves de Salles Soares

Abril/2006

Orientadores: Ademir Xavier da Silva
Rossana Cavalieri Falcão

Programa: Engenharia Nuclear

Aceleradores lineares de uso médico, com energia máxima de fótons acima de 10 MeV, vêm se tornando cada vez mais comuns no tratamento de neoplasias malignas. Apesar de apresentarem diversas vantagens sob aspectos clínicos, essas novas máquinas produzem fotonêutrons como contaminantes do feixe terapêutico, devido à interação dos fótons com materiais de número atômico alto que compõem o cabeçote do acelerador. Neste trabalho, o código MCNP foi empregado para simular as fluências e doses de nêutrons no interior das salas de tratamento que abrigam aceleradores lineares, assim como o transporte dessas partículas através do labirinto até a porta de entrada. Algumas das salas simuladas são idênticas às existentes no Brasil, licenciadas pela Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN). Os equivalentes de dose de nêutrons obtidos na região de entrada das salas variaram entre 2 e 26 μ Sv/Gy_{RX}. Os resultados do estudo demonstraram que as metodologias de cálculo empregadas para estimar doses de nêutrons na região de entrada das salas de tratamento subestimam, na maioria dos casos, os valores de dose, se comparados com os valores obtidos através das simulações, apontando para a necessidade de revisão das equações empíricas normalmente utilizadas. Essa revisão da metodologia de cálculo torna-se ainda mais relevante se levarmos em conta que o número de projetos licenciados pela CNEN para equipamentos com energias de fóton superiores a 10 MeV vem crescendo no país.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D. Sc.)

OCCUPATIONAL DOSES DUE TO PHOTONEUTRONS IN MEDICAL LINEAR
ACCELERATORS ROOMS

Alessandro Facure Neves de Salles Soares

April/2006

Advisor: Ademir Xavier da Silva

Rossana Cavalieri Falcão

Department: Nuclear Engineering

Medical linear accelerators, with maximum photon energies above 10 MeV, are becoming of common use in Brazil. Although desirable in the therapeutic point of view, the increase in photon energies causes the generation of undesired neutrons, which are produced through nuclear reactions between photons and the high Z target nuclei of the materials that constitute the accelerator head. In this work, MCNP simulation was undertaken to examine the neutron equivalent doses around the accelerators head and at the entrance of medical linear accelerators treatment rooms, some of them licensed in Brazil by the National Regulatory Agency (CNEN). The simulated neutron dose equivalents varied between $2 \text{ e } 26 \mu \text{ Sv/Gy RX}$, and the results were compared with calculations performed with the use of some semi-empirical equations found in literature. It was found that the semi-empirical equations underestimate the simulated neutron doses in the majority of the cases, if compared to the simulated values, suggesting that these equations must be revised, due to the increasing number of high-energy machines in the country.

Sumário

1 Introdução	1
1.1 História da Teleterapia	4
1.2 Descrição de Componentes e Funcionamento de um Acelerador Linear	7
1.3 Recomendações internacionais e nacionais a respeito da contaminação de feixes terapêuticos por nêutrons	9
2 Aspectos Teóricos e Fenomenológicos	12
2.1 Produção de Fotonêutrons	12
2.2 Espectro Primário de Nêutrons	17
2.3 Interação dos Nêutrons com a Matéria	20
2.3.1 Formas de Interação	20
2.3.2 Classificação dos nêutrons quanto a energia	23
2.3.3 Atenuação dos Nêutrons	24
2.4 Espectro de Nêutrons Transmitido Através do Cabeçote	26
2.5 Transporte de Nêutrons em Salas de Tratamento	31
2.5.1 Degradação em Energia dos Espectros	33
2.6 Cálculo de Doses Devido aos Nêutrons ao Longo de Labirintos	37
2.6.1 Método de Kersey	38
2.6.2 Método de French e Wells	41
2.6.3 Método de McCall	43
2.7 Doses Devido à Radiação Gama de Captura	45
2.8 Medidas Experimentais Disponíveis na Literatura	47
2.9 Materiais Utilizados como Blindagem de Nêutrons	49
2.10 Ativação de componentes	53
3 Materiais e Métodos	55
3.1 O método de Monte Carlo e a simulação de transporte de nêutrons utilizando o código MCNP	55
3.1.1 O Código de transporte de radiação MCNP	56
3.1.1.1 Evolução do código de transporte de partículas	57

3.2 O modelo de cabeçote do acelerador e os espectros de fotonêutrons	59
3.3 As interações dos nêutrons com materiais constituintes de salas de tratamento	62
3.4 Simulação das salas de tratamento	65
3.4.1 Influência das paredes nos espectros de nêutrons (componentes espalhada e térmica)	65
3.4.2 Salas de tratamento reais	67
4 Resultados e Discussão	72
4.1 Os Espectros Emergentes dos Cabeçotes de Aceleradores Lineares	72
4.1.1 Simulação da variação de taxas de dose com a distância (componente direta)	75
4.2 Interação dos Nêutrons com as Barreiras das Salas de Tratamento	78
4.2.1 Espalhamento dos nêutrons pelas paredes da sala de tratamento	80
4.2.1.1 Incidência Normal	82
4.2.1.2 Variação no ângulo de incidência	86
4.2.2 Degradação dos espectros após múltiplas colisões (componentes espalhada e térmica)	87
4.2.2.1 Dependência da fluência com a forma da sala	90
4.2.2.2 Dependência da fluência com a área da sala	90
4.2.2.3 Dependência da fluência com o material que compõe a sala	92
4.3 Labirinto e Porta da Sala de Tratamento	94
4.3.1 Simulação das salas de tratamento	93
4.3.1.1 Doses de nêutrons	98
4.3.1.1.1 Estudo das distâncias deci-redutoras de nêutrons	100
4.3.1.1.2 Blindagens de nêutrons nas paredes das salas	103
4.3.1.2 Raios gama de captura	105
4.3.2 Proposta alternativa aos métodos de cálculos existentes	107

4.3.3 Porta das salas de tratamento	111
5 Conclusão	114
Referências Bibliográficas	119

LISTA DE FIGURAS

Figura	Página
1.1. Ilustração do cabeçote de um acelerador linear de uso médico	02
1.2. Percentagem de dose profunda, para feixes de 6, 15 e 18 MeV, em função da profundidade no tecido	03
1.3. Principais componentes de um Acelerador Linear	08
2.1. Ilustração do formato de uma curva de seção de choque para a produção de fotonêutrons. (McGinley, 1998)	13
2.2.. Principais componentes de um acelerador linear típico onde ocorre a produção de fotonêutrons e respectivos rendimentos relativos. (McGinley, 1998)	17
2.3. Espectro de fotonêutrons produzido pela colisão de raios-X de 20 e 30 MeV com um alvo de tântalo. Um espectro de nêutrons de fissão é ilustrado, para comparação. (NCRP, 1984)	20
2.4. Seções de choque de interação, em função da energia dos nêutrons para o a) chumbo e b) tungstênio. σ_{non} representa a soma de todas as seções de choque não-elásticas (inelástica + (n, 2n)+..). (NCRP, 1984)	28
2.5. Degradação produzida no espectro de fotonêutrons após uma espessura de 10cm de tungstênio e após emergir em uma sala de concreto. 15 MeV W representa o espectro de nêutrons produzido quando elétrons de 15MeV atingem um alvo de tungstênio. (NCRP, 1984)	29

2.6. Energia média de vários espectros de nêutrons em função da espessura da blindagem esférica de chumbo que estes atravessam. (McCall <i>et al</i> , 1979)	30
2.7. Fatores de conversão fluência-equivalente de dose, em função das energias médias dos nêutrons. (NCRP, 1984)	31
2.8. Relação existente entre as energias médias do espectro primário de nêutrons e o espectro espalhado pelas paredes de uma sala de concreto (NCRP, 1984).	34
2.9. HVL ou espessura da blindagem esférica, de tungstênio, chumbo ou ferro, necessária para reduzir a energia média dos nêutrons emergentes à metade da energia inicial (NCRP, 1984).	36
2.10. Leiaute de uma sala de radioterapia típica, com ilustração do acelerador, labirinto e porta.	37
2.11. Ilustração dos parâmetros d_1 e d_2 , utilizados no método de <i>Kersey</i> para calcular-se as taxas de dose devido aos nêutrons, ao longo de labirintos de salas de radioterapia.	39
2.12. Ilustração de uma determinada área A, que pode ser vista da porta da sala, irradiada diretamente por nêutrons provenientes do acelerador.	42
2.13. Ângulos de incidência, θ_i , e reflexão, θ_r , utilizados nos cálculos das doses-albedo, propostos por French e Wells (French e Wells, 1964).	43
2.14. Dose de fótons, por unidade de dose absorvida de raios-X no isocentro, medida em um labirinto de comprimento d_2 (m), para uma sala que abrigava um acelerador de 18MV (McGinley <i>et al</i> , 1995). TVD1 e TVD2 são as distâncias deci-redutoras para as doses produzidas por fótons espalhados e por raios gama de captura, respectivamente.	46
2.15. Espessura deci-redutora (TVL) do equivalente de dose devido à nêutrons, para blindagens esféricas, em função da energia média dos nêutrons primários (NCRP, 1984).	52

3.1 Espectros de nêutrons primários, obtidos através da equação 2.3, gerados no interior dos cabeçotes dos aceleradores estudados.	61
3.2. Configuração geométrica adotada para o cálculo das fluências e energias médias dos nêutrons espalhados por diferentes tipos de superfícies. θ é o ângulo de reflexão e r é a distância do centro da barreira ao detector.	65
3.3. Ilustração do posicionamento dos detectores utilizados nas simulações das componentes espalhada e térmica (Facure et al, 2005c).	66
3.4 Número de projetos de blindagem submetidos e aprovados pela CNEN, de março de 2003 a janeiro de 2006.	68
3.5 Ilustração dos pontos de simulação das fluências e doses de nêutrons no interior das salas de tratamento.	69
4.1 Ilustração da degradação de um espectro de nêutrons, produzido em um acelerador de 25 MV, que ocorre após o mesmo atravessar uma blindagem esférica de 10 cm de chumbo ou tungstênio (Facure et al, 2004).	73
4.2 Espectros primários e transmitidos (<i>leakage</i>) por aceleradores genéricos, de diferentes megavoltagens (Facure et al, 2005a).	74
4.3 Simulação de taxas de dose de nêutrons versus distância, produzidas por um espectro emergente de um acelerador de 15 MV (Facure et al, 2004).	76
4.4 Simulação da variação das taxas de dose com a distância para alguns valores de Q de aceleradores comumente existentes no mercado.	77
4.5 Atenuação de um espectro de nêutrons, produzido em um acelerador de 15MV, após atravessar barreiras de concreto de 25, 50, 75 e 100 cm (Facure et al, 2005a).	79
4.6 Espectro de raios gama de captura, produzidos por nêutrons provenientes de um acelerador de 15MV (Facure et al, 2005a).	80

4.7	Valores de seção de choque total (barns) em função da energia dos nêutrons incidentes, obtidos através de simulações utilizando o código MCNP.	81
4.8	Energias médias dos nêutrons espalhados a diversos ângulos, em função das energias das partículas incidentes (Facure et al, 2005b)	83
4.9	Comparação entre as energias médias dos nêutrons espalhados a 15° , em concreto convencional, baritado e madeira, em função da energia dos nêutrons incidentes nas barreiras	84
4.10	Número de nêutrons espalhados a diferentes ângulos, em função da energia da partícula incidente, para o concreto convencional, baritado e madeira (Facure et al, 2005b).	85
4.11	Variação na energia média dos nêutrons espalhados em função do ângulo de incidência. Considerou-se o ângulo de 30° como ponto de detecção das partículas (ângulo de reflexão).	86
4.12	Variação na energia média dos nêutrons espalhados em função da mudança do ângulo de reflexão, para o concreto baritado e madeira.	87
4.13	Ilustração das fluências espalhada, térmica e a fluência total, detectadas a um ponto distante 250 cm da fonte, para aceleradores de a) 15 MV e b) 20 MV	89
4.14	Variação nos espectros de nêutrons espalhados e térmicos com a variação da área superficial das salas.	92
4.15	Ilustração das fluências espalhada e térmica, considerando-se vários formatos de salas e diferentes materiais aderidos às paredes.	93
4.16	Variação nos espectros de nêutrons espalhados e térmicos em função dos materiais que compõem as paredes das salas de tratamento.	94

4.17	Degradação sofrida pelos espectros de nêutrons, para aceleradores de 15 MV, desde um ponto situado a 1 m da fonte até a porta a) da sala 3; b) da sala 9; c) da sala 7 e d) da sala 14. Valores normalizados por nêutron emitido da fonte.	95
4.18	a) Fluência de nêutrons no plano do paciente (100 cm), produzida por um acelerador Electa SLi, de 18 MV. Os pontos pretos referem-se à medidas experimentais, realizadas com detectores de bolhas, e as estrelas correspondem ao espectro simulado (Zanini et al, 2004). b) Espectro de nêutrons no plano do paciente, simulado neste trabalho. Considerou-se o mesmo acelerador que o acima descrito, no interior da sala 12.	96
4.19	Ilustração do decréscimo no equivalente de dose de nêutrons no interior do labirinto de duas salas simuladas no presente trabalho. Para a sala 1, o valor da distância deci-redutora obtida foi de, aproximadamente, 6,0 m; para a sala 9 a distância estimada foi de, aproximadamente, 4,5 m.	101
4.20	Relação existente entre a seção reta do labirinto e a distância deci-redutora da dose de nêutrons (TVD), para aceleradores de 15 a 25 MV.	102
4.21	Variação que ocorre nos equivalentes de dose devido aos nêutrons e aos raios gama de captura quando se aumenta o comprimento do labirinto.	103
4.22	Ilustração dos pontos considerados para acréscimo de blindagens de nêutrons, para efeitos de simulações.	104
4.23	Ilustração do decréscimo no equivalente de dose devido aos raios gama de captura no interior do labirinto da sala 9. O valor da distância deci-redutora obtida para esta sala foi de, aproximadamente, 5,0 m.	106
4.24	Ilustração dos parâmetros utilizados na proposta alternativa da estimativa de equivalentes de dose de nêutrons na entrada de salas de tratamento.	108
4.25	Fator de transmissão, em função da espessura de madeira, parafina ou polietileno borado a 5%, para o espectro de nêutrons gerados por aceleradores de 15 MV, na região de entrada das salas de tratamento.	112

LISTA DE TABELAS

Tabela	Página
2.1 Elementos que constituem o cabeçote de aceleradores lineares de uso médico e energias limiaries para a produção de fotonêutrons (Larcher et al, 2000).	14
2.2.. Rendimentos relativos para a produção de fotonêutrons em alvos de espessura semi-infinita, em função da energia dos fótons incidentes (McGinley, 1998).	15
2.3. Fator de intensidade da emissão de nêutrons (Q) para vários modelos de aceleradores (Followill et al, 2003).	16
2.4. Limiaries para espalhamento inelástico: primeiros estados excitados dos principais elementos que constituem os cabeçotes de aceleradores de uso médico.	25
2.5. Energias médias (E_0) dos espectros de nêutrons primários produzidos pela colisão de fótons monoenergéticos em alvos (espessura semi-infinita) de tungstênio (W) ou chumbo (Pb), obtidas através de simulações. A energia média dos nêutrons emitidos por uma fonte de ^{252}Cf também é ilustrada. (Larcher et al, 2000)	36
2.6 Equivalente de dose de nêutrons (H_0) a uma distância $d_0 = 1,4$ m do alvo, por unidade de raios-X no isocentro ($\text{mSv n/Gy}_{\text{RX}}$). (McGinley, 1998)	40
2.7 Medidas de equivalentes de dose H por unidade de dose absorvida de raios-X ($\text{mSv.n/Gy}_{\text{RX}}$), devido aos nêutrons emergentes dos cabeçotes dos aceleradores de 15 MV, 18 MV, 20 MV e 25 MV. (Castro, 2005)	48
2.8 Equivalente de dose (mSv) devido aos nêutrons e aos raios gama de captura, estimados na entrada da sala considerando-se uma carga de trabalho de 500Gy/sem. O comprimento do labirinto é de 6,5 m. Adaptação (McGinley, 1998)	49

2.9 Propriedades de alguns materiais utilizados para blindar nêutrons provenientes de aceleradores lineares de uso médico (McGinley, 1998)	51
3.1 Composição e densidades dos materiais comumente utilizados em paredes de uma sala de tratamento.	64
3.2 Dimensões de salas de tratamento simuladas (X, Y, K, W e altura), assim como o equipamento considerado em cada caso.	70
4.1. Energias médias dos fotonêutrons produzidos em aceleradores lineares de uso médico, antes de atravessarem o cabeçote (15, 18, 20 and 25 MV) (Facure et al, 2005a).	75
4.2. Equivalentes de dose de nêutrons H_0 por unidade de dose de dose absorvida de raios-X no isocentro ($mSv n/Gy_{RX}$), medidos e simulados neste trabalho. (Facure et al, 2004)	77
4.3. Comparação entre os valores calculados e simulados das fluências espalhada e térmica (n/cm^2) para uma sala cúbica, esférica ou cilíndrica. Valores normalizados por nêutron emitido da fonte.	90
4.4 Comparação entre a previsão analítica e simulações das fluências espalhada e térmica no interior de salas cúbicas de concreto convencional (Facure et al, 2005c).	91
4.5 Ilustração da redução que ocorre nas fluências ($n .cm^{-2}$) de nêutrons, desde quando essas partículas estão a 1 m da fonte (detector 1) até a porta da sala (detector 5) . Valores normalizados por nêutron emitido da fonte.	97
4.6 Equivalentes de dose de nêutrons H_0 por unidade de dose de dose absorvida de raios-X no isocentro ($mSv n/Gy$ raios-X), medidos e simulados neste trabalho, considerando os aceleradores no interior de salas reais.	98
4.7 Equivalentes de dose ambientais de nêutrons, simulados e calculados pela técnica de Kersey e de French e Wells, para cada sala que abrigaria aceleradores de 15 MV .	99

4.8 Equivalentes de dose ambientais devido aos raios gama de captura, simulados e calculados, para cada sala que abrigaria aceleradores de 15 MV . 105

4.9 Comparação entre os valores de equivalentes de dose simulados na entrada das salas de tratamento e os previstos através da equação 4.4 110

4.10 Valores de camadas deci-redutoras, simulados para espectros de nêutrons da região da porta de salas que abrigam aceleradores de 15 e 25 MV. 112

Capítulo 1

Introdução

A radioterapia, que é o uso terapêutico das radiações ionizantes, ocupa hoje um lugar de destaque na oncologia, uma vez que cerca de 60% dos pacientes portadores de neoplasias irão utilizar esse tipo de tratamento durante a evolução de sua doença, em uma de suas diferentes modalidades (INCa, 2001a).

O câncer representa a segunda *causa mortis* em estatísticas americanas e a terceira em estatísticas brasileiras, sendo responsável por 13,30% dos óbitos, superados em nosso país apenas por doenças do aparelho circulatório (34,10%) e por causas externas (14,60%) (INCa, 1997). Não há célula tumoral ou normal que sobreviva indefinidamente à radiação e, portanto, a grande dificuldade do tratamento não está na resistência da célula tumoral à radiação, mas na sensibilidade das células normais, vizinhas ao câncer. Assim sendo, o objetivo da radioterapia é aplicar a maior dose de radiação possível para obter o controle tumoral e ao mesmo tempo minimizar os danos aos tecidos normais circunvizinhos. Os fenômenos biológicos, as interações com vários agentes e a precisão no planejamento do tratamento, influenciam na eficácia terapêutica.

A palavra teleterapia é de origem grega e significa “terapia à distância”. Nessa categoria estão enquadrados os tipos de tratamento onde a fonte de radiação é externa ao paciente. Esse método de tratamento envolve a utilização de feixes de radiação ionizante, tais como elétrons, prótons, nêutrons, íons pesados ou raios-X. Os elétrons são principalmente utilizados no tratamento de lesões superficiais (patologias

cutâneas) ou de pouca profundidade, enquanto os raios-X são utilizados no tratamento de tumores profundos, situados a vários centímetros abaixo da pele.

Aceleradores lineares são equipamentos utilizados em teleterapia. No passado, costumava-se utilizar na teleterapia equipamentos que continham fontes de césio ou cobalto incorporadas, mas, com o passar do tempo, esses aparelhos vêm sendo gradativamente substituídos por aceleradores lineares. Essa troca deve-se principalmente ao fato de aceleradores lineares representarem um aumento da segurança, por não terem fontes radioativas incorporadas, tendo em vista que são equipamentos eletrônicos e quando estão desligados não produzem qualquer radiação.



Figura 1.1- Ilustração do cabeçote de um acelerador linear de uso médico

Os modelos de aceleradores lineares são classificados de acordo com a energia máxima de aceleração dos elétrons que produzem os raios-X. Independentemente da energia da radiação utilizada, o efeito terapêutico é o mesmo, com as mesmas doses. Tumores profundos, no entanto, podem ser melhor tratados com aceleradores lineares que empregam feixes de fótons com energias mais elevadas, principalmente no que se

refere à preservação de órgãos ou tecidos superficiais. A Figura 1.2 ilustra curvas de percentagem de dose profunda, para feixes de 6, 15 e 18 MeV (Schaberle *et al*, 2000), em função da profundidade no tecido, onde observa-se nitidamente o deslocamento do ponto máximo de dose com o aumento da energia do feixe.

Com a modernização do parque radioterápico brasileiro, os aceleradores lineares de baixa energia vêm sendo substituídos por novas máquinas de energia dual, com feixes de fótons com energia igual ou superior a 10 MeV. Apesar de apresentarem diversas vantagens, essas novas máquinas produzem fotonêutrons como contaminantes do feixe de fótons, devido a interação desses fótons com materiais de número atômico alto. Os nêutrons assim gerados resultam em uma dose adicional ao paciente e trabalhadores e, conseqüentemente, um estudo mais aprofundado desse aumento de dose se faz necessário.

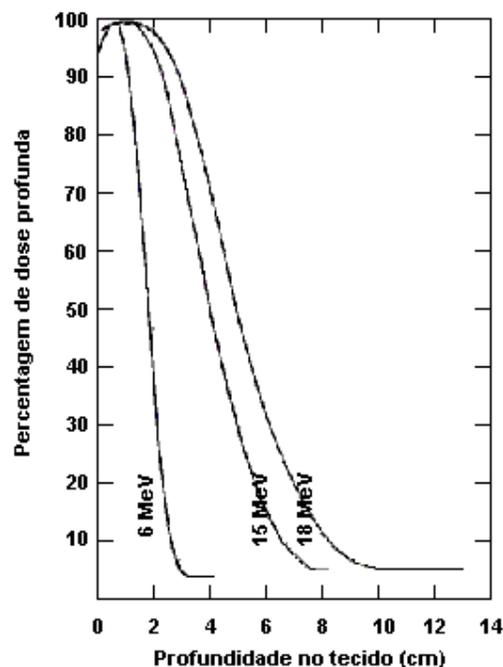


Figura 1.2. Percentagem de dose profunda, para feixes de 6, 15 e 18 MeV, em função da profundidade no tecido (Schaberle *et al*, 2000).

A literatura existente a respeito de cálculos de doses devido a fotonêutrons produzidos por aceleradores de uso médico é escassa. As publicações existentes (NCRP, 1984), relativas às necessidades de blindagens em salas que irão abrigar máquinas de alta energia, foram publicadas há mais de 20 anos e necessitam ser revistas em relação às novas técnicas e conceitos. Como a produção de fotonêutrons resulta em doses para os pacientes e trabalhadores, torna-se necessário determinar como ocorre a produção dessas partículas e examinar suas interações no interior e vizinhanças das salas de tratamento.

1.1 História da Teleterapia

Após os raios-X terem sido descobertos, no ano de 1895, logo foram percebidos os efeitos biológicos provocados por sua ação. Constatou-se que a população exposta a esses raios apresentava dermatites, semelhantes às queimaduras produzidas pelo sol, e quando a exposição cessava era observada uma recuperação gradual do tecido. A ocorrência dos efeitos de exposição, dano e recuperação do tecido, levou pesquisadores da época a aplicarem os raios-X de forma terapêutica.

Após a descoberta desses efeitos, os raios-X começaram a ser aplicados, concomitantemente com o isótopo ^{226}Ra , para tratamento de algumas lesões de cabeça e pescoço, e de alguns processos inflamatórios. Em 29 de janeiro de 1896 foi descrito o primeiro tratamento de câncer utilizando raios-X, administrado em uma paciente que possuía um volumoso tumor de mama. Em julho deste mesmo ano, foi descrito na França um tratamento de câncer gástrico, tendo sido o paciente submetido a oito sessões de radioterapia, duas vezes ao dia, obtendo uma grande diminuição da massa tumoral e alívio da dor (Salvajoli *et al*, 1999).

Com o intuito de reduzir as áreas afetadas pela radiação, em 1901 especialistas deram início às primeiras tentativas de realizar colimações em feixes de raios-X, com pedaços de chumbo protegendo áreas fora da região de tratamento.

Para obter maior precisão nas doses administradas, a partir desse mesmo ano, os médicos e pesquisadores deram início as dosimetrias. Existem registros de tentativas de se medir o calor emitido pelos aparelhos e relacioná-lo com as doses; a medida das doses pela mudança de cor que a radiação provocava em certas substâncias químicas e, algum tempo depois, a determinação das camadas semi-redutoras (HVL) e deciredutoras (TVL) para alguns materiais. Esses ensaios preliminares foram considerados um grande avanço, visto que, nos primeiros anos em que se empregou a radioterapia, as doses eram administradas até o ponto em que se julgava que o paciente podia tolerar. Geralmente, essa dose era estabelecida pela tolerância da pele (dose eritema). Em seguida, ocorreram constantes tentativas de padronizar os tratamentos com radiação, relacionando o tempo de exposição com a corrente dos equipamentos, construindo-se uma tabela que fornecia as doses em função de diferentes distâncias.

Os equipamentos de radioterapia apresentaram um grande desenvolvimento tecnológico após o surgimento de transformadores mais eficientes e do tubo de *Colidge*, o que ocorreu em 1917. Nessa época, feixes com energia da ordem de 100 keV começaram a ser produzidos. Já se tinha exata noção das vantagens em se produzir radiações mais “duras”, penetrantes, e por isso os pesquisadores buscavam desenvolver aparelhos que gerassem raios-X com energias mais elevadas.

A radioterapia em oncologia começou a ser aplicada de forma sistemática na Alemanha em 1920, através do uso de um aparelho que produzia raios-X com energias de até 200 keV. Nessa época, na França, alguns tratamentos com doses fracionadas e filtração do feixe foram iniciados.

Em 1928, o Instituto de Tecnologia da Califórnia dispunha de um aparelho que podia produzir feixes de raios-X de até 750 keV. Dois anos depois, o primeiro paciente foi tratado com esse aparelho: era um portador de carcinoma de reto, que não poderia ser operado. Esse caso é considerado o pioneiro na radioterapia moderna.

Em 1935, nos Estados Unidos, foi produzido um enorme aparelho de radioterapia, que gerava raios-X de até 1 MeV e possuía um tubo de aproximadamente 10 metros de comprimento. Segundo registros, esse equipamento permitia tratar até quatro pacientes, simultaneamente. Porém, para que a máquina funcionasse adequadamente, era necessária a presença constante de físicos e engenheiros.

Na década de 50, vários aparelhos produziam raios-X com energias da ordem de 1 MeV, mas o emprego de feixes de fótons com essa energia só se popularizou com o advento da radioterapia com fontes de ^{60}Co . A introdução de equipamentos de telecobaltoterapia foi uma verdadeira revolução para a radioterapia, uma vez que essa técnica permitia tratar lesões a uma maior profundidade, minimizando as doses na pele do paciente.

Acredita-se que o primeiro protótipo de um equipamento de telecobaltoterapia tenha sido construído pela *G. E. Corporation* em 1950, na Inglaterra, tendo seu uso clínico sido iniciado em 1953. Esse equipamento encontra-se atualmente no Museu Americano de Radiologia. Em 1961, já existiam cerca de 1500 unidades de telecobaltoterapia disponíveis em todo o mundo (Salvajoli *et al*, 1999).

Em 1969, iniciou-se o emprego de geradores eletrostáticos de *Van der Graff* na medicina. Esses aparelhos eram capazes de produzir raios-X com energias de até 5 MeV. O tubo acelerador era circular, mantido em vácuo, e os elétrons eram injetados no sistema e depois colidiam, produzindo assim os raios-X. Entre os principais problemas

da aplicação terapêutica deste equipamento estavam o seu tamanho e o posicionamento em que o paciente deveria ser mantido para que fosse tratado.

A idéia de aceleração de partículas carregadas através de um guia de ondas surgiu na Suécia em 1924, mas essa tecnologia só foi disponibilizada após o fim da Segunda Guerra, tendo sido desenvolvida por dois grupos independentes. Em 1946, um dos grupos construiu o primeiro acelerador linear de elétrons, instalado em Londres, com raios-X alcançando a energia máxima de 8 MeV. A primeira proposta para a construção de um acelerador linear para uso médico na América se deve a médicos da Universidade de *Stanford*, Califórnia. O equipamento era isocêntrico e os raios-X atingiam energia máxima de 5 MeV.

1.2 Descrição de Componentes e Funcionamento de um Acelerador Linear

Na Figura 1.3, os principais componentes contidos no cabeçote de um acelerador linear são ilustrados, assim como a produção dos raios-X.

Elétrons são emitidos do catodo (emissão termiônica) e entram numa guia de onda, sendo acelerados por campos eletromagnéticos cujas frequências variam entre 10^3 e 10^4 MHz, dependendo do equipamento. Quando saem do tubo acelerador, esses elétrons colidem com um alvo de metal e uma fração de suas energias é convertida em raios X (*bremstrahlung*). Nos aceleradores lineares, o feixe de radiação é produzido no cabeçote, que pode girar em volta da mesa de tratamento onde o paciente é posicionado – a isso, chama-se um equipamento isocêntrico. Para delimitar os campos de irradiação, existem mecanismos de colimação de feixe, localizados no próprio cabeçote, com peças que se abrem ou fecham, de acordo com o tamanho de campo necessário para o tratamento a ser realizado. Após o colimador primário, o feixe atravessa o filtro

aplanador, que tem a função de deixá-lo uniforme, atenuando de maneira mais acentuada a região central.



Figura 1.3 - Principais componentes de um Acelerador Linear

Depois de passar por uma câmara de ionização, o feixe é então limitado pelo colimador secundário, que restringe o campo projetado para um campo máximo que tem, em geral, a dimensão de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, a 1 metro de distância do alvo onde são produzidos os raios-X.

O colimador pode também ser rotacionado, para vários alinhamentos de campo no paciente. Além disso, diversos tipos de blocos podem ser utilizados para proteger áreas ou órgãos que não fazem parte da área de tratamento e que não seriam protegidos através de campos retangulares. Atualmente, o uso do colimador de multifolhas (*multileaf collimator*) já está mais difundido, o que eliminará, quase que na totalidade, o uso dos blocos.

No caso de tratamento com elétrons, o alvo é retirado da trajetória dos mesmos, que colidirão com um filtro espalhador. Neste caso, o formato do campo é definido através de aplicadores ou cones de elétrons, que devem estar a uma distância

bastante reduzida da superfície devido às características de dispersão desse tipo de radiação.

Máquinas que produzem duas energias de fótons e várias energias de elétrons devem possuir um sistema móvel (carrossel) que permita selecionar um filtro equalizador para cada energia de fótons, assim como um filtro espalhador para cada energia de elétrons e, ainda, que possibilite a colocação do alvo para tratamento com fótons ou a retirada do mesmo para tratamento com elétrons.

Os pontos potenciais para a produção de nêutrons por aceleradores lineares são quaisquer materiais onde incida o feixe de fótons ou elétrons utilizados em radioterapia, ou seja, paredes da câmara de ionização, paredes da guia de onda do acelerador, o alvo onde são produzidos os raios-X, filtros, colimadores etc. As fontes de radiação residual são quaisquer materiais onde os nêutrons são absorvidos ou produzidos.

1.3 Recomendações internacionais e nacionais a respeito da contaminação de feixes terapêuticos por nêutrons

A maior parte das recomendações internacionais relacionadas a geração de nêutrons por aceleradores de uso médico, preconizam o que segue abaixo (McGinley, 1998):

- a) Para operações em que a radiação de fuga do cabeçote é máxima, a dose absorvida devido aos fótons e nêutrons, em qualquer ponto em um plano circular de 2 m de raio, centrada e perpendicular ao eixo central do feixe no isocentro, mas fora do campo de tratamento, não deve exceder a 0,1% da dose absorvida devido ao feixe terapêutico no isocentro.

- b) Pontos fora do plano do paciente e a 1 m do canhão de elétrons do acelerador devem receber uma dose absorvida devido a nêutrons menor que 0,05% do que a administrada no isocentro devido ao feixe terapêutico.

No Brasil, no item 6 da norma NE-3.06 (CNEN, 1990) da Comissão Nacional de Energia Nuclear, que se relaciona aos requisitos de projeto e operação em instalações de radioterapia, está expressa a única recomendação existente em normas nacionais a respeito da contaminação do feixe terapêutico de raios-X por nêutrons, a saber :

“A taxa de kerma no ar devida aos nêutrons, dentro e fora da área de tratamento, deve ser mantida tão reduzida quando razoavelmente exequível; dentro da área de tratamento o kerma no tecido humano devido aos nêutrons não deve exceder a 1% do kerma devido aos raios-X.”

Face ao acima exposto, constata-se que as normas nacionais vigentes tratam a questão como uma dose adicional indesejável que porventura um paciente submetido à sessões de radioterapia possa estar exposto, não considerando relevante a exposição de trabalhadores a esse tipo de radiação. De fato, atualmente, em inspeções regulatórias no Brasil, não são realizadas medidas das doses devido aos nêutrons que podem ser espalhados até chegarem às portas das salas de tratamento.

Cabe ressaltar que, com o emprego de novas técnicas de tratamento, como a terapia com feixe de intensidade modulada (IMRT), pode ocorrer um aumento significativo na produção de nêutrons pelos equipamentos (Howell *et al*, 2005), o que reforça a importância da dosimetria de nêutrons, tanto para fins de controle de qualidade

do tratamento a ser administrado ao paciente como por questões de proteção radiológica ocupacional.

O objetivo deste trabalho é estudar a geração e o transporte dos nêutrons provenientes de aceleradores lineares de uso médico em salas de radioterapia. Para tanto, foi utilizado o código de Monte Carlo MCNP, para examinar as interações dos nêutrons no interior das salas até a região da porta. Pretende-se, com isso, obter estimativas das taxas de dose produzidas pelos nêutrons nas entradas das salas, para que os resultados obtidos sirvam como parâmetro para proteção radiológica ocupacional.

A partir da apresentação do problema a ser estudado, realizada no presente capítulo, os aspectos conceituais da produção de nêutrons em aceleradores lineares de uso médico, assim como alguns dados existentes na literatura a respeito do tema, serão abordados no Capítulo 2. O Capítulo 3 tratará da metodologia de simulação empregada em cada parte da pesquisa, com características e limitações dos modelos considerados. Já no Capítulo 4, serão discutidos os resultados das simulações em relação às metodologias de cálculo mais freqüentemente empregadas nos projetos de blindagens e, finalmente, serão apresentadas no Capítulo 5 as conclusões do trabalho e as perspectivas de trabalhos futuros nesta área.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos e Fenomenológicos

2.1 Produção de Fotonêutrons

Os nêutrons são produzidos em aceleradores lineares devido à interação dos fótons com materiais de alto número atômico, que constituem os cabeçotes dos mesmos. Essa produção é regida pelo fenômeno de ressonância de dipolo gigante (NCRP, 1984), que ocorre quando a energia dos fótons incidentes for próxima à energia de ligação dos nucleons (>5-15 MeV). Nesse caso, a fotoabsorção leva a um deslocamento relativo dos nêutrons e prótons mais intensamente ligados no interior do núcleo, excitando-os a um estado de energia mais elevado e, posteriormente, essa energia extra é liberada na forma de emissão de nêutrons. Devido à presença de uma forte barreira coulombiana, a emissão de prótons é altamente suprimida para núcleos pesados. Para núcleos mais leves, o decaimento por ressonância gigante se dá predominantemente pela emissão de um único nucleon (γ,n) ou (γ,p), com probabilidade quase igual. A seção de choque máxima para a produção de nêutrons por ressonância de dipolo gigante é de 1-2 mb/nucleon.

A ressonância de dipolo gigante se caracteriza por possuir uma energia limiar, um rápido crescimento até um valor máximo e um decréscimo gradual para energias mais elevadas. Para núcleos médios e pesados ($A > 40$), como os dos materiais que

formam o cabeçote de um acelerador de uso médico, o ponto máximo da curva ocorre a energias entre 13 MeV e 18 MeV.

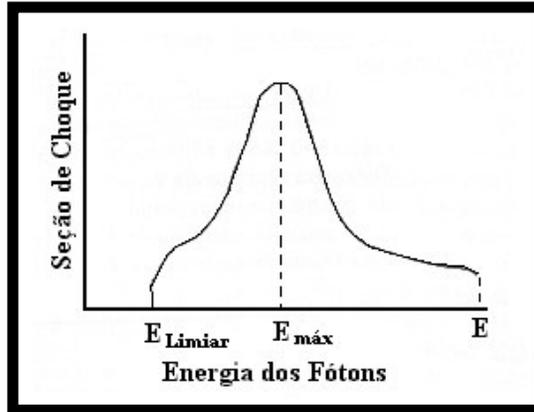


Figura 2.1 – Ilustração do formato de uma curva de seção de choque para a produção de fotonêutrons (McGinley, 1998).

A área abaixo do gráfico da Figura 2.1, que representa a seção de choque de absorção de fótons *versus* a energia dos fótons incidentes, pode ser descrita por (NCRP, 1984):

$$\int_{E_{LIMIAr}}^E \sigma(E)dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} = 60 \frac{NZ}{A} (MeV - mbarns) \quad (2.1)$$

onde e é a carga do elétron, \hbar é a constante de Planck (dividida por 2π), M é a massa média dos nucleons ($Mc^2 = 938,926$ MeV), c é a velocidade da luz, N o número de nêutrons, Z o número de prótons e A é o número de massa do átomo-alvo. A área expressa em termos desta integral, é designada como intensidade da ressonância gigante. Observa-se, então, que a intensidade da ressonância de dipolo gigante é diretamente proporcional ao número atômico do elemento.

Na Tabela 2.1 estão relacionados os principais elementos que constituem o cabeçote de aceleradores lineares de uso médico, com as respectivas energias limiares para a produção de fotonêutrons.

Tabela 2.1- Elementos que constituem o cabeçote de aceleradores lineares de uso médico e energias limiares para a produção de fotonêutrons (Larcher et al, 2000).

Elemento	Peso Atômico	Abundância (%)	Energia Limiar (MeV)
Al	27	100	13,1
	54	5,8	13,4
	56	91,7	11,2
Cu	65	30,8	9,91
W	182	26,4	8,5
	183	14,4	6,19
	184	30,6	7,41
	186	28,4	5,75
Pb	206	25,1	8,08
	207	22,1	6,74
	208	52,3	7,37

Da mesma forma, na Tabela 2.2 são mostrados os rendimentos relativos para a produção de fotonêutrons em alvos de espessura semi-infinita, em função da energia dos fótons incidentes, para diversos materiais. Os valores estão normalizados para o tungstênio, com a energia do fóton incidente de 25 MeV. Comparando esses dados com os apresentados na Tabela 2.1, observa-se que, para o chumbo e tungstênio, elementos predominantes nos cabeçotes dos aceleradores, além da produção relativa de nêutrons

ser maior do que para outros elementos, a energia limiar para a emissão dessas partículas é mais baixa.

Tabela 2.2- Rendimentos relativos para a produção de fotonêutrons em alvos de espessura semi-infinita, em função da energia dos fótons incidentes (McGinley, 1998).

Elemento	10 MeV	15 MeV	20 MeV	25 MeV
Al	0,0	0,0	0,0	0,03
Cu	0,0	0,0	0,11	0,25
Fe	0,0	0,0	0,07	0,17
Pb	0,0	0,25	0,70	0,93
W	0,0	0,25	0,70	1,00

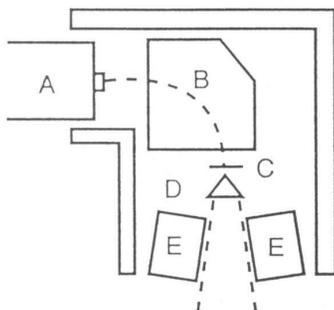
Fabricantes de aceleradores lineares fornecem, nos manuais de seus equipamentos, o valor de um parâmetro característico de cada máquina, dependente da constituição e disposição de cada componente no interior do cabeçote. Esse parâmetro é denominado de fator de intensidade da emissão de nêutrons (Q), e refere-se ao número de nêutrons (n) emitidos pelo cabeçote dos aceleradores, quando 1 Gy de raios-X é administrado no isocentro (n / Gy_{RX}). Valores desse fator, obtidos da literatura para diversos modelos de aceleradores existentes no mercado (Followill *et al*, 2003), são relacionados na Tabela 2.3.

Tabela 2.3- Fator de intensidade da emissão de nêutrons (Q) para vários modelos de aceleradores (Followill et al, 2003).

<i>Fabricante</i>	<i>Modelo</i>	<i>Energia Nominal (MV)</i>	<i>Q (x 10¹² n/Gy)</i>
Varian	1800	10	0,06
Varian	1800	15	0,76
Varian	2100C	18	0,96
Varian	2500	24	0,77
Siemens	MD2	10	0,08
Siemens	MD	15	0,20
Siemens	KD	18	0,88
Siemens	KD	20	0,92
Siemens	Primus	15	0,21
Elekta	SL-20	18	0,46
Elekta	SL-25	22	2,37
Elekta	SL-25	25	1,44
GE	Saturne 41	12	0,24
GE	Saturne 41	15	0,47
GE	Saturne 43	18	1,50
GE	Saturne 43	25	2,40

A Figura 2.2 (Larcher *et al*, 2000), apresenta um esquema e os rendimentos relativos da produção de fotonêutrons, para as várias partes dos aceleradores.

- A. Canhão de Elétrons
- B. Dispositivo Defletor
- C. Alvo
- D. Filtro Aplanador
- E. Colimador



Fonte	Peso Relativo
Canhão de elétrons	1,0
Alvo (tungstênio sobre cobre)	1,9
Colimador primário	2,4
Filtros de aço	0,6
Filtros de tungstênio	1,5
Colimador secundário	
Campo 40x40	0,8
Campo 0x0	1,9

Figura 2.2 – Principais componentes de um acelerador linear típico, onde ocorre a produção de fotonêutrons, e respectivos rendimentos relativos.

2.2 Espectro Primário de Nêutrons

Os espectros de nêutrons produzidos em aceleradores lineares de uso médico podem ser descritos como a soma de duas componentes: um espectro de evaporação e um espectro de emissão direta (NCRP, 1984). O espectro de evaporação é assim chamado por ser resultante de uma deposição gradual de energia dos fótons nos núcleos alvos, que se tornam excitados (quentes). Com o decaimento (resfriamento) do núcleo composto, ocorre a emissão de um nêutron, chamado por este motivo de nêutron de evaporação. O espectro de emissão direta é gerado pela remoção de um nêutron do núcleo-alvo, devido à interação direta dos fótons com os nucleons.

O espectro de evaporação constitui a maior componente do espectro total de nêutrons produzidos em aceleradores lineares, e pode ser descrito por uma distribuição da forma (NCRP, 1984):

$$\frac{dN}{dE_n} = \frac{E_n}{T^2} \exp\left(\frac{-E_n}{T}\right) \quad (2.2)$$

onde T é um parâmetro característico para cada núcleo, denominado “temperatura nuclear” (MeV), e E_n é a energia dos nêutrons emitidos. O pico deste espectro corresponde a $E_n = T$ (energia mais provável) e a energia média é $E_n = 2T$.

Os nêutrons de evaporação são emitidos isotropicamente, já os de emissão direta têm maior energia do que os de evaporação e podem ser emitidos de maneira não isotrópica. Para materiais com número atômico médio ou alto e para energias dos fótons incidentes perto do pico de ressonância, a emissão direta alcança entre 12% e 15% do total dos nêutrons. Para estimar a contribuição dessas duas componentes distintas do espectro total, podemos descrever o espectro primário de nêutrons produzidos em tungstênio através da relação (Tosi *et al.*, 1991):

$$\frac{dN}{dE_n} = \frac{0,8929E_n}{(0,5)^2} \exp\left(\frac{-E_n}{0,5}\right) + \frac{0,1071 \ln\left[\frac{E_{\max}}{E_n + 7,34}\right]}{E_{\max} \int_0^{E_{\max}} \ln\left[\frac{E_{\max}}{E_n + 7,34}\right] dE_n} \quad (2.3)$$

onde E_{\max} é a energia máxima dos fótons incidentes no material e o fator 0,5 no denominador da expressão acima é a temperatura nuclear (MeV) para a produção de nêutrons no tungstênio. O primeiro termo corresponde aos nêutrons de evaporação e o segundo aos de emissão direta.

Com frequência, encontra-se na literatura afirmações (NCRP, 1984) de que os espectros de fotonêutrons produzidos em equipamentos na faixa de energia dos aceleradores lineares de uso médico, assemelham-se a um espectro de fissão. A Figura 2.3 ilustra um espectro de fotonêutrons, produzido pela interação de raios-X de 20 e 30 MeV com tântalo, e um espectro de fissão, onde essa similaridade pode ser observada. Porém, segundo alguns autores, quando os espectros primários penetram no cabeçote dos aceleradores e são degradados em energia, essas similaridades tornam-se menos evidentes, devido às interações dos nêutrons com o cabeçote desses equipamentos (McGinley, 1998).

Nas próximas seções, serão apresentados alguns dados existentes na literatura a respeito das interações dos nêutrons com a matéria, descrevendo-se tanto a degradação dos espectros de nêutrons ao atravessarem os cabeçotes dos aceleradores como suas interações com as paredes das salas de tratamento.

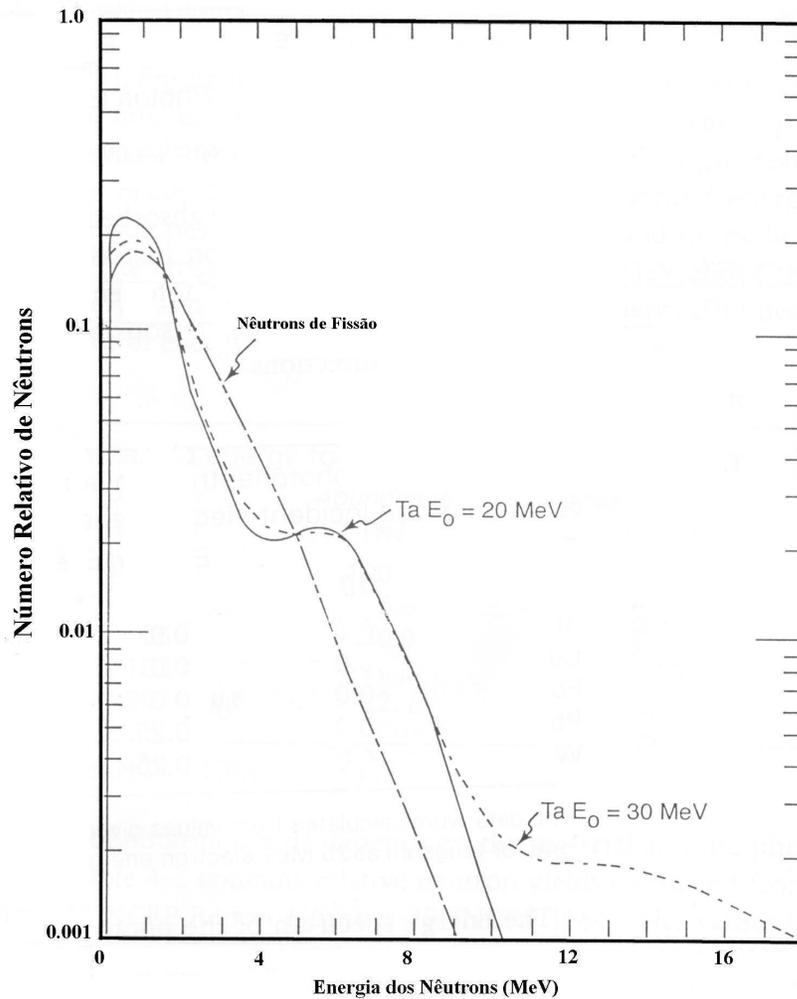


Figura 2.3 – Espectro de fotonêutrons produzido pela colisão de raios-X de 20 e 30 MeV com um alvo de tântalo (Ta). Um espectro de nêutrons de fissão é ilustrado, para comparação. (NCRP, 1984)

2.3 Interação dos Nêutrons com a Matéria

2.3.1 Formas de Interação

Por não possuírem carga, os nêutrons interagem diretamente com os núcleos dos átomos e não com seus campos eletrostáticos, de maneira distinta das partículas carregadas. Dois processos principais regem essas interações:

a) Espalhamento elástico (n,n) - A estrutura nuclear não sofre alterações e a interação é uma simples transferência de energia cinética e de quantidade de movimento, podendo ser descrita como o choque elástico de duas esferas rígidas. Nesse processo, o nêutron incidente tem sua velocidade e direção alteradas e o núcleo alvo permanece no estado fundamental;

b) Absorção - O nêutron é capturado pelo núcleo, modificando-o. A energia cinética não é conservada, uma fração dessa energia excita o novo núcleo formado, que depois pode voltar a seu estado fundamental. A partir do estado excitado do núcleo, vários fenômenos podem ocorrer: i) espalhamento inelástico (n,n') - o nêutron incidente deve possuir energia superior a um certo limiar; um outro nêutron é emitido pelo núcleo composto, que atinge o seu estado fundamental emitindo, na maioria das vezes, raios gama; ii) captura radioativa - o núcleo composto, formado num estado excitado energeticamente, atinge a estabilidade pela emissão de um ou mais fótons ou partículas. Podem ocorrer reações do tipo (n,p), (n,2n), (n, γ) ou (n, α); iii) fissão nuclear - nesse caso o núcleo composto de um átomo pesado é separado em dois ou mais fragmentos e, em geral, são produzidos dois ou três novos nêutrons.

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, determinando a probabilidade de ocorrência de uma reação nuclear envolvendo um único nêutron. A unidade de seção de choque microscópica é o barn (b), medida em dimensões de área, $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. 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,

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_e \quad (2.4)$$

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

$$\sigma_a = \sigma_{in} + \sigma_{cr} + \sigma_f + \dots \quad (2.5)$$

onde:

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 numa 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, não colaborando na seção de choque total.

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

$$N \cdot \sigma = \Sigma \quad (2.6)$$

onde 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 (Beckurts e Wirtz, 1964).

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

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{N\sigma} \quad (2.7)$$

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

$$\tau = \frac{\lambda}{v} \quad (2.8)$$

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

$$\frac{1}{\tau} = \frac{v}{\lambda} = v \cdot \Sigma \quad (2.9)$$

2.3.2 Classificação dos nêutrons quanto a energia

Os nêutrons provenientes de aceleradores lineares, assim como os raios-X e os raios γ , podem ser produzidos numa larga faixa de energias, apresentando propriedades de atenuação substancialmente diferentes para cada intervalo. A divisão dos nêutrons em grupos de energia é arbitrária, sendo utilizada doravante a classificação proposta por (Gibson e Piesch, 1985), ou seja,

- Térmicos < 0,4 eV
- Epitérmicos 0,4 eV – 100 keV
- Rápidos > 100 keV

Os nêutrons térmicos são aqueles que estão em equilíbrio térmico com o meio, à temperatura ambiente. Esse equilíbrio ocorre quando o nêutron sofre colisões ao atravessar a matéria, perdendo energia até que atinja uma distribuição em equilíbrio com a dos átomos e moléculas do meio. No equilíbrio, os nêutrons térmicos apresentam uma distribuição de velocidade do tipo *maxwelliana* (IAEA, 1985) e suas energias mais prováveis assumem o valor de 0,025 eV a 20 °C. Para fins experimentais, consideram-se nêutrons térmicos aqueles que possuem energias abaixo de 0,4 eV, energia que corresponde a uma diminuição brusca na seção de choque de absorção do cádmio.

2.3.3 Atenuação dos Nêutrons

A seção de choque total, σ_t , é função tanto da energia do nêutron incidente quanto da estrutura dos núcleos-alvo. A seção de choque de absorção, para muitos núcleos, é inversamente proporcional à velocidade v do nêutron (lei $1/v$). Além disso, picos de absorção podem ocorrer em certas energias. Esses picos são causados por ressonâncias, que ocorrem quando a energia do nêutron incidente é igual a um nível particular de energia do núcleo-alvo.

No espalhamento inelástico, a energia total e o momento linear das partículas, antes e depois da colisão, são conservados; entretanto, a energia cinética não é. Parte da energia cinética do nêutron é absorvida pelo núcleo-alvo, que é elevado a um de seus níveis de excitação. Essas energias de excitação são muito altas para núcleos leves e, para que o espalhamento inelástico ocorra, o nêutron deve possuir uma energia cinética maior ou igual à energia de excitação mínima do núcleo com o qual ele colide. O espalhamento inelástico ocorre acima de uma energia limiar, em torno de 0,1 a 1,0 MeV, para núcleos pesados e médios, e maior do que 1 MeV para núcleos leves (NCRP, 1984).

Para que ocorra o espalhamento elástico, o nêutron não precisa possuir uma energia cinética mínima, conservando-se tanto o momento linear, como a energia cinética total.

Em todo processo de espalhamento, parte da energia do nêutron é transferida para o núcleo. Essa perda de energia do nêutron é chamada de moderação. Nêutrons incidentes com energias altas podem sofrer espalhamento elástico e inelástico, mas quando já estão moderados sofrem apenas espalhamento elástico. A Tabela 2.4 (NCRP, 1984) ilustra, para os elementos predominantes nos cabeçotes de aceleradores, os valores dos primeiros estados excitados dos núcleos (MeV).

Tabela 2.4- Limiares para espalhamento inelástico: primeiros estados excitados dos principais elementos que constituem os cabeçotes de aceleradores de uso médico (NCRP, 1984).

Elemento	Número de Massa (A)	Abundância (%)	1º Estado Excitado (MeV)
Pb	206	25,1	0,803
	207	21,7	0,570
	208	52,3	2,61
Fe	54	5,8	1,41
	56	91,7	0,847
W	182	26,4	0,100
	183	14,4	0,047
	184	30,6	0,111
	186	28,4	0,123

A quantidade de energia perdida por um nêutron em cada colisão depende da massa do núcleo-alvo e do ângulo de espalhamento. Um nêutron pode perder cerca de 2% de sua energia ao colidir com um núcleo de ^{238}U , mas perde 28% dela ao colidir

com um núcleo de ^{12}C . Para nêutrons que sofrem espalhamentos elásticos em um meio não absorvedor, a relação entre a energia antes (E_0) e após a colisão (E) pode ser descrita por (Duderstadt e Hamilton, 1976):

$$E = E_0 \frac{A^2 + 2A \cos \varphi + 1}{(A + 1)^2} \quad (2.10)$$

Onde A é o número de massa do material moderador e φ o ângulo de espalhamento no referencial do centro de massa. Como o espalhamento de nêutrons é isotrópico, a perda média de energia do nêutron por colisão elástica, no sistema de centro de massa, pode ser aproximada por:

$$\overline{\Delta E} = \overline{E_0 - E} = E_0 \frac{1 - \alpha}{2} \quad (2.11)$$

Onde $\alpha = (A - 1)^2 / (A + 1)^2$. Ou seja, quanto menor for o número de massa do elemento, maior será a perda de energia dos nêutrons.

2.4 Espectro de Nêutrons Transmitido Através do Cabeçote

O espectro resultante das reações (γ, n) no cabeçote dos aceleradores, se degradará em energia como consequência das interações dos nêutrons com a estrutura do próprio acelerador. Os principais mecanismos de perda de energia nos elementos pesados que constituem o cabeçote são o espalhamento inelástico e as reações ($n, 2n$) (NCRP, 1984). Além dessas reações, existe uma grande quantidade de colisões elásticas que, apesar de não representarem perda energética significativa, aumentam a trajetória percorrida pelos nêutrons dentro da blindagem, aumentando, portanto, a probabilidade de reações ($n, 2n$).

De acordo com a literatura (Larcher *et al*, 2000; NCRP, 1984), em um acelerador com cabeçote de tungstênio, até 15% da fluência primária de nêutrons é absorvida no cabeçote. Quando o material predominante é chumbo, considera-se atenuação zero, podendo ocorrer, inclusive, um efeito de *build up* devido às reações (n, 2n).

As Figuras 2.4a e 2.4b ilustram as seções de choque elásticas, não-elásticas [inelásticas + (n, 2n)] e totais para o chumbo e o tungstênio. O tungstênio (W) é consideravelmente mais efetivo do que o chumbo (Pb) para reduzir a energia dos nêutrons, pois, apesar de as seções de choque não-elásticas serem quase iguais para ambos elementos, o tungstênio possui quase o dobro de átomos por centímetro cúbico, além do espalhamento inelástico no tungstênio se estender até energias muito menores.

A geometria dos cabeçotes de aceleradores lineares é muito complexa, sendo constituída de várias partes móveis e fixas, como mostrado na Figura 2.2. Essa blindagem, portanto, nunca é uma esfera sólida, ou qualquer outra forma geométrica simples. Todavia, como os nêutrons são espalhados muitas vezes nos materiais que compõem os cabeçotes, uma boa aproximação pode ser feita ao considerar-se os mesmos como sendo esferas sólidas de 10 cm de tungstênio ou de 15 cm, se o material utilizado como blindagem for predominantemente chumbo (NCRP, 1984).

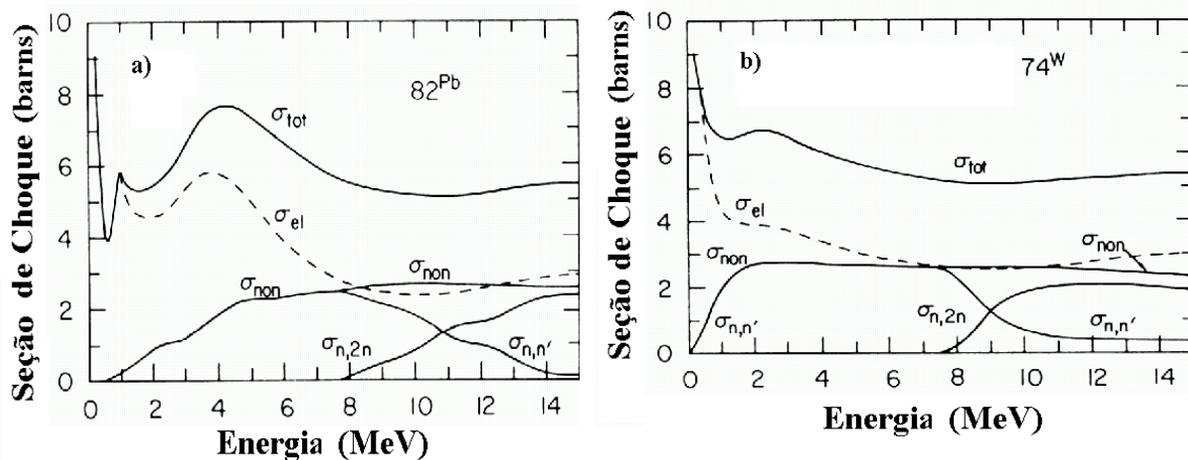


Figura 2.4 – Seções de choque de interação, em função da energia dos nêutrons para o a) chumbo e b) tungstênio. σ_{non} representa a soma de todas as seções de choque não-elásticas (inelástica + (n, 2n)+..). (NCRP, 1984)

Na Figura 2.5, é apresentado o espectro de fotonêutrons produzido por elétrons de 15 MeV bombardeando um alvo de tungstênio e, para efeitos de comparação, ilustra-se um espectro de nêutrons produzido por uma fonte de ^{252}Cf . Está clara a degradação que o espectro sofre após emergir de uma esfera com 10 cm de tungstênio. Também é mostrada a degradação desse mesmo espectro devido a uma sala de concreto, onde geralmente os aceleradores de uso médico são acondicionados. Em particular, percebe-se por esta figura que utilizar uma fonte de ^{252}Cf para a calibração de detectores a serem empregados nas medidas de espectros de nêutrons produzidos por aceleradores não é uma boa alternativa, devido à diferença existente entre o espectro desta fonte e o espectro de nêutrons degradado pelo cabeçote e pelas paredes da sala, o que implicará em grandes erros nas medidas experimentais.

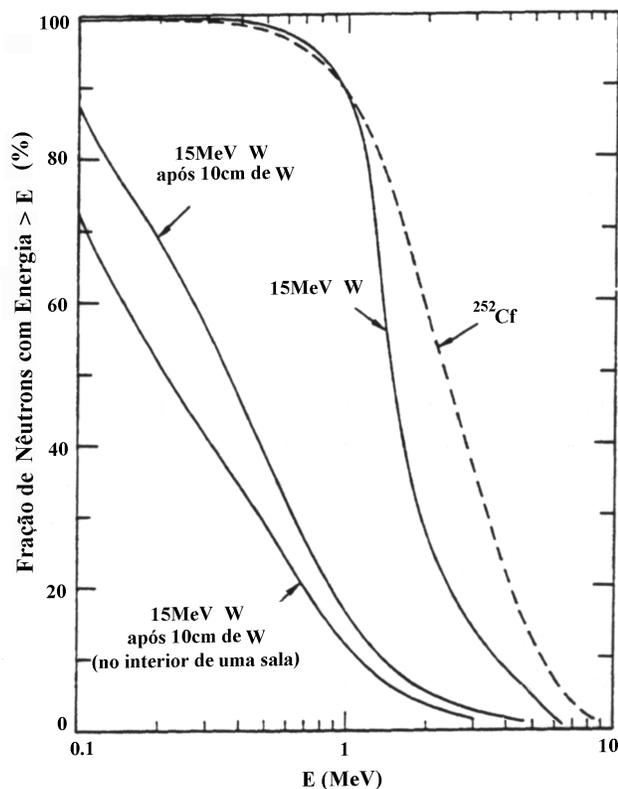


Figura 2.5 – Degradação produzida no espectro de fotonêutrons após uma espessura de 10 cm de tungstênio e após emergir em uma sala de concreto. 15 MeV W representa o espectro de nêutrons produzido quando elétrons de 15 MeV atingem um alvo de tungstênio. (NCRP, 1984)

Outra forma de avaliar a influência do cabeçote do acelerador no espectro de nêutrons é analisar como se comporta a energia média dessas partículas após emergirem da blindagem. Na Figura 2.6, é ilustrada a variação da energia média de um espectro de nêutrons, produzido pela colisão de elétrons de 15 MeV com alvos de tungstênio (15 MeV W), e espectros produzidos por fontes de ^{252}Cf e de plutônio-berílio (PuBe), ao atravessarem uma blindagem esférica de chumbo. Nota-se que a energia média cai quase exponencialmente com o aumento da espessura de chumbo do cabeçote.

Dessa forma, observa-se que, apesar de os metais pesados quase não atenuarem a fluência de nêutrons que os atravessa, a redução observada nas energias médias dessas

partículas é significativa, podendo alterar a dose absorvida, ou o equivalente de dose ao longo da sala.

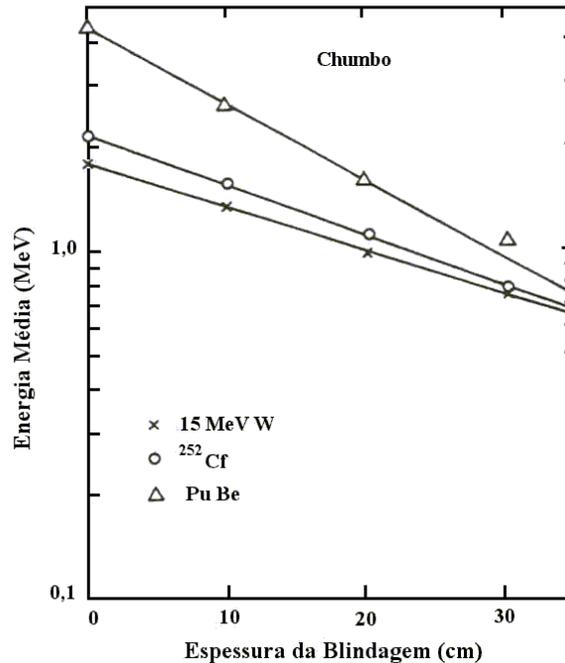


Figura 2.6 – Energia média de vários espectros de nêutrons em função da espessura da blindagem esférica de chumbo que esses atravessam. (McCall *et al*, 1979)

A relação entre a fluência de nêutrons e o equivalente de dose é estabelecida através dos coeficientes de conversão fluência-dose ($n.cm^{-2}/Sv$), que também são função das energias dos nêutrons. Na Figura 2.7 são ilustrados coeficientes obtidos através de diversas medidas experimentais, com variados espectros de nêutrons atravessando diferentes tipos de blindagens. Para efeitos de comparação, os coeficientes relativos a nêutrons monoenergéticos, fornecidos pela ICRP 21, também são ilustrados (McCall *et al*, 1979). De acordo com essa figura, a relação entre as fluências e os equivalentes de dose pode ser descrita através da relação (Waller *et al*, 2003)

$$H = \frac{\Phi}{(4,4 \cdot 10^9) / \bar{E}^{0,735}} \quad (2.12)$$

onde H é o equivalente de dose de nêutrons (Sv) no ponto considerado, Φ ($n \cdot \text{cm}^{-2}$) é a fluência e \bar{E} é a energia média dos nêutrons.

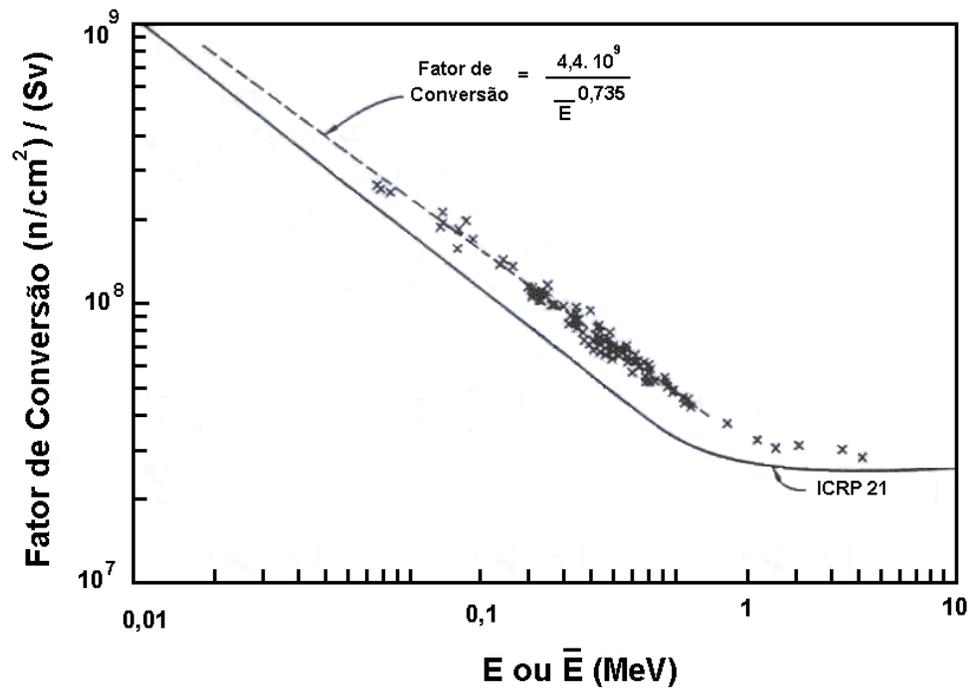


Figura 2.7 – Fatores de conversão fluência-equivalente de dose, em função das energias médias dos nêutrons (NCRP, 1984).

2.5 Transporte de Nêutrons em Salas de Tratamento

Após atravessarem o cabeçote, os nêutrons são também degradados pelas paredes de concreto da sala do acelerador linear. (McCall *et al*, 1979) utilizaram o código de Monte Carlo MORSE para estudar essa degradação e desenvolveram um

método semi-empírico para o cálculo da fluência de nêutrons na sala, no qual baseou-se a NCRP 79 e a maioria das publicações posteriores.

(McCall *et al*, 1979) consideraram que a fluência de nêutrons em um determinado ponto da sala de tratamento poderia ser descrita como a soma de três componentes: uma componente direta (Φ_{dir}), proveniente diretamente da fonte (cabeçote); uma componente de nêutrons espalhados, (Φ_{esp}), relacionada aos nêutrons rápidos espalhados pelas paredes de concreto; e uma componente térmica ($\Phi_{tér}$), relativa aos nêutrons que foram moderados ao colidirem várias vezes no interior da sala.

A componente direta da fluência segue a lei do inverso do quadrado da distância, e as componentes espalhada e térmica são consideradas constantes no interior da sala, e inversamente proporcionais à área superficial da mesma:

$$\Phi_{dir} = \frac{aQ}{4\pi d^2} \quad (2.13)$$

$$\Phi_{esp} = \frac{5,4aQ}{S} \quad (2.14)$$

$$\Phi_{tér} = \frac{1,26Q}{S} \quad (2.15)$$

Nas equações acima, a é o fator de transmissão para os nêutrons que penetram o cabeçote, sendo em geral considerado como 0,85 para o tungstênio e 1,00 para o chumbo, Q é a intensidade da geração dos nêutrons, em unidades de nêutrons emitidos do cabeçote por unidade de dose absorvida de raios-X no isocentro, d é a distância (cm) do alvo ao ponto onde a fluência direta está sendo estimada e S é a soma das áreas das superfícies da sala, em cm^2 .

No modelo proposto por (McCall *et al*, 1979), a componente térmica é tratada individualmente e considera-se que a sua contribuição à dose total de nêutrons é desprezível em comparação à dose devida a nêutrons rápidos. Por isso, emprega-se a fluência total de nêutrons rápidos e epitérmicos, ou seja, todos os nêutrons com energia maior do que a energia de corte para o Cádmiio (0,41 eV) para calcular a energia média do espectro de nêutrons, e a partir dessa energia, a dose no interior do recinto (NCRP, 1984). A fluência devida a nêutrons rápidos e epitérmicos é, então:

$$\Phi_{ráp+ep} = \frac{aQ}{4\pi \cdot d^2} + \frac{5,4aQ}{S} \quad (2.16)$$

Posteriormente, (McCall *et al*, 1999) sugeriram uma possível correção ao valor da fluência devida aos nêutrons espalhados, estimada em um ponto localizado na entrada do labirinto de uma sala de tratamento. Os autores constaram, através de medidas por ativação de folhas de ^{115}In , que a fluência calculada através da expressão 2.14 estaria superestimada por um fator 2π . Desse modo, o valor mais adequado para essa componente seria

$$\Phi'_{esp} = \frac{\Phi_{esp}}{2\pi} \quad (2.17)$$

2.5.1 Degradação em Energia dos Espectros

Ainda realizando simulações com o código MORSE, (McCall *et al*, 1979) chegaram a uma relação entre as energias médias da componente espalhada e da componente direta, ilustrada na Figura 2.8:

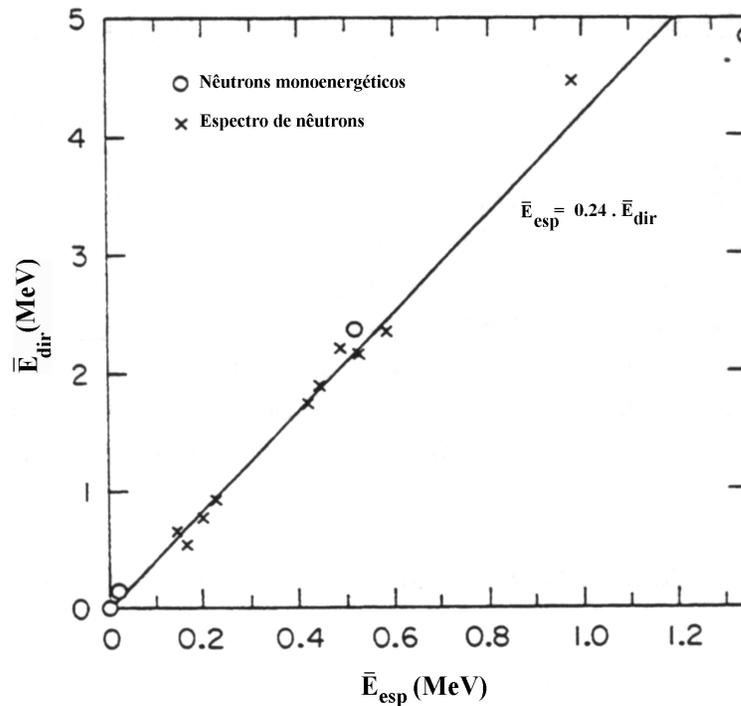


Figura 2.8 –Relação existente entre as energias médias do espectro primário de nêutrons e o espectro espalhado pelas paredes de uma sala de concreto (NCRP, 1984).

Trata-se de uma relação linear, que pode ser representada por:

$$\bar{E}_{esp} = 0,24 \cdot \bar{E}_{dir} \quad (2.18)$$

Então, a energia média de um espectro de nêutrons rápidos será:

$$\bar{E} = \frac{\bar{E}_{dir} \cdot \phi_{dir} + \bar{E}_{esp} \cdot \phi_{esp}}{\phi_{dir} + \phi_{esp}} \quad (2.19)$$

Substituindo-se 2.13, 2.14 e 2.18 em 2.19, tem-se que:

$$\bar{E} = \bar{E}_{dir} \left(1 - \frac{4,1 \cdot 4\pi d^2}{S + 5,4 \cdot 4\pi d^2} \right) \quad (2.20)$$

Com base nos coeficientes de conversão fluência-dose ilustrados na Figura 2.7, e a partir da expressão acima, pode-se estimar as doses em pontos no interior da sala de tratamento, levando-se em consideração a energia média de cada espectro. No entanto, a principal publicação que serve de guia para o estudo da propagação de nêutrons em salas de tratamento (NCRP, 1984) relata que a prática de utilizar-se dados relativos à nêutrons monoenergéticos para a energia média do espectro de nêutrons, não fornece resultados confiáveis para efeitos de cálculos de dose, tendo sido constatadas subestimativas nas previsões analíticas por até um fator 3.

Para fins de utilização da expressão 2.20, a energia média da componente direta pode ser obtida a partir das energias médias dos feixes primários de nêutrons (E_0), existentes na literatura e ilustrados na Tabela 2.5, correspondentes aos nêutrons provenientes de reações (γ, n) produzidas em alvos constituídos de vários materiais. (Larcher *et al*, 2000). A relação entre a energia média dos nêutrons diretos, que emergem do cabeçote, e as energias médias dos espectros de nêutrons, apresentadas na Tabela 2.5, é então

$$\bar{E}_{dir} = \bar{E}_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{x/HVL} \quad (2.21)$$

Tabela 2.5- Energias médias (E_0) dos espectros de nêutrons primários produzidos pela colisão de fótons monoenergéticos em alvos (espessura semi-infinita) de tungstênio (W) ou chumbo (Pb), obtidas através de simulações. A energia média dos nêutrons emitidos por uma fonte de ^{252}Cf também é ilustrada. (Larcher et al, 2000)

Espectro*	E_0 (MeV)
10 MeV (W)	0,65
15 MeV (W)	1,8
25 MeV (W)	2,2
25 MeV (Pb)	2,3
^{252}Cf	2,15

* X MeV (Y) significa: fótons de X MeV incidindo no material Y

onde HVL (Figura 2.9) é o valor da camada semi-redutora, em energia, de uma blindagem esférica com espessura X , e, portanto, X/HVL é o número de camadas semi-redutoras da blindagem do cabeçote.

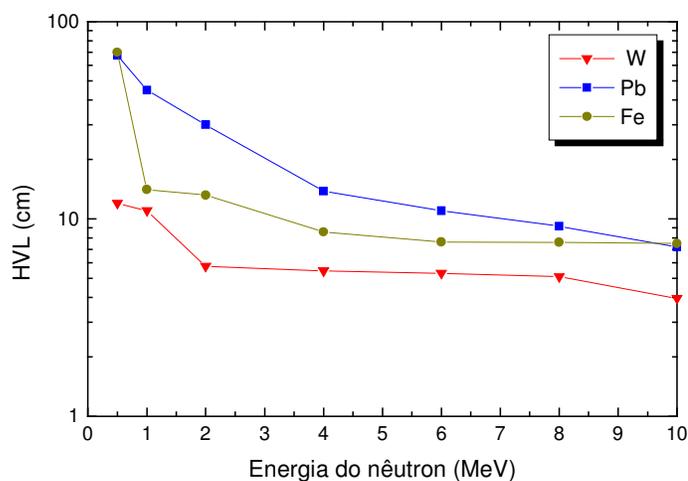


Figura 2.9 – HVL ou espessura da blindagem esférica, de tungstênio, chumbo ou ferro, necessária para reduzir a energia média dos nêutrons emergentes à metade da energia inicial (NCRP, 1984).

Assim, a expressão para a energia média do espectro de nêutrons que emerge de uma blindagem esférica de espessura X , em um ponto situado a uma distância d do cabeçote, pode ser escrita como:

$$\bar{E} = \bar{E}_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{X/HVL} \left(1 - \frac{4,1 \cdot 4\pi d^2}{S + 5,4 \cdot 4\pi d^2} \right) \quad (2.22)$$

2.6 Cálculo de Doses de Nêutrons ao Longo de Labirintos

As salas onde aceleradores médicos são instalados são projetadas, em geral, com um labirinto, para que o feixe primário não atinja a porta, evitando-se assim blindagens espessas na entrada da sala, o que implicaria na instalação de sistemas hidráulicos de abertura e fechamento.

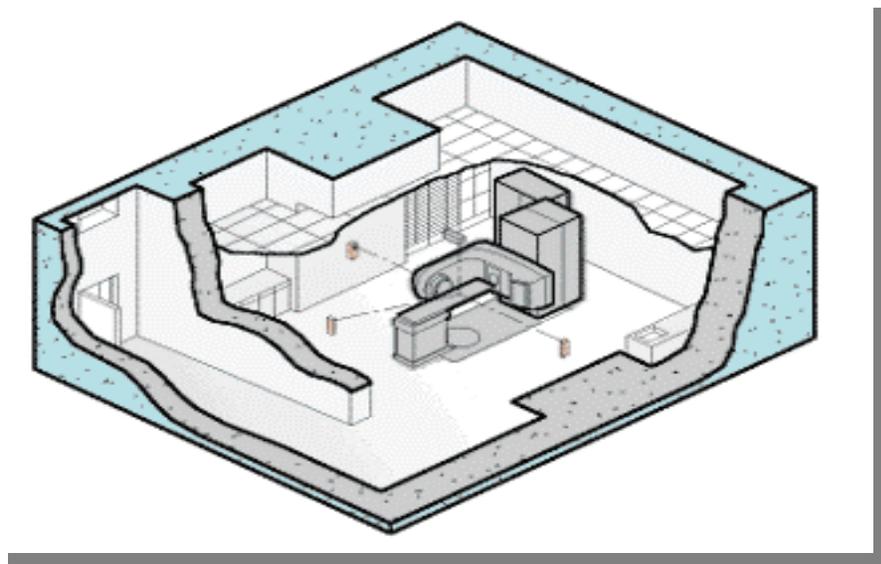


Figura 2.10 – Leiaute de uma sala de radioterapia típica, com ilustração do acelerador, labirinto e porta.

Existem na literatura alguns métodos semi-empíricos que servem para estimar as taxas de doses de nêutrons em labirintos de salas de radioterapia (McGinley, 1998); (Larcher *et al*, 2000; NCRP, 1984). Esses métodos servem de parâmetro para implementar a blindagem nas portas das salas de tratamento. A seguir, serão discutidas as principais metodologias existentes.

2.6.1 Método de Kersey

O primeiro método, e o mais utilizado para cálculos de blindagens para nêutrons (inclusive para fins de licenciamento em radioterapia no Brasil), foi desenvolvido por McGinley (McGinley e Butker, 1991) com base num cálculo original de Kersey (Kersey, 1979). Com o método de Kersey estima-se o equivalente de dose devido aos nêutrons na porta da sala de tratamento com base nos seguintes pressupostos:

- a) a variação na dose de nêutrons no interior da sala segue a lei do inverso do quadrado da distância; b) a atenuação das doses no labirinto se dá logaritmicamente com a distância e c) considera-se que 5 metros ao longo do labirinto seja a distância deci-redutora dessas doses

A expressão para a dose de nêutrons é dada então por:

$$H = \frac{H_0}{(d_1)^2} 10^{-\left(\frac{d_2}{5}\right)} \quad (2.23)$$

onde H_0 é o equivalente de dose devido aos nêutrons (Sv), a um metro de distância do alvo (isocentro), d_1 é a distância (m) do isocentro até o ponto da linha central do labirinto de onde se pode ver o mesmo e d_2 é a distância (m) da parte central do labirinto à porta, como ilustrado na Figura 2.11. Devido às grandes discrepâncias encontradas entre os resultados obtidos pela equação 2.23 e por medidas experimentais, *McGinley* propôs uma correção, e a equação empírica de *Kersey* assume a seguinte forma:

$$H = H_0 \frac{T}{T_0} \cdot \frac{(d_0)^2}{(d_1)^2} 10^{-d_2/5} \quad (2.24)$$

onde H_0 é o equivalente de dose devido aos nêutrons (Sv), a uma distância d_0 do alvo, medidos por *McGinley* (McGinley, 1998) para uma série de equipamentos e ilustrados na Tabela 2.6; T/T_0 é a razão entre a menor e a maior área transversal da parte interna do labirinto; e d_1 e d_2 , são definidos da mesma forma que na equação 2.23.

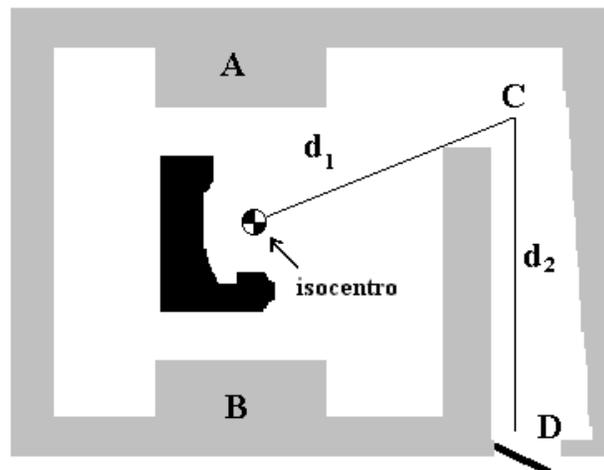


Figura 2.11 – Ilustração dos parâmetros d_1 e d_2 , utilizados no método de *Kersey* para calcular-se as taxas de dose devido aos nêutrons, ao longo de labirintos de salas de radioterapia.

O valor de H , calculado através da relação 2.24, é dado em unidades de $\text{mSv n/Gy raios-}x$, sendo que essa metodologia fornece somente a contribuição para os nêutrons rápidos do espectro total.

Tabela 2.6- Equivalente de dose de nêutrons (H_0) a uma distância $d_0 = 1,4$ m do alvo, por unidade de raios-X no isocentro (mSv n/Gy Rx). (McGinley, 1998)

Fabricante	Modelo	Energia Nominal (MV)	Energia do Feixe* (MeV)	H_0 (mSv n/Gy Rx)
Varian	1800	18	16,8	1,02 – 1,60
	1800	15	ND**	0,79 – 1,30
	1800	10	ND**	0,04
Siemens	KD	20	16,5	1,10 – 1,24
	MD	15	ND**	0,17
Philips	SL – 25	25	22,0	2,00
	SL - 20	20	17,0	0,44
GE Saturne	43	25	18,5	1,38
	43	18	14,0	0,55
	41	15	12,5	0,32
	41	12	11,2	009

* Baseado no protocolo TG21 da AAPM, (AAPM, 1983)

** Não disponível

(McGinley & Burker, 1991) testaram o método de *Kersey* para 13 salas de aceleradores, através de medidas experimentais utilizando a técnica de ativação de

folhas de ^{116}In , encontrando uma relação entre os equivalentes de doses medidos para calculados variando de 0,82 a 2,30.

A partir da dose de nêutrons no extremo do labirinto, calcula-se a espessura de material necessária para blindar a porta da sala de tratamento. A eficácia da blindagem para a porta estará relacionada não só ao material utilizado para moderar e absorver os nêutrons, mas também ao seu arranjo em relação aos materiais utilizados para blindar fótons, de modo a reduzir a produção dos raios gama de captura.

2.6.2 Método de *French e Wells*

O método de *French e Wells* (French e Wells, 1964) é utilizado para calcular a dose de nêutrons na porta da sala de tratamento, seguindo as seguintes etapas:

- 1) Determina-se, no interior da sala de tratamento, a área das paredes, piso e teto que são visíveis da entrada do recinto e que podem ser irradiadas diretamente por nêutrons provenientes do cabeçote do acelerador, como ilustrado na Figura 2.12.
- 2) Seleciona-se um centro efetivo para cada uma dessas áreas e medem-se os ângulos de incidência e reflexão, fazendo a simplificação de que todos os nêutrons que se chocam contra as barreiras passam pelos pontos centrais.

A seguir, calcula-se a dose albedo α , segundo metodologia proposta pelos autores:

$$\alpha = \alpha(E_0) \cdot (\cos\theta_i)^{2/3} \cos\theta_r \quad (2.25)$$

onde θ_i é o ângulo de incidência e θ_r o de reflexão, ilustrados na Figura 2.13, medidos em relação à normal com a parede.

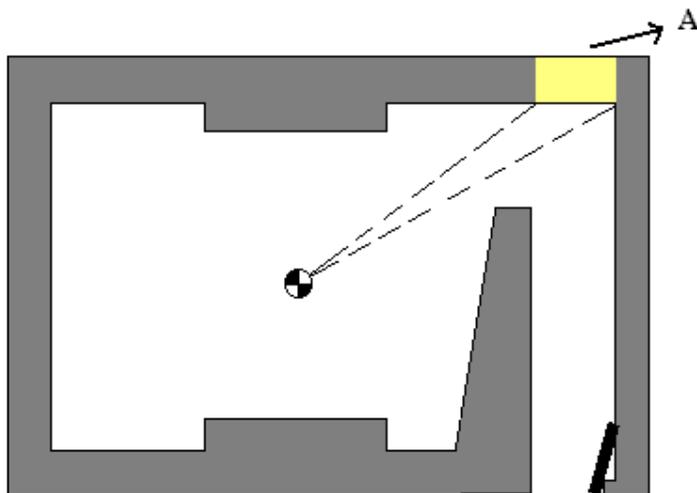


Figura 2.12 – Ilustração de uma determinada área A, que pode ser vista da porta da sala, irradiada diretamente por nêutrons provenientes do acelerador.

Segundo os autores do trabalho, para a faixa de energia dos espectros de nêutrons produzidos em aceleradores, o valor de 0,11 para o coeficiente $\alpha(E_0)$ é uma boa aproximação, considerando as paredes sendo constituídas de concreto convencional.

A seguir, assume-se que tanto a variação do equivalente de dose entre o acelerador e as paredes, como entre as paredes e a porta, segue a lei do inverso do quadrado da distância. Então, soma-se as distintas contribuições de cada parede para as doses, cada uma das quais através de uma expressão do tipo:

$$H = \frac{H_0 \cdot \alpha(E_0) \cdot (\cos\theta_i)^{2/3} \cos\theta_r}{(d_i)^2} \cdot \frac{A}{(d_2)^2} \quad (2.26)$$

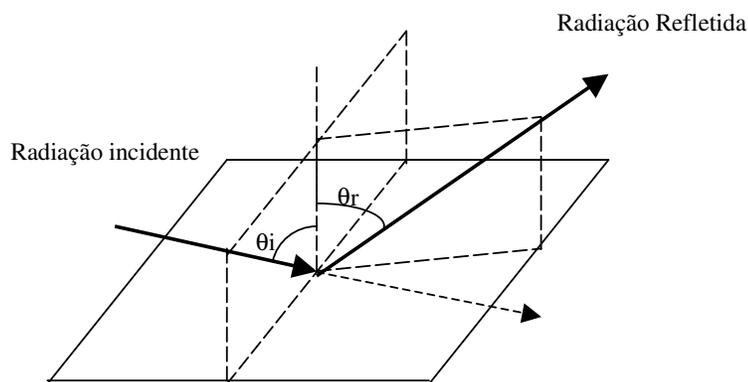


Figura 2.13 – Ângulos de incidência, θ_i , e reflexão, θ_r , utilizados nos cálculos das doses-albedo, propostos por French e Wells (French e Wells, 1964).

Onde H_0 é o equivalente de dose de nêutrons (Sv) a 1 m do alvo, A (m^2) é a área de cada superfície espalhadora; d_i (m) é a distância isocentro ao ponto central da área escolhida; d_2 (m) é a distância do ponto central à porta.

2.6.3 Método de McCall

Um terceiro método encontrado na literatura para determinar as doses de nêutrons na entrada da sala, é conhecido como “McCall cookbook” (NCRP, 1984). Uma das bases desse método é a premissa de que a fluência de nêutrons, em algum ponto no interior da sala, é conhecida (através de medidas experimentais). Para determinar as doses na entrada da sala, a seguinte relação é utilizada:

$$H = \frac{\Phi_0}{2\pi} \cdot C \cdot \frac{\alpha_c \cdot A' \cdot A''}{d_1^2 \cdot d_2^2} \quad (2.27)$$

onde H é o equivalente de dose de nêutrons (Sv) na porta da sala, Φ_0 ($n \cdot cm^{-2}$) é a fluência de nêutrons a 1 m do alvo, A' (m^2) é a área da parede interna do labirinto irradiada pelos nêutrons, A'' (m^2) é a área seccional da entrada do labirinto, C é o coeficiente de conversão fluência-dose ($Sv/n \cdot cm^{-2}$), d_1 e d_2 são as distâncias (m) definidas na Figura 2.11 e α_c é um fator denominado albedo corrente, expresso pela relação 2.28, gerada para ângulos de incidência de 45° (Waller *et al*, 2003)

$$\alpha_c = 1,02 \cdot 10^{-4} + 0,290(\cos \theta_r) - 0,0972(\cos^2 \theta_r) \quad (2.28)$$

De acordo com a literatura (Lercher *et al*, 2000); (McGinley e Huffman, 2000) a dose de nêutrons varia com a posição do *gantry* e abertura do colimador, obtendo-se os valores máximos com o colimador completamente fechado. De acordo com o trabalho de McGinley, ocorre um acréscimo linear da dose de nêutrons com a diminuição dos tamanhos de campo, o que provavelmente ocorre devido ao fato de que, com os colimadores fechados, existe mais material disponível para a produção de fotonêutrons. Foi constatado um aumento de até 60% nessas doses quando o feixe de fótons está direcionado para a barreira B, ilustrada na Figura 2.11, com o tamanho de campo sendo reduzido de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ a $0,3 \times 0,3 \text{ cm}^2$, para fótons com energia de 20 MeV.

O autor também verificou que, em alguns pontos no interior do labirinto e em algumas condições específicas, o equivalente de dose devido aos nêutrons superava o devido aos fótons por um fator 4 ou mais. Ressalte-se que, como explicitado na Tabela 2.6, o equivalente de dose devido aos nêutrons no isocentro é, aproximadamente, três ordens de grandeza menor do que o devido aos fótons ($mSv \text{ n}/Gy_{RX}$).

2.7 Doses Devido à Radiação Gama de Captura

As portas das salas de tratamento que abrigam os aceleradores médicos são projetadas com uma espessura de chumbo suficiente para blindar os fótons provenientes do cabeçote, que atravessam a parede do labirinto, e os espalhados nas paredes da sala e no paciente. No entanto, nos casos em que os aceleradores produzem feixes de fótons com mais de 10 MeV, na porta da sala existirá uma componente adicional de fótons de alta energia, devido à captura de nêutrons pelos núcleos dos átomos que compõem o concreto. A esses fótons dá-se o nome de raios gama de captura. Segundo a literatura, a energia média dos raios gama de captura, gerados por nêutrons oriundos de aceleradores médicos e absorvidos em concreto convencional, é de 3,6 MeV (McGinley, 1998).

(McGinley *et al*, 1995), baseando-se em uma técnica similar à utilizada para o caso do cálculo das doses de nêutrons em labirintos, desenvolveram um método semi-empírico para estimar as doses produzidas pelos raios gama de captura na porta de salas de tratamento. De acordo com o método proposto, a distância deci-redutora (TVD₂) para as doses produzidas por esses raios gama é de, aproximadamente, 6,2 m, para faixas de energia dos aceleradores compreendidas entre 16 e 22 MeV. Com efeito, na Figura 2.14 estão ilustrados resultados experimentais obtidos por *McGinley*, para medidas de doses de fótons ao longo do labirinto, produzidos em um acelerador de 18MV. O autor efetua uma separação entre as duas componentes que produzem a dose total de fótons na porta da sala: a componente de fótons devido à radiação de fuga que penetra no labirinto adicionada aos fótons espalhados pelas paredes até o labirinto, e os raios gama que são produzidos pela captura dos nêutrons nas paredes do labirinto.

Constatou-se que, para labirintos em que a distância CD, ilustrada na Figura 2.11, for maior que 3 m, o campo de fótons de captura é dominante e a outra componente pode ser ignorada. De acordo com estimativas de McGinley, a dose produzida por

gammas de captura (H_γ) na entrada da sala de tratamento, por unidade de dose de fótons no isocentro poderia, então, ser descrita como:

$$H_\gamma = K \cdot \phi_{total} \cdot 10^{-d_2/TVD_2} \quad (2.29)$$

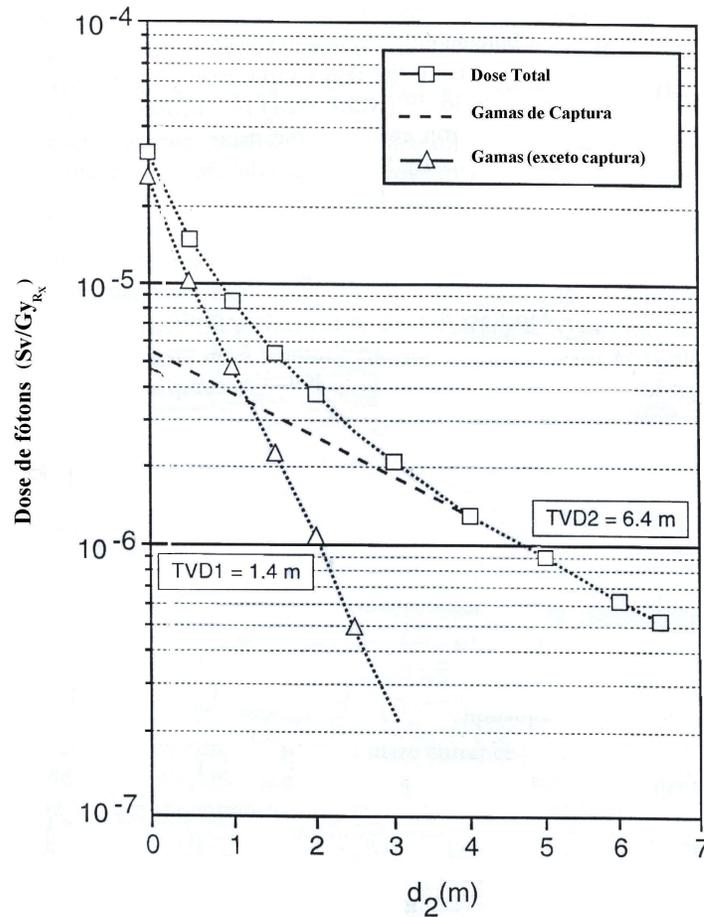


Figura 2.14 –Dose de fótons, por unidade de dose absorvida de raios-X no isocentro, medida em um labirinto de comprimento d₂ (m), para uma sala que abriga um acelerador de 18MV (McGinley *et al*, 1995). TVD₁ e TVD₂ são as distâncias decimadoras para as doses produzidas por fótons espalhados e por raios gama de captura, respectivamente.

Onde K é a razão entre a dose devido aos gamas de captura com relação à fluência de nêutrons total, estimada no ponto C da Figura 2.11, e d_2 é o comprimento do labirinto. A partir de dados experimentais, temos para K o valor de $0,77 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ Gy}$ (McGinley, 1998).

2.8 Medidas Experimentais Disponíveis na Literatura

Nesta seção, são apresentadas algumas medidas experimentais de taxas de dose devido a nêutrons provenientes de aceleradores lineares médicos. Existem diversas variáveis a serem consideradas em cada tipo de medida (técnica utilizada, tamanho de campo, ponto de medida, dimensões da sala, etc.), e, em alguns casos, torna-se impossível apresentar os resultados em categorias que possam ser comparadas. Por essa razão, os resultados das medidas experimentais, realizadas por meio de diferentes técnicas, foram separadas em dois grupos: a) as medições realizadas no plano do paciente e b) as realizadas ao longo dos labirintos e porta das salas de tratamento, mas mantendo-se, sempre que possível, condições iniciais similares para que a comparação de resultados pudesse ser efetuada. Detalhes a respeito das diferentes técnicas empregadas nas medidas podem ser encontrados na literatura (Beckurts e Wirtz, 1964; Profio, 1979; NCRP, 1984).

Na Tabela 2.7 estão relacionados os resultados de algumas dessas medidas, realizadas no plano do paciente (em geral a 100 cm do alvo).

Tabela 2.7- Medidas de equivalentes de dose H_0 por unidade de dose absorvida de raios-X ($mSv.n/Gy_{RX}$), devido aos nêutrons emergentes dos cabeçotes dos aceleradores de 15 MV, 18 MV, 20 MV e 25 MV. (Castro, 2005)

Potencial (MV)	Fabricante / Modelo do Acelerador	$H_0(mSv.n/Gy_{RX})$ (Isocentro)	Técnica de Medida	Referência
15	Varian 1800	0,70	Análise por Ativação	VARIAN
	GE Saturne 43F	2,36	Detetores de Bolhas	Bourgois et al, 1997
	Siemens Mevatron	1,18	Análise por Ativação	Palta et al, 1984
	Siemens KD2	1,90	Detetores de Bolhas	d'Errico et al, 2001
18	Varian 1800	1,50	Análise por Ativação	VARIAN
		0,50	TLD 600 e TLD 700	Barquero et al, 2005
	GE Saturne 43F	2,98	Detetores de Bolhas	Bourgois et al, 1997
	CGR Saturne 20	4,50	Detetores de Bolhas	d'Errico et al, 1998
	Siemens Mevatron	3,76	Análise por Ativação	Palta et al, 1984
	Siemens KD2	5,50	Detetores de Bolhas	d'Errico et al, 2001
20	Siemens KD	1,10-1,24	Análise por Ativação	McGinley, 1998
25	GE Saturne 43 F	7,52	Detetores de Bolhas	Bourgois et al, 1997
		1,38	Análise por Ativação	McGinley, 1998
	Sagiltaire	5,26	Análise por Ativação	Nath et al, 1980

Em um documento da Agência Regulatória da Argentina (Lercher *et al*, 2000), são reportados valores de medidas, realizadas com medidores de nêutrons portáteis, após a porta de seis salas que abrigavam aceleradores lineares de 15MV existentes naquele país, todas com cerca de uma camada deci-redutora de blindagem para nêutrons. As taxas de dose devido aos nêutrons assim obtidas variaram entre 7 e 150 μ Sv/h e as taxas de dose devido aos raios gamas de captura variaram entre 4 e 65 μ Sv/h.

(McGinley, 1998) relata algumas medidas de doses de nêutrons e de raios gama de captura na entrada de uma sala de tratamento de um acelerador linear de 18 MV, onde o efeito produzido por diferentes configurações de porta foi testado. As medidas das doses de nêutrons foram realizadas através da utilização de contadores proporcionais BF_3 , enquanto que as de raios gama de captura foram realizadas com câmaras de ionização. Os resultados estão resumidos na Tabela 2.8.

Tabela 2.8- Equivalente de dose (mSv) devido aos nêutrons e aos raios gama de captura, estimados na entrada da sala considerando-se uma carga de trabalho de 500Gy/sem. O comprimento do labirinto é de 6,5 m. Adaptação (McGinley, 1998)

Configuração	Equivalente de dose de fótons (mSv/sem)	Equivalente de dose de nêutrons (mSv/sem)	Equivalente de dose total (mSv/sem)
Sem porta	0,100	0,250	0,350
Painel de 7mm contendo Boro (8,9%)	0,077	0,187	0,264
Folha de 5 cm de Polietileno	0,041	0,058	0,099

(Lin *et al*, 2001) usaram contadores proporcionais do tipo BF₃ para estimar as energias médias dos nêutrons em diversos pontos de salas de tratamento. As medidas foram realizadas em recintos que abrigavam aceleradores de 10, 15, 16 e 18 MV, em pontos localizados no interior das salas e ao longo dos labirintos. As energias médias dos nêutrons detectados a 1 m do isocentro dos equipamentos variaram entre 0,40 e 0,65 MeV, enquanto que para as partículas detectadas nos labirintos as energias médias ficaram em torno de 0,02 MeV. Foi observado através desse estudo que nem sempre o acelerador que possui o feixe de fótons mais energético emite nêutrons com energias médias mais altas.

2.9 Materiais Utilizados como Blindagem de Nêutrons

Como visto na seção 2.3.3, quanto menor for o número de massa do material moderador, maior será a perda de energia que os nêutrons sofrerão por colisão. O

concreto é o material mais comumente utilizado na construção de salas de tratamento de aceleradores lineares, e a espessura que cada parede deve possuir é calculada com base na necessidade de blindagem das radiações emitidas pelos equipamentos que esses recintos abrigam, respeitando-se os limites de dose previstos nas normas nacionais (CNEN, 2005). O concreto possui um teor de hidrogênio relativamente alto, como ilustrado na Tabela 2.9, onde também se pode observar a acentuada diferença existente entre os valores para as camadas deci-redutoras para fótons e nêutrons.

Para um feixe primário de fótons, com energia máxima de 15 MeV, a camada deci-redutora (TVL) de concreto convencional é de aproximadamente 43 cm, enquanto que para atenuar-se os nêutrons rápidos, produzidos através da incidência desse feixe de fótons no tungstênio, o valor do TVL em concreto convencional seria de 21 cm (McGinley, 1998). A diferença existente entre os valores de camadas deci-redutoras para nêutrons e fótons indica que, no caso de aceleradores lineares de uso médico, se as paredes de uma sala estão adequadamente blindadas para fótons, estarão também para nêutrons. Porém, ao serem emitidos pelo cabeçote do acelerador e colidirem com as paredes, os nêutrons irão atravessar o labirinto e chegarão à porta da sala, uma região que, em geral, possui uma alta taxa de ocupação de trabalhadores. Além disso, o chumbo utilizado na grande maioria das vezes para blindar a porta da sala para a radiação de fótons, não é um bom moderador de nêutrons.

Outros materiais tais como o ^{10}B e o ^{113}Cd têm grandes seções eficazes de captura de nêutrons lentos e bastam alguns poucos milímetros desses materiais para absorver essas partículas. O boro pode ser misturado ao polietileno, que possui um alto teor de hidrogênio, e essa mistura constitui uma blindagem altamente eficiente para nêutrons.

No entanto, a captura de nêutrons lentos pelo boro produz raios gama de 0,473 MeV (McGinley, 1998).

Na Tabela 2.9 é apresentado um resumo das propriedades dos distintos materiais que podem ser utilizados como blindagem para nêutrons gerados por aceleradores lineares de uso médico.

Tabela 2.9- Propriedades de alguns materiais utilizados para blindar nêutrons provenientes de aceleradores lineares de uso médico (McGinley, 1998)

Material	Teor de H (átomos/cm ³)	N rápidos TVL (cm)	N lentos TVL (cm)	Raios γ de captura TVL (cm)	Ativação Neutrônica
Concreto	0,6 – 2,4 10 ²²	21,0*	34,0	45,0	Baixa
Polietileno	8,0 10 ²²	4,5**	7,7	---	Muito baixa
Polietileno 5% Boro	----	-----	1,27	---	Muito baixa
Aço	----	----	10,7	13,5	Média
Chumbo	----	---	410,0	6,1	Baixa

*nêutrons de fuga do cabeçote ** nêutrons do labirinto

Na Figura 2.15, são apresentadas curvas de valores de camadas deci-redutoras em função das energias médias dos feixes de nêutrons, obtidas através de simulações realizadas por (McCall *et al*, 1979), empregando o código MORSE, com geometrias de blindagens esféricas.

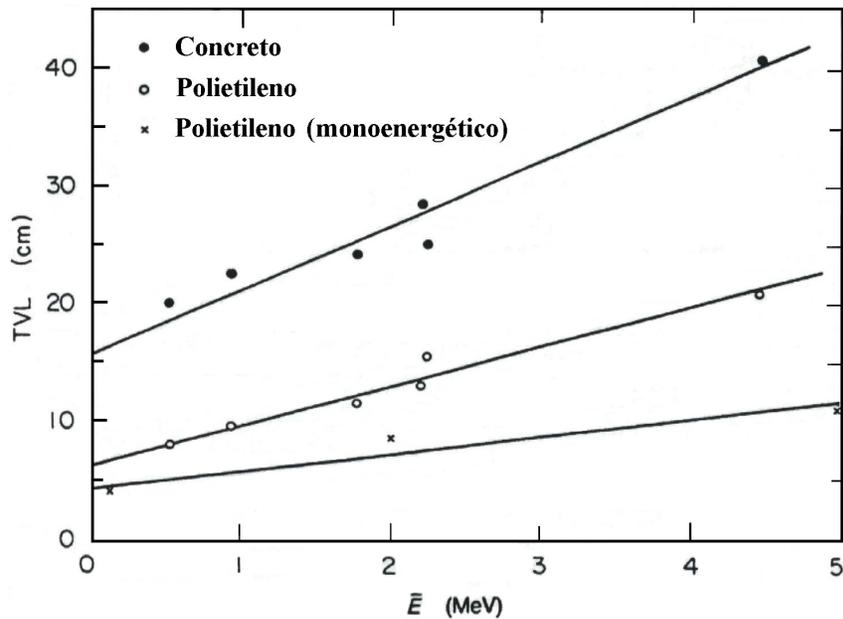


Figura 2.15 – Espessura decim-reutora (TVL) do equivalente de dose devido à nêutrons, para blindagens esféricas, em função da energia média dos nêutrons primários (NCRP, 1984).

Realizou-se um ajuste empregando o método dos mínimos quadrados para cada conjunto de pontos, obtendo-se as seguintes equações:

Para o concreto

$$TVL = 15,5 + 5,6 \cdot \bar{E}_{dir} \quad (2.30)$$

Para o polietileno

$$TVL = 6,2 + 3,4 \bar{E}_{dir} \quad (2.31)$$

Esses valores fornecem aproximações para blindagens de nêutrons provenientes de aceleradores de uso médico, mas são resultados que não foram ainda suficientemente

checados. A visão conjunta das três curvas reitera que, empregar dados de atenuação relativos a nêutrons monoenergéticos para espectros de nêutrons não é uma prática adequada.

2.10 Ativação de componentes

Nêutrons gerados através das reações (γ, n) acabam sendo absorvidos, podendo dar origem a um núcleo radioativo. Deste modo, os materiais que constituem os cabeçotes dos aceleradores podem ser ativados, como consequência da captura de nêutrons pelo alvo, filtro aplanador e colimadores. Os profissionais que se aproximam dos aceleradores imediatamente após a sua utilização, poderão ser expostos à radiação gama induzida por esses nêutrons. Os filtros e blocos colocados na direção do feixe também serão ativados e as mãos dos profissionais que manipulam estes materiais poderão ser expostas à radiação gama e beta. Se os níveis de radiação produzidos por essas reações forem elevados, eles podem contribuir para aumentar a dose ocupacional total a que trabalhadores em equipamentos de radioterapia estão sujeitos.

Em alguns estudos realizados com filmes dosimétricos de trabalhadores operando aceleradores lineares de 25 MV, foi constatado que, em relação aos que só operavam aceleradores de 4 ou 6 MV, aqueles estariam sujeitos a uma sobre-exposição de 100 mR/ano (Hoffman & Nath, 1982). Exposições anuais, devido à ativação de componentes, de 50 mR, para operadores de um acelerador de 18 MV, e de 200 mR, para trabalhadores que manuseavam equipamentos de 25 MV, foram observadas (Almond, 1979). (Powell *et al*, 1987) registraram um equivalente de dose diário, devido a ativação de componentes, variando entre 3 e 11 μ Sv, medidos em dosímetros pessoais. Considerando-se 5 dias por semana, isso representaria um equivalente de dose anual de até 2,75 mSv para esses trabalhadores.

A radiação induzida em equipamentos auxiliares colocados em contato com os nêutrons emitidos por aceleradores de 25 MV foi estudada por (Glasgow, 1980). Esses equipamentos auxiliares incluíam bandejas plásticas, chumbo e blocos utilizados em blindagens, placas de alumínio, bandejas de lucite, materiais de bronze e até determinados tipos de ceras. (Glasgow *et al*, 1980) mediram exposições tanto de extremidades como de corpo inteiro e chegaram a conclusão de que as exposições de extremidades excediam as de corpo inteiro por um fator 10, quando o equipamento utilizado era de 23 MeV.

Alguns dados não publicados de fabricantes indicam que as maiores taxas de exposição dos aceleradores, em pontos acessíveis às mãos, após um funcionamento contínuo de 10-30 minutos, não excedem de 1 a 4 mR/h (NCRP, 1984). Segundo (McGinley, 1998), nas proximidades do cabeçote de um acelerador, as taxas de dose imediatamente após um tratamento radioterápico são dominadas pelos elementos ^{28}Al e ^{62}Cu e, após uma hora, pelos isótopos ^{187}W e ^{57}Ni .

Capítulo 3

Materiais e Métodos

Neste capítulo são discutidas as metodologias empregadas visando caracterizar as fluências e doses de nêutrons no interior das salas de tratamento, assim como o transporte dessas partículas através dos labirintos até as portas das salas. Os principais aspectos relacionados às simulações computacionais são expostos, com a descrição das etapas consideradas até a modelagem de salas de radioterapia com dimensões reais.

3.1 O Método de Monte Carlo e a Simulação de Transporte de Nêutrons Utilizando o Código MCNP

O método de Monte Carlo compreende um conjunto de técnicas estatísticas que permitem obter soluções de problemas físicos e matemáticos por meio de ensaios aleatórios repetitivos. Concisamente, consiste em encontrar um modelo para o fenômeno a ser simulado, representá-lo através de uma função distribuição de probabilidade e amostrar possíveis eventos desse modelo. Assim, é possível simular a evolução do fenômeno e estimar as respostas desejadas através de médias. As estimativas das quantidades procuradas são de natureza probabilística e obtidas estatisticamente. Na prática computacional, os ensaios são substituídos pela geração de números aleatórios uniformemente distribuídos entre 0 e 1. Esses números podem ser gerados experimentalmente, através de vários processos físicos como dados, roleta de números ou podem ser disponibilizados em uma tabela. No entanto, devido à

necessidade de uma grande quantidade de números aleatórios, exigidos nos cálculos de Monte Carlo, trabalha-se com os denominados números pseudo-aleatórios, que são muito similares aos correspondentes números aleatórios e são gerados deterministicamente por um algoritmo, através de fórmulas de recorrência, mas que satisfazem aos testes estatísticos de aleatoriedade. Detalhes sobre geração de números aleatórios podem ser obtidos na literatura (Morgan, 1984; Demidovich & Maron, 1987). A vantagem da técnica de Monte Carlo é lidar com um evento de cada vez, de modo que processos complexos sejam simulados a partir da soma de processos simples.

3.1.1 O Código de transporte de radiação MCNP

O MCNP (Monte Carlo N-Particle) é um código de propósito geral que simula o transporte de partículas, como nêutrons, fótons e elétrons, individualmente ou em conjunto (acopladas), através da matéria (Briesmeister, 1997). Esse código é utilizado em várias aplicações, como projetos de reatores, desenvolvimento de blindagens, aplicações em radioterapia e Medicina Nuclear – como a terapia por captura de nêutrons por boro, tomografia por emissão de pósitrons - projetos de detectores, análise de criticalidade, etc.

O código permite modelar, de forma geral, qualquer sistema geométrico tridimensional e, em termos de cálculos, utiliza bibliotecas de seções de choque na forma pontual (energia contínua), discreta ou multigrupo, possuindo diversas técnicas de redução de variância. O MCNP possui um arquivo de entrada (*inp deck*), que permite ao usuário especificar o tipo de fonte, de detector, a configuração geométrica e as condições gerais do sistema desejado, sem que haja a necessidade de modificar o código fonte do programa. Assim, o tamanho, forma, espectro de energia, composições física e

química da fonte de radiação, a configuração do meio através do qual essa radiação é transportada, além da geometria e os sistemas de detecção, são definidos pelo próprio usuário, no padrão desejado.

3.1.1.1 Evolução do código de transporte de partículas

Em Los Alamos (Estados Unidos), os códigos computacionais de Monte Carlo foram desenvolvidos juntamente com os computadores. O primeiro foi simplesmente uma carta de John von Neumann para Richtmyer, contendo um programa com 19 passos. Os primeiros códigos foram escritos em linguagem de máquina e cada um era capaz de resolver um problema específico. No início da década de 60, melhores computadores e a padronização das linguagens de programação tornaram possíveis códigos mais gerais. O primeiro código de transporte de partículas de propósito geral, desenvolvido em Los Alamos, foi o MCS (Monte Carlo Neutronics Code), escrito em 1963. Ao MCS, seguiu-se o código MCN (Neutron Monte Carlo Code), em 1965. Este podia resolver o problema de transporte de nêutrons através da matéria, em geometrias tridimensionais, a partir de dados nucleares armazenados separadamente.

Em 1973, o MCN foi combinado com o MCG, um código de Monte Carlo para a radiação gama, que simulava o transporte de fótons de altas energias, formando então o MCNG, um código acoplado o transporte de nêutrons e raios gama. Em 1977, o MCG foi combinado com o MCP, um código de Monte Carlo para fótons com tratamento físico até 1 keV, para modelar com mais precisão interações nêutron-fóton. O código tem sido conhecido desde então como MCNP.

Embora inicialmente a sigla MCNP significasse “Monte Carlo Neutron Photon”, hoje em dia representa “Monte Carlo N-Particle”. Outros avanços a partir da década de 70 incluíram a atual estrutura generalizada de forma de cálculo, cálculos automáticos de

volume, e um algoritmo de autovalor para determinar o K_{eff} para o problema de criticalidade nuclear (KCODE).

Em 1983, o MCNP3 foi posto à disposição da comunidade científica, inteiramente reescrito em FORTRAN 77, padrão ANSI. O MCNP3 foi a primeira versão internacionalmente distribuída, através do Centro de Informações e Pesquisa de Radiação em Oak Ridge, Estados Unidos. Nos anos 80, outras versões foram distribuídas, como o MCNP3A (1986) e MCNP3B (1988), que incluíram as características de representação gráfica (MC PLOT), a atual forma de representação de fonte generalizada, estrutura de repetição de geometrias entrelaçadas e o transporte por formulação multigrupo e fluxo adjunto.

O MCNP4 foi liberado comercialmente em 1990, contendo o transporte de vários tipos de partículas (N-partículas) e múltipla tarefa em computadores de arquitetura paralela. No MCNP4 foi adicionado o transporte de elétron, baseado no código ITS – Integrated Tiger Series (Halblich *et al*, 1984), com a aproximação física da desaceleração contínua dos elétrons, o registro de altura de pulso (*tally* F8) e a aproximação de frenagem da radiação (*bremstrahlung*) em alvos espessos para o transporte de fótons. Essa nova versão possibilitou também a representação de detectores e DXTRAN com tratamento térmico $S(\alpha, \beta)$, permitindo um grande controle do número aleatório, assim como a geração de histogramas de cálculos enquanto o código estivesse sendo executado.

O MCNP4A, liberado em 1993, caracterizou-se pelo aumento das análises estatísticas, processadores de multitarefa distribuídos para execuções em paralelo, em um conjunto (cluster) de estações de trabalho, novas bibliotecas de seções de choque para fótons, ENDF/B-VI, interface gráfica colorida X-Windows, alocação dinâmica de memória, saídas expandidas de criticalidade, desenho do caminho das partículas via

código SABRINA (Software gráfico comercial), melhorias dos cálculos na parte de estruturas de repetição, dentre outras pequenas melhorias.

O MCNP4B, de 1997, permite o processamento paralelo do código, a geração de histogramas de seções de choque, capacidade de entrelaçamento de superfícies coincidentes e outras pequenas características de aperfeiçoamento.

Neste trabalho, o código MCNP 4B foi utilizado a partir da modelagem do termo fonte, possibilitando a simulação dos espectros de nêutrons produzidos por aceleradores lineares e a conseqüente degradação dos mesmos ao atravessarem o cabeçote, até a simulação de salas com porta e labirinto, de dimensões reais. 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 ou fótons) e o tipo de resposta ou *tally* utilizado (tipo, tamanho do dectector, fluxo, deposição de energia, etc.).

3.2 O modelo de cabeçote do acelerador e os espectros de fotonêutrons

A simulação do transporte de nêutrons através dos cabeçotes dos aceleradores lineares foi realizada empregando-se a expressão matemática do espectro de nêutrons, descrita pela equação 2.3. A necessidade de definir-se previamente esse espectro como dado de entrada nas simulações deveu-se ao fato de que a versão MCNP4B, utilizada neste trabalho, não possibilita a simulação direta de reações (γ, n), com a conseqüente emissão de nêutrons a partir de fótons incidentes em um dado material alvo.

Todos os resultados gerados pelo código são normalizados por partícula emitida da fonte. Assim, neste trabalho, a fluência ou o equivalente de dose obtidos pelas

simulações foram posteriormente multiplicados pelo número total de partículas que saem da fonte, para que os resultados pudessem ser comparados com dados experimentais disponíveis.

Além disso, para nos referirmos aos espectros de nêutrons produzidos em aceleradores lineares operando a diferentes megavoltagens, em geral, relaciona-se a megavoltagem do equipamento ao espectro por ele gerado. Por exemplo, ao citar o espectro de nêutrons produzido em um acelerador linear de 25 MV, faz-se menção a um espectro de 25 MV. Doravante, essa será a forma como serão feitas referências aos espectros de nêutrons neste trabalho.

Aplicando a equação 2.3 para o caso em que os raios-X possuem energia máxima de 25 MeV (E_{max}), por exemplo, a expressão matemática que caracteriza o espectro de fotonêutrons é :

$$\frac{dN}{dE_n} = 3,5716E_n \exp(-2E_n) + 0,0123607 \ln\left(\frac{25}{E_n + 7,34}\right) \quad (3.1)$$

A Figura 3.1 ilustra graficamente os espectros primários utilizados como dados de entrada para a simulação com o código MCNP, para aceleradores de 15, 18, 20 e 25 MV. Verifica-se que o espectro de fotonêutrons produzido em aceleradores lineares possui uma predominância de nêutrons com energias até 2 MeV.

O segundo passo nas simulações computacionais utilizando o código MCNP foi analisar como ocorre a degradação do espectro de nêutrons em resultado da interação destas partículas com a estrutura do acelerador (cabecote). Foram realizadas simulações considerando os cabecotes dos aceleradores como sendo esferas sólidas de tungstênio ou chumbo.

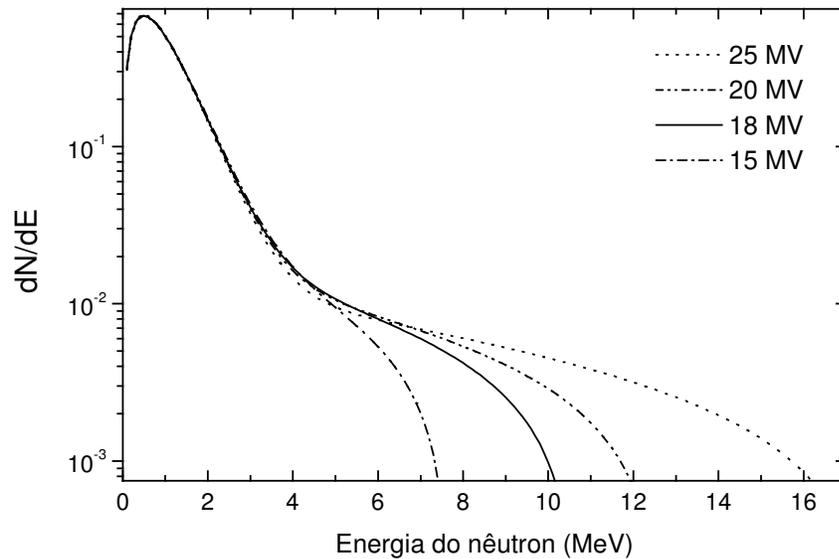


Figura 3.1 – Espectros de nêutrons primários, obtidos através da equação 2.3, gerados no interior dos cabeçotes dos aceleradores estudados.

Como o tungstênio é o maior constituinte do alvo, filtro aplanador e colimadores, para a maioria dos equipamentos, neste trabalho optou-se por simular o cabeçote como sendo uma esfera sólida de 10 cm de tungstênio. Outros autores também utilizaram um cabeçote descrito desta forma (Carinou e Kamenopoulou, 1999; Agosteo *et al*, 1993), tendo relatado que simulações empregando geometrias mais complexas para o cabeçote não indicaram diferenças significantes nas doses de nêutrons, estimadas ao longo do labirinto.

Ao atravessarem um cabeçote de tungstênio, os nêutrons são absorvidos ou têm a energia reduzida, e um decréscimo de aproximadamente 15% na fluência original pode ser observado. A energia média, para cada espectro de nêutrons, é definida por:

$$\bar{E} = \frac{\sum_{i=1}^N E_i \Phi(E_i)}{\sum_{i=1}^N \Phi(E_i)} \quad (3.3)$$

onde E_i é a energia do nêutron, no i -ésimo intervalo de energia; $\Phi(E_i)$ corresponde à fluência, no presente caso obtida através das simulações com o código MCNP, sendo o somatório realizado para todos os N intervalos de energia. Com a degradação dos espectros após a penetração na blindagem dos cabeçotes, as energias médias dos espectros também são alteradas.

A partir do modelo de cabeçote proposto e dos espectros primários e transmitidos através do mesmo, realizaram-se simulações para estimar as fluências de nêutrons em vários pontos das salas. A conversão fluência-dose é realizada internamente pelo código MCNP, no presente estudo utilizando os fatores de conversão da ICRP 74 (ICRP, 1995). As taxas de dose simuladas foram então comparadas com valores especificados pelos fabricantes dos equipamentos mais utilizados no Brasil, considerando-se o fator de intensidade de produção de fotonêutrons (Q) para os vários modelos.

3.3 As interações dos nêutrons com materiais constituintes de salas de tratamento

Como etapa preliminar na compreensão da interação dos nêutrons produzidos por aceleradores lineares com os materiais que compõem as salas de tratamento, foi simulada a atenuação desses espectros ao atravessarem barreiras de concreto com espessuras de 25, 50, 75 e 100 cm. O espectro incidente considerado neste caso foi o gerado por aceleradores de 15MV, após emergirem do cabeçote. Como os espectros que

emergem dos aceleradores lineares de 15, 18 e 25 MV são semelhantes, o comportamento de todos eles ao atravessarem barreiras de concreto deve ser similar. Após a interação dos nêutrons com os núcleos dos átomos constituintes do concreto, essas partículas são moderadas e reações do tipo (n, γ) se iniciam. A produção desses raios gama nas barreiras de concreto também foi investigada, com particular interesse nas energias máximas dos espectros.

Tendo em vista que, até atingirem a porta da sala de tratamento, os nêutrons sofrem várias reflexões, sendo espalhados a diferentes ângulos, é necessário estimar o coeficiente de reflexão dessas partículas. Esses coeficientes consideram a reflexão de nêutrons de maneira análoga da luz visível em diferentes tipos de superfícies, e permitem observar a ocorrência de ângulos preferenciais de espalhamento. Considerou-se, com essa finalidade, a incidência de nêutrons monoenergéticos e monodirecionais em superfícies planas de dimensões finitas, constituídas de concreto convencional, concreto baritado e madeira. As dimensões das barreiras consideradas foram de 50 x 50 x 50 cm³, e as suas composições detalhadas assim como densidades são apresentadas na Tabela 3.1. Nas simulações foi utilizado o recurso denominado *tally F5*, que é a simulação de um detector pontual onde os nêutrons espalhados são coletados, em um ponto de coordenadas (x, y, z). As simulações foram realizadas considerando-se 20 energias de nêutrons incidentes (de 100 keV a 10 MeV) e para ângulos de incidência de 0, 15, 30, 45 e 60⁰. As fluências e energias médias foram calculadas nos mesmos valores de ângulos de espalhamento que os mencionados acima.

Tabela 3.1- Composição e densidades dos materiais comumente utilizados em paredes de uma sala de tratamento.

<i>Elemento</i>	<i>Concreto Conventional</i> (2,26 g/cm ³)	<i>Concreto Baritado</i> (3,35 g/cm ³)	<i>Madeira</i> (0,63 g/cm ³)
H	0,55%	0,36%	6,00%
C	---	---	54,00%
O	49,57%	31,14%	40,00%
Na	1,70%	---	---
K	1,91%	4,75%	---
Mg	0,26%	0,12%	---
Al	4,55%	0,42%	---
Si	31,36%	1,05%	---
S	0,13%	10,8%	---
Ca	8,26%	5,02%	---
Fe	1,23%	---	---
Ba	---	46,30%	---

O número de histórias simuladas em todos os casos foi de 10^8 , o que garante erros estatísticos da fluência de nêutrons espalhada de menos que 2%. A Figura 3.2 representa uma ilustração da geometria de simulação considerada.

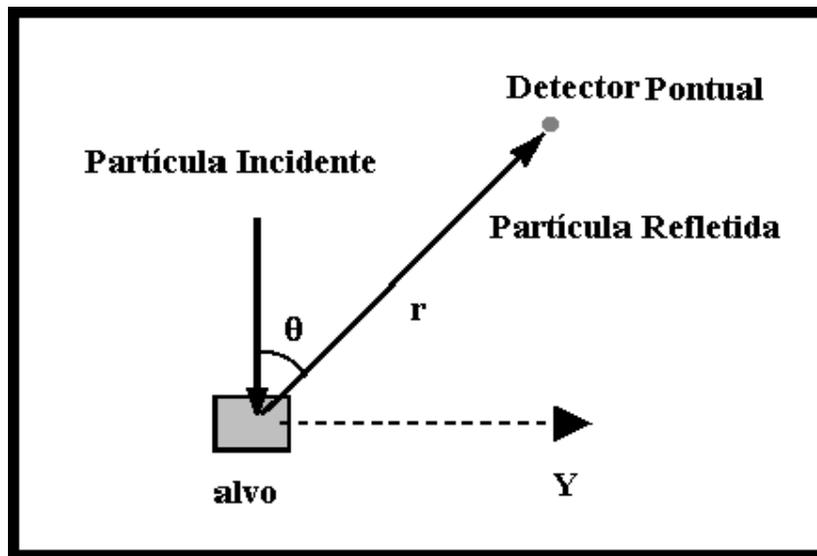


Figura 3.2. Configuração geométrica adotada para o cálculo das fluências e energias médias dos nêutrons espalhados por diferentes tipos de superfícies. θ é o ângulo de reflexão e r é a distância do centro da barreira ao detector.

3.4 Simulação das salas de tratamento

3.4.1 Influência das paredes nos espectros de nêutrons (componentes espalhada e térmica)

Após o estudo de diversos aspectos da interação dos nêutrons com os materiais mais utilizados na composição de paredes, passou-se às simulações do transporte dessas partículas por salas de tratamento reais. Inicialmente, no entanto, não foram considerados nem o labirinto nem a porta das salas, com simulações realizadas para recintos com diversas dimensões, objetivando analisar o comportamento das fluências

espalhadas e térmicas no interior das mesmas. Como já descrito no Capítulo 2, as fluências espalhada e térmica de nêutrons dentro de uma sala de tratamento dependem somente da área total superficial da mesma (S) e não do seu formato ou do material que constitui as paredes. Alguns autores (Agosteo et al, 1993; Tosi et al, 1999) inclusive consideraram, em algumas aproximações analíticas para estimar fluências de nêutrons, salas redondas, com as mesmas áreas superficiais das salas de radioterapia reais.

Levando-se em conta os espectros de nêutrons que emergem de aceleradores de 15 e 20 MV, foram realizadas simulações do cabeçote no centro de uma sala cúbica, com paredes de 50 cm de espessura (concreto convencional), com uma área superficial total de $3,6 \times 10^6 \text{ cm}^2$. Essa configuração serviu como base para estabelecer-se uma situação de referência. Posteriormente, salas cúbicas (com áreas variando desde o valor referência até $8,7 \times 10^6 \text{ cm}^2$), cilíndricas e circulares, foram simuladas.

Para separar as componentes espalhada e térmica da fluência total, foram realizadas simulações levando-se em conta o transporte dos nêutrons emitidos pelo cabeçote no interior da sala e, a seguir, subtraiu-se da componente total os valores obtidos para a mesma simulação, porém sem considerar as paredes da sala ($\Phi_{\text{tot}} - \Phi_{\text{dir}}$). A Figura 3.3 ilustra a geometria de simulação, para a situação de referência. Doze detectores pontuais (*tally* F5) foram posicionados em regiões localizadas a 250 cm da fonte (ponto médio entre o cabeçote e as paredes, a 1 m do chão) e próximo às paredes e suas junções, uma vez que (Followill *et al*, 2003) observaram que variações poderiam ocorrer nas fluências quando o ponto de medida está próximo às paredes.

O resultado dessas simulações foram comparados com os valores de fluências obtidos pelas expressões semi-empíricas, apresentadas na seção 2.5.

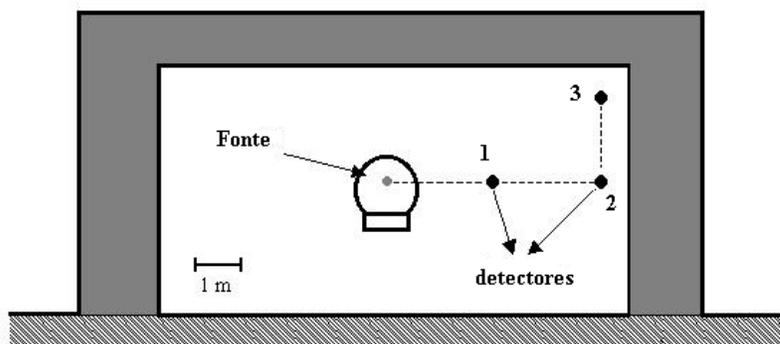


Figura 3.3 – Ilustração do posicionamento dos detectores utilizados nas simulações das componentes espalhada e térmica (Facure et al, 2005c).

3.4.2 Salas de tratamento reais

Posteriormente, com o objetivo de obter uma estimativa das doses produzidas pelos nêutrons na entrada das salas de radioterapia, foram realizadas simulações computacionais da atenuação que ocorre nos espectros de nêutrons após entrarem na região do labirinto. Para tanto, considerou-se salas projetadas para abrigar aceleradores lineares de 15, 18 e 25MV. O histograma representado na Figura 3.4 ilustra o número de projetos de blindagem submetidos e aprovados pela CNEN nos últimos 3 anos. A partir desses projetos, foram selecionadas algumas salas de dimensões reais que foram simuladas neste trabalho. Verifica-se que projetos para aceleradores cujos feixes de fótons possuem energias máximas de 15 MeV foram aprovados em maior número do que os de 18 MeV ou 25 MeV, quase alcançando a quantidade de projetos para salas de aceleradores com energia máxima de 10 MeV.

Ao todo, neste trabalho, 14 salas foram simuladas: 9 salas para aceleradores de 15 MV, 3 salas para aceleradores de 18 MV e 2 salas para aceleradores de 25 MV. Desse total, 7 salas possuem dimensões de salas reais, licenciadas pela CNEN. Salas

projetadas para aceleradores de 10 MV não foram levadas em consideração pelo fato de as doses de nêutrons produzidas por esses equipamentos serem cerca de 20 vezes inferiores às produzidas por aceleradores de 15 MV.

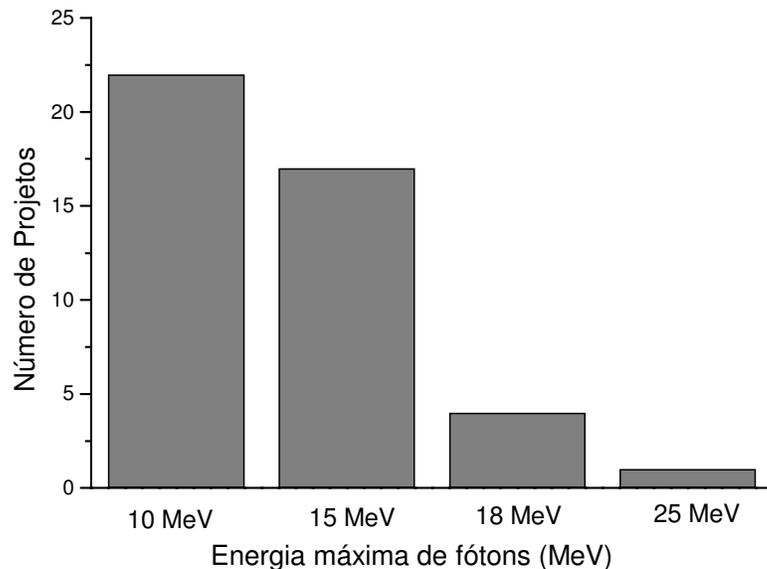


Figura 3.4 – Número de projetos de blindagem submetidos e aprovados pela CNEN, de março de 2003 a janeiro de 2006.

As fluências e os equivalentes de dose ambientais produzidos pelos nêutrons foram simulados em diversos pontos no interior das salas de tratamento, até a região da porta. As energias médias dos nêutrons também foram estimadas em cada ponto onde a fluência foi simulada.

Os resultados obtidos através das simulações foram então comparados com os calculados através das metodologias descritas no Capítulo 2: o método de *Kersey* e o de *French e Wells*. O método denominado “McCall cookbook” não foi levado em consideração, visto que sua aplicação necessita de medidas experimentais da fluência de nêutrons em pontos no interior da sala de tratamento (NCRP, 1984). Os valores de

equivalentes de dose ambientais foram obtidos através do código MCNP em cada ponto onde a fluência era simulada, utilizando-se os fatores de conversão da fluência em dose da ICRP 74 (ICRP, 1995).

Para cada sala de tratamento simulada, as fluências foram obtidas (através do *tally* F5) em 5 diferentes pontos, todos situados a 100 cm do chão: o primeiro a uma distância de 100 cm da fonte (isocentro); o segundo na entrada do labirinto; o terceiro já na região do labirinto, no ponto médio entre as duas paredes que definem o mesmo, e outros dois ao longo do labirinto, terminando na porta da sala. O posicionamento dos detectores simulados está esquematizado na Figura 3.5.

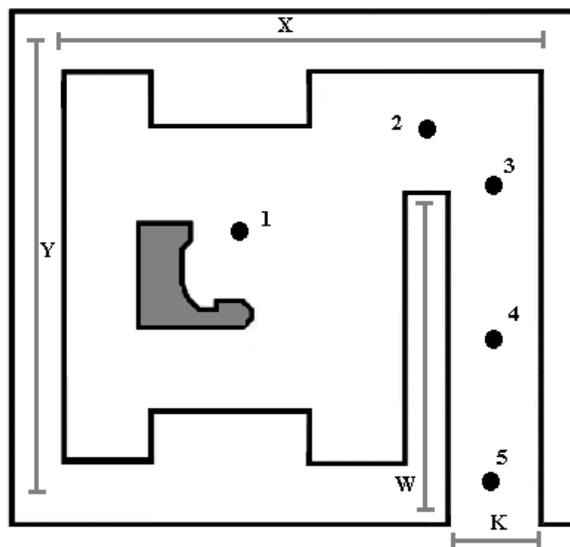


Figura 3.5 – Ilustração dos pontos de simulação das fluências e doses de nêutrons no interior das salas de tratamento.

Para diferentes salas, abrigando aceleradores de 15 MV, 18 MV e 25 MV, são descritos na Tabela 3.2 os valores dos parâmetros X, Y, K e W, ilustrados na Figura 3.5, assim como o equipamento considerado em cada caso. As salas de 1 a 7 têm dimensões

hipotéticas, simuladas com diferentes comprimentos de labirinto e largura de entrada, e as de 8 a 14 simulam salas reais, licenciadas pela CNEN. Nota-se que as salas de dimensões hipotéticas possuem dimensões bem próximas às de dimensões reais, não havendo grandes variações nos parâmetros que descrevem as mesmas. As exceções são as salas 06 e 08, que possuem comprimento (Y) de apenas 4,7 m.

Tabela 3.2 – Dimensões de salas de tratamento simuladas (X, Y, K, W e altura), assim como o equipamento considerado em cada caso.

Sala	X (m)	Y(m)	K(m)	W(m)	Altura (m)	Megavoltagem	Equipamento
01	10,0	10,0	2,0	5,0	4,0	15 MV	Varian 1800
02	10,0	10,0	1,5	6,5	4,0	15 MV	Varian 1800
03	10,0	10,0	2,0	6,5	4,0	15 MV	Varian 1800
04	10,0	10,0	2,5	6,5	4,0	15 MV	Varian 1800
05	10,0	10,0	2,0	8,5	4,0	15 MV	Varian 1800
06	8,0	4,7	1,5	3,2	3,4	18 MV	GE Saturne
07	10,0	10,0	2,0	5,0	4,0	25 MV	GE Saturne 43
08	8,0	4,7	1,5	3,2	3,4	15 MV	Varian 1800
09	8,5	9,5	1,5	5,5	3,2	15 MV	GE Saturne
10	8,0	10,5	1,5	6,5	3,2	15 MV	Siemens MD
11	8,5	10,0	1,8	6,5	3,2	15 MV	Siemens MD2
12	10,0	8,5	1,5	6,0	3,2	18 MV	Varian 1800
13	9,5	8,5	1,5	5,5	3,2	18 MV	GE Saturne
14	8,5	11,5	1,5	7,0	3,5	25 MV	GE Saturne 43

Os efeitos produzidos nas doses de nêutrons por blindagens adicionadas às paredes das salas de tratamento, assim como estimativas de distâncias deci-redutoras

(TVD) ao longo do labirinto de salas que abrigam aceleradores de 15, 18 e 25 MV, foram pesquisados. Também, foram realizadas simulações para estabelecer valores efetivos de camadas deci-redutoras para materiais utilizados como blindagens de nêutrons a serem colocadas nas portas.

Os resultados das simulações foram, sempre que possível, confrontados com os obtidos através de aproximações analíticas existentes e por medidas apresentadas na literatura, descritas no Capítulo 2.

Capítulo 4

Resultados e Discussão

No presente capítulo são apresentados os resultados das simulações computacionais realizadas utilizando-se o método de Monte Carlo. Na primeira seção são ilustrados os espectros de nêutrons produzidos por aceleradores lineares, antes e após atravessarem o cabeçote, e as taxas de dose correspondentes, em diversos pontos. Tendo por objetivo o estudo das interações dos nêutrons com as paredes das salas, na segunda seção são fornecidos os dados provenientes das simulações da atenuação dos espectros após atravessarem barreiras de concreto, o espalhamento dos nêutrons pelas paredes a diversos ângulos e o efeito produzido por diferentes materiais utilizados para blindar nêutrons, quando superpostos às paredes de uma sala hipotética. Por fim, são realizadas simulações do transporte de nêutrons através dos labirintos das salas reais, algumas licenciadas pela CNEN, e os equivalentes de dose simulados são comparados com os calculados através de diferentes metodologias.

4.1 Os Espectros Emergentes dos Cabeçotes de Aceleradores Lineares

Utilizando a modelagem de cabeçote proposta no capítulo anterior, onde é feita a aproximação de circundar uma fonte isotrópica com uma blindagem de chumbo ou tungstênio e com o espectro energético descrito pela equação 3.1, os espectros de fotonêutrons que emergem dos aceleradores foram simulados (Facure *et al*, 2005a). A Figura 4.1 ilustra a degradação sofrida pelo espectro que sai da fonte, produzido em um

acelerador de 25 MV, quando o mesmo atravessa uma esfera de 10 cm de chumbo ou de tungstênio.

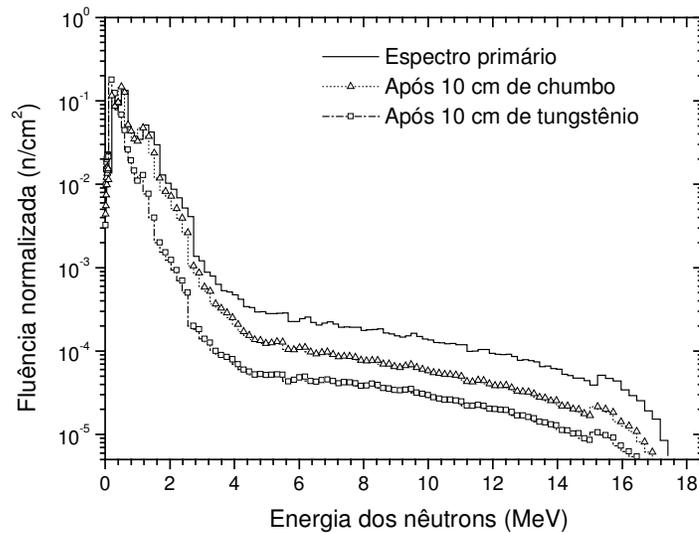


Figura 4.1 – Ilustração da degradação de um espectro de nêutrons, produzido em um acelerador de 25 MV, que ocorre após o mesmo atravessar uma blindagem esférica de 10 cm de chumbo ou tungstênio (Facure *et al*, 2004).

A análise da figura acima mostra que, de fato, a atenuação do espectro ocorre de maneira mais acentuada quando o tungstênio é utilizado como blindagem. De acordo com essas simulações, o parâmetro a , utilizado no cálculo da fluência no interior das salas de tratamento, assume o valor de aproximadamente 0,95, quando o cabeçote é composto de chumbo somente, ou de 0,80, se o material empregado for tungstênio, valores bem próximos aos assumidos na literatura (1,00 e 0,85, respectivamente).

Como o tungstênio é o material predominante na composição de cabeçotes de aceleradores, foi dada seqüência ao estudo levando-se em conta a degradação dos diversos espectros ao emergirem de uma esfera de 10 cm, constituída somente por esse material. Os resultados são ilustrados na Figura 4.2.

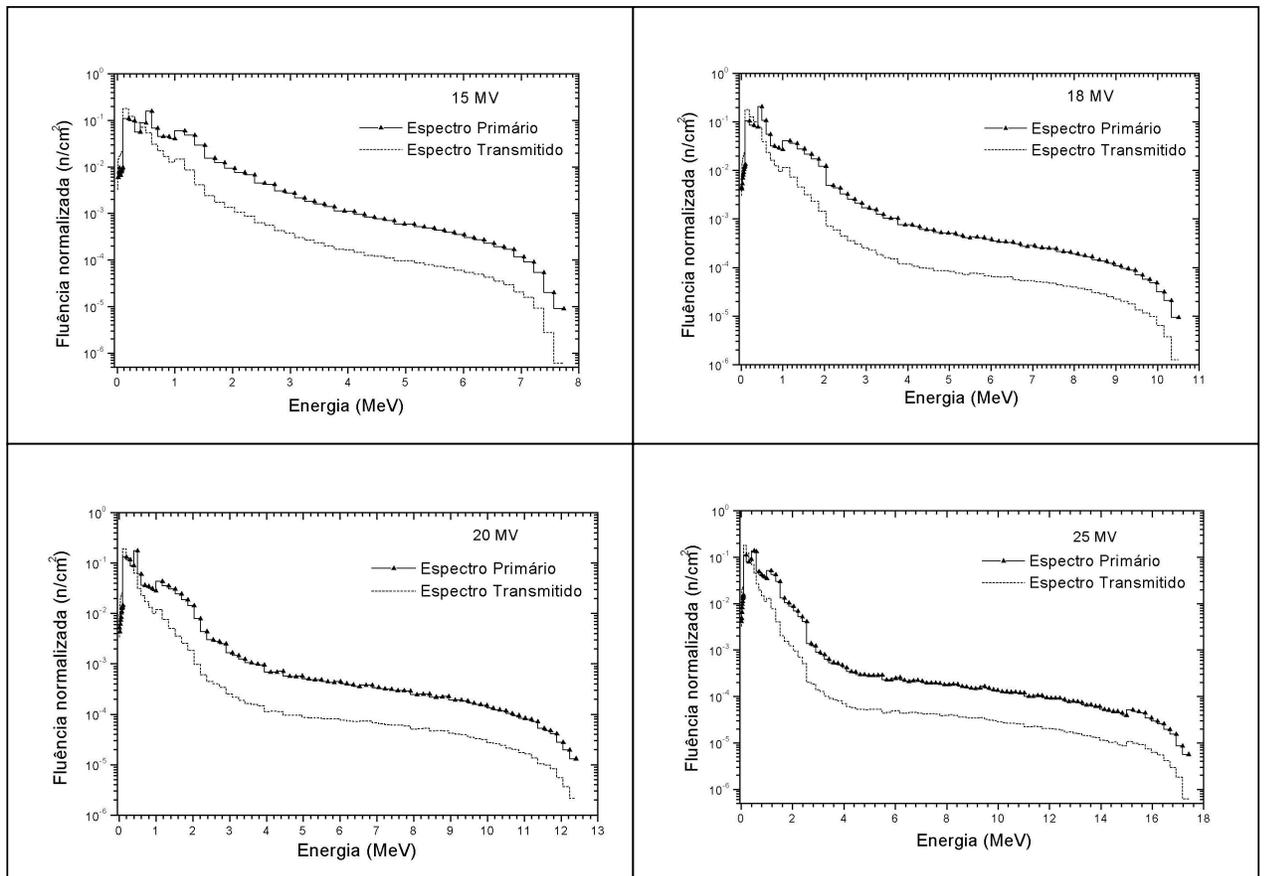


Figura 4.2 – Espectros primários e transmitidos (*leakage*) por aceleradores genéricos, de diferentes megavoltagens (Facure *et al*, 2005a).

Os resultados provenientes das simulações confirmam que o espectro de fotonêutrons produzido em aceleradores lineares possui uma predominância de nêutrons com energias de até 2 MeV. As energias médias dos nêutrons antes de atravessarem o cabeçote, são relacionadas na Tabela 4.1. A energia mais provável é de 0,5 MeV, para todos os espectros. (Swanson, 1980) calculou o valor das energias médias para os espectros de nêutrons, como sendo de aproximadamente 1,5 MeV e, em um estudo recente (d’Errico *et al*, 2001), foram encontradas energias efetivas da ordem de 1,8-2,1 MeV para nêutrons diretos, produzidos devido à interação de raios-X de 10 a 18 MeV com o cabeçote dos aceleradores. De acordo com as simulações realizadas neste trabalho, a energia média dos nêutrons após atravessarem o cabeçote é de 0,4 MeV e a energia mais provável é de, aproximadamente, 0,2 MeV, para os quatro espectros

estudados (Figura 4.2). (d'Errico *et al*, 2001) reportam energias médias de 0,5 a 0,8 MeV, para nêutrons que atravessam cabeçotes de aceleradores de 10 a 18 MV.

Tabela 4.1. Energias médias dos fotonêutrons produzidos em aceleradores lineares de uso médico, antes de atravessarem o cabeçote (15, 18, 20 and 25 MV) (Facure et al, 2005a).

Energia máxima de fótons (MeV)	Energias médias dos nêutrons (MeV)
15	1,15
18	1,25
20	1,31
25	1,46

4.1.1 Simulação da variação de taxas de dose com a distância (componente direta)

A etapa subsequente da pesquisa foi a simulação das fluências e doses de nêutrons a várias distâncias da fonte, utilizando-se os espectros transmitidos pelo cabeçote de tungstênio (Facure *et al*, 2004). Como destacado na seção 3.2, a cada simulação efetuada a conversão fluência-dose foi processada internamente pelo código MCNP, empregando os fatores de conversão da ICRP 74 (ICRP, 1995). A Figura 4.3 apresenta a variação do equivalente de dose com a distância, para um espectro de 15 MV, em pontos variando desde 10 cm até 220 cm da fonte (alvo do acelerador). Nessa simulação preliminar, as paredes das salas ainda não foram levadas em consideração.

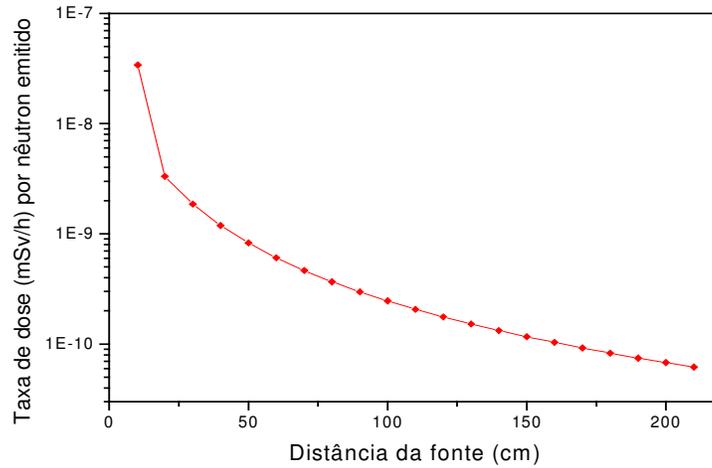


Figura 4.3 – Simulação de taxas de dose de nêutrons *versus* distância, produzidas por um espectro emergente de um acelerador de 15 MV (Facure *et al*, 2004).

Para comparar os valores de doses simulados com aqueles especificados pelos fabricantes dos aceleradores, os resultados dessas simulações foram multiplicados pelos fatores de intensidade de produção de fotonêutrons (Q), para vários modelos de equipamentos. Os resultados obtidos são ilustrados graficamente na Figura 4.4, para distâncias de até 220 cm do alvo.

A Tabela 4.2 compara os valores de equivalentes de dose de nêutrons, por unidade de dose absorvida de raios-X no isocentro, simulados neste trabalho e medidos experimentalmente pelos fabricantes, a distâncias específicas da fonte. Nas medidas experimentais existe uma componente adicional, devido aos nêutrons que são refletidos nas paredes e voltam aos detectores. Então, nesta etapa do trabalho, os valores obtidos através das simulações mostraram-se pouco abaixo dos medidos.

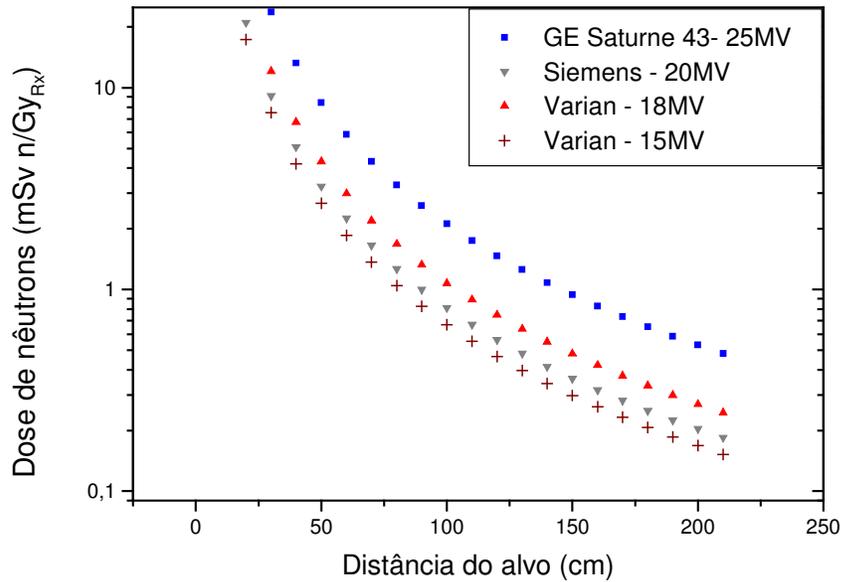


Figura 4.4 – Simulação da variação das taxas de dose com a distância para alguns valores de Q de aceleradores comumente existentes no mercado.

Tabela 4.2. Equivalentes de dose de nêutrons H_0 por unidade de dose de dose absorvida de raios-X no isocentro ($mSv\ n/Gy_{\text{raios-X}}$), medidos e simulados neste trabalho, sem considerar as paredes das salas. (Facure et al, 2004)

Marca	Modelo	Megavoltagem	H_0 medido	H_0 simulado	Distância do alvo (cm)
GE	Saturne 43	25	1,38 ^a	1,08	140
Siemens	KD	20	1,10-1,24 ^a	0,42	140
Varian	1800	18	1,5 ^b	1,07	100
Varian	1800	15	0,7 ^b	0,67	100

^a (McGinley, 1998)

^b Dados fornecidos pela Varian

O equipamento da *Siemens*, de 20 MV, apresentou maior discrepância entre os valores medidos experimentalmente e simulados. Isto pode ser atribuído ao fato de que a constituição do alvo para este acelerador é bem diferente dos demais equipamentos, sendo composto de uma liga de ouro e cobre (Chibani & Charlie Ma, 2003), o que levaria a um espectro primário muito distinto do simulado. Lembramos ainda que o nosso modelo de cabeçote é uma aproximação e que, como visto no capítulo 2, o *design* do cabeçote dos aceleradores e a composição do alvo desses equipamentos afetam o espectro de nêutrons, conseqüentemente, produzindo taxas de doses diferentes.

4.2 Interação dos Nêutrons com as Barreiras das Salas de Tratamento

A fim de analisar a interação dos nêutrons com as paredes que constituem as salas de tratamento, foram realizadas simulações do transporte dessas partículas através de barreiras de diferentes espessuras: 25, 50, 75 e 100 cm (Facure *et al*, 2005a), considerando-se apenas o espectro produzido por aceleradores de 15MV, ilustrado na Figura 4.2. A composição da barreira de concreto, de densidade de $2,26 \text{ g/cm}^3$, está especificada na Tabela 3.1

Através da Figura 4.5, pode-se avaliar a degradação sofrida pelo espectro de nêutrons emitido do acelerador, após sua penetração em barreiras de concreto. Os nêutrons rápidos são atenuados em energia e intensidade pelo espalhamento com os elementos que compõem o concreto. O processo de atenuação produz fluxos de nêutrons epitérmicos e térmicos.

Com o aumento das espessuras das barreiras de concreto, uma significativa redução na fluência de nêutrons rápidos e epitérmicos é observada. Este “endurecimento” da parte rápida do espectro de fotonêutrons foi previamente observado em fantasmas de água (d’Errico *et al*, 1998). Por outro lado, a fluência de nêutrons

térmicos permanece quase constante, o que pode ser explicado pela termalização dos nêutrons rápidos e epitérmicos.

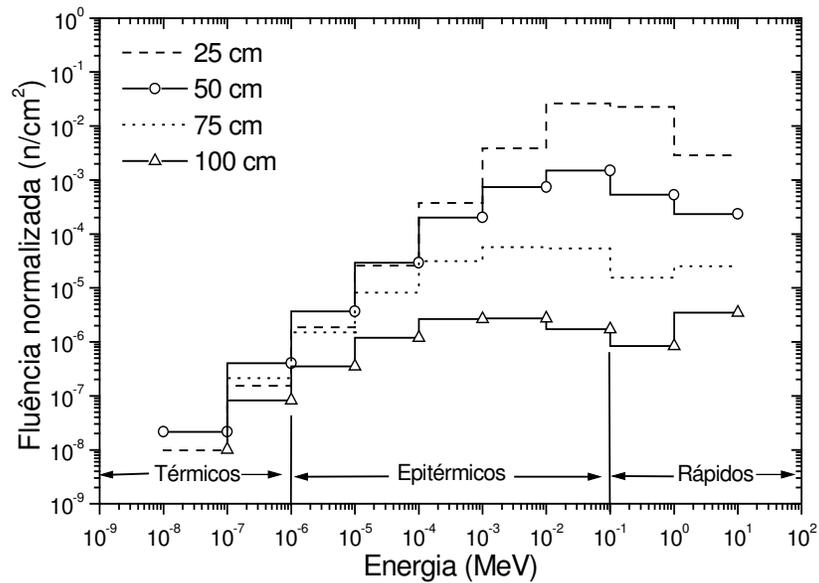


Figura 4.5 – Atenuação de um espectro de nêutrons, produzido em um acelerador de 15MV, após atravessar barreiras de concreto de 25, 50, 75 e 100 cm (Facure et al, 2005a).

Com a termalização, as reações de captura dos nêutrons pelos átomos constituintes do concreto (n, γ) se iniciam. A Figura 4.6 ilustra a produção de raios gama de captura, detectados a 5 cm das barreiras, em função da energia dos mesmos, quando o espectro de nêutrons acima descrito atravessa barreiras de concreto de 25 ou 50 cm. É observado que raios gama com energias de até 10 MeV são produzidos. Suas energias médias, para ambos espectros, é de 2 MeV.

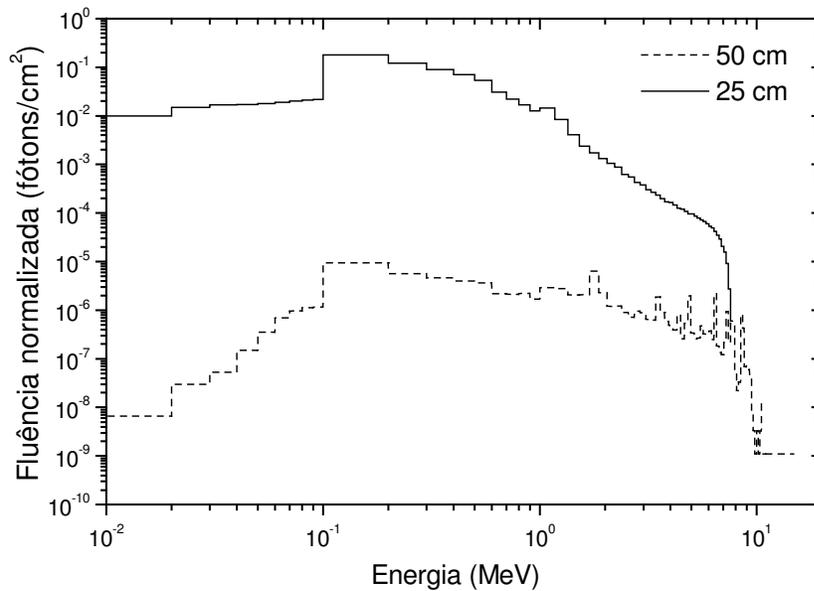


Figura 4.6 – Espectro de raios gama de captura, produzidos por nêutrons provenientes de um acelerador de 15MV (Facure *et al*, 2005a).

Nota-se ainda que a produção de raios gama de captura é drasticamente reduzida quando a espessura da barreira é aumentada de 25 para 50 cm. É importante salientar que a geração destes raios gama de captura não ocorre à mesma profundidade no concreto, uma vez que os nêutrons que incidem nas paredes são termalizados e absorvidos em diferentes pontos.

4.2.1 Espalhamento dos nêutrons pelas paredes da sala de tratamento

Quando nêutrons são emitidos pelo cabeçote do acelerador, eles atingem as paredes da sala de tratamento, sendo espalhados a diferentes ângulos. A quantidade relativa de nêutrons refletidos pode ser expressa por um parâmetro denominado coeficiente de reflexão. Esse coeficiente admite que a reflexão de nêutrons ocorre de maneira análoga à da luz visível por diferentes superfícies (Cossairt, 2001). Alguns nêutrons podem ser refletidos a determinados ângulos e atingirem a porta, mas tendo

sofrido pouca perda de energia. Por essa razão, é importante prever a existência de ângulos preferenciais de espalhamento.

Utilizando a metodologia descrita no Capítulo 3, simulou-se colisões de nêutrons monoenergéticos em barreiras de concreto convencional, concreto baritado e madeira (Facure *et al*, 2005b). Para tanto, foram consideradas incidências normal e oblíqua de nêutrons monoenergéticos em superfícies planas de dimensões finitas, de 50 x 50 x 50 cm³.

Na Figura 4.7 estão ilustradas as curvas de seção de choque total para nêutrons, em função das energias incidentes, obtidas para o concreto convencional, concreto baritado e madeira. Essas seções de choque foram geradas pelo código MCNP 4B, através da biblioteca ENDF/B-VI.

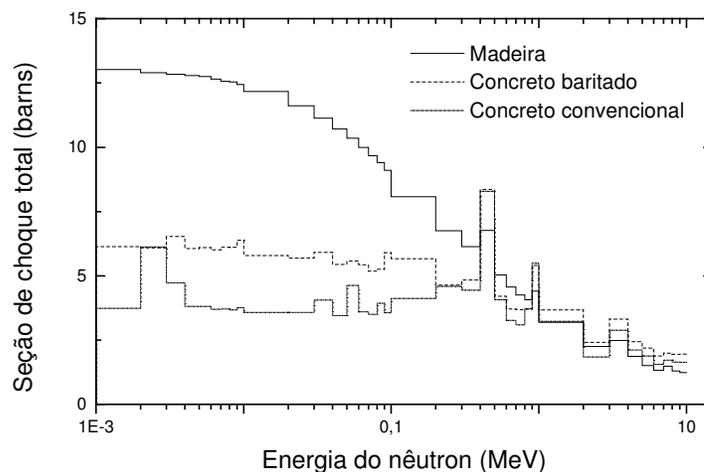


Figura 4.7 – Valores de seção de choque total (barns) em função da energia dos nêutrons incidentes, obtidos através de simulações utilizando o código MCNP.

Observa-se através das curvas que, para energias menores que 500 keV, a seção de choque total para a madeira é de duas a três vezes maior do que a seção de choque do concreto baritado ou convencional. No entanto, acima desse limiar de energia, os três

materiais possuem valores aproximadamente iguais para as seções de choque total. Isso indica que a madeira é um melhor atenuador de nêutrons com energias abaixo desse limiar.

4.2.1.1 Incidência Normal

A Figura 4.8 apresenta as energias médias dos nêutrons espalhados em função da energia da partícula incidente, para diferentes ângulos de reflexão θ . Neste caso, considerou-se um ângulo de incidência de 0° em relação a normal. Pode-se notar que a energia média dos nêutrons espalhados independe do ângulo de reflexão, mas ocorre uma significativa variação na perda energética relativa sofrida por cada partícula, em função do material alvo, o que pode ser observado através da Figura 4.9. Por exemplo, nêutrons de 3 MeV incidindo em uma barreira de concreto convencional são refletidos a 15° com uma energia média de 2 MeV, mas se incidissem em concreto baritado seriam refletidos com energia média de 1,25 MeV. Ainda, considerando o material alvo como sendo madeira, as energias médias dos nêutrons espalhados a 15° seriam de 0,75 MeV. Nota-se que as energias médias dos nêutrons espalhados são menores para a madeira (maior perda de energia), quando comparadas com as energias resultantes do espalhamento em concreto baritado ou convencional.

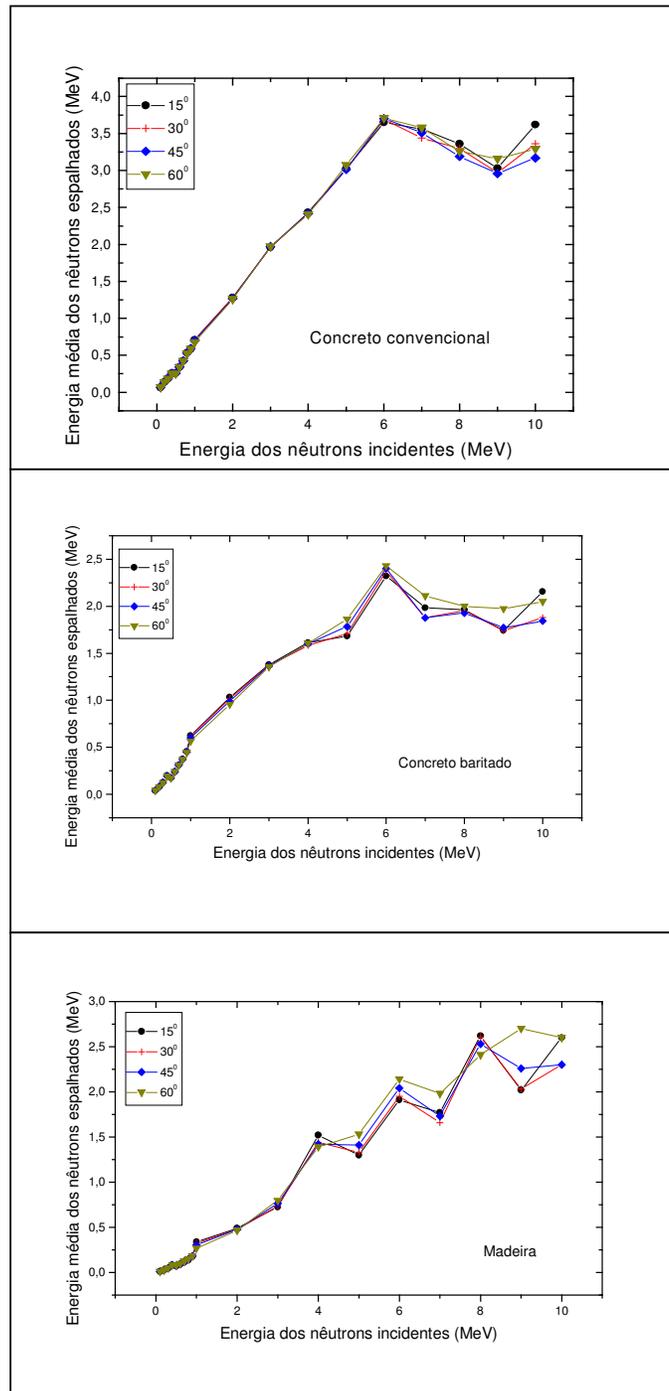


Figura 4.8 – Energias médias dos nêutrons espalhados a diversos ângulos, em função das energias das partículas incidentes (Facure *et al*, 2005b)

Observa-se que ocorre uma redução muito acentuada nas energias médias para nêutrons incidentes com energias de até 3 MeV em madeira, o que pode ser explicado

pela análise da seção de choque de nêutrons nesse material, ilustrada na seção anterior. Por outro lado, para nêutrons incidentes com energia superior a 7 MeV, as energias médias dos nêutrons espalhados em concreto baritado tornam-se ligeiramente menores do que as resultantes de nêutrons espalhados em madeira.

Da Figura 4.10 podem ser extraídas informações a respeito do número de nêutrons espalhados a diferentes ângulos, por barreiras constituídas de concreto convencional, baritado ou madeira, em função da energia da partícula incidente. Podemos perceber que existe um maior número de nêutrons refletidos a grandes ângulos em relação à normal, o que indica a existência de um fluxo maior de nêutrons entrando no labirinto em relação aos que são retroespalhados para o centro da sala de tratamento e, conseqüentemente, para o paciente. De acordo com os resultados, existe um fator 10 de diferença para o número de nêutrons espalhados a 15° e a 60° .

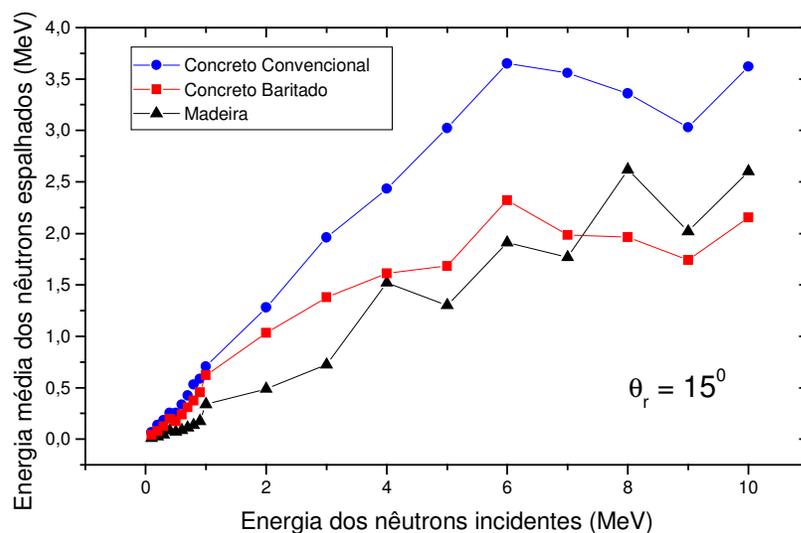


Figura 4.9 – Comparação entre as energias médias dos nêutrons espalhados a 15° , em concreto convencional, baritado e madeira, em função da energia dos nêutrons incidentes nas barreiras.

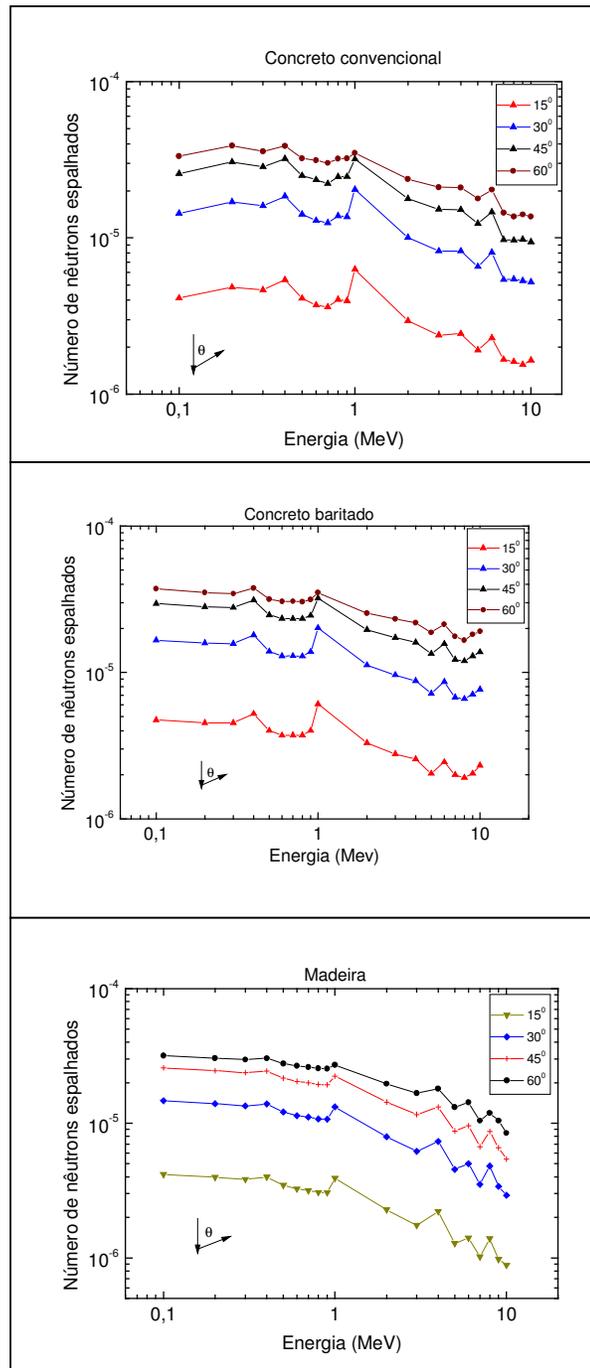


Figura 4.10 – Número de nêutrons espalhados a diferentes ângulos, em função da energia da partícula incidente, para o concreto convencional, baritado e madeira (Facure *et al.*, 2005b).

4.2.1.2 Variação no ângulo de incidência

Considerou-se a seguir um feixe monoenergético de nêutrons incidindo nas barreiras a ângulos oblíquos em relação à normal. Os ângulos de incidência estudados foram os mesmos considerados como ângulos de reflexão na seção anterior, ou seja, 15° , 30° , 45° e 60° .

Foi identificado um comportamento similar ao observado no caso de incidência normal: de acordo com a Figura 4.11, quase não há variação nas energias médias dos nêutrons espalhados, para um ângulo de reflexão fixo. Esse padrão repete-se para o concreto baritado e a madeira.

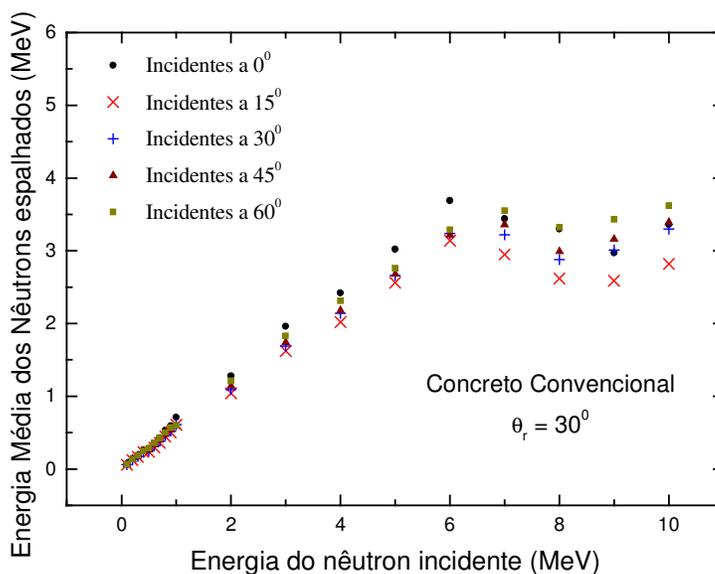


Figura 4.11 – Variação na energia média dos nêutrons espalhados em função do ângulo de incidência. Considerou-se o ângulo de 30° como ponto de detecção das partículas (ângulo de reflexão).

A Figura 4.12 ilustra a variação que ocorre nas energias médias dos nêutrons espalhados em função do ângulo de reflexão (onde eles são detectados), para o caso do concreto baritado e madeira. Percebe-se que as energias médias são muito pouco modificadas, o que representaria apenas pequenas variações nas taxas de doses produzidas devido a essas partículas. A significativa redução nas energias médias dos nêutrons, observada no caso da incidência normal, quando a composição da barreira alvo é alterada de concreto convencional para baritado ou madeira, também é observada para o caso das incidências oblíquas.

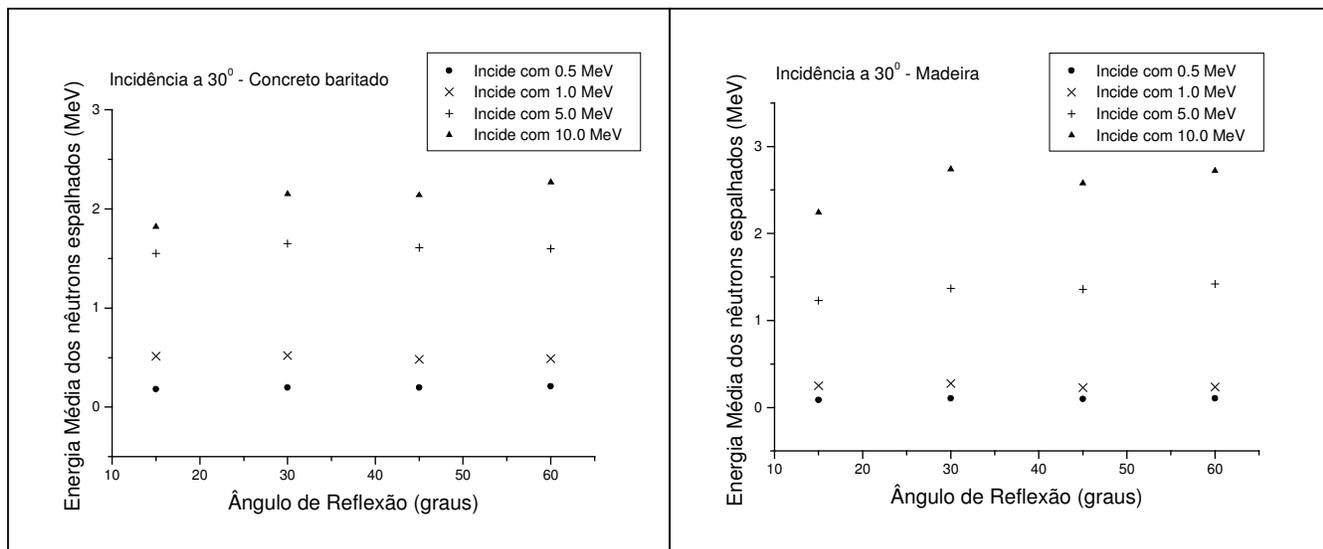


Figura 4.12 – Variação na energia média dos nêutrons espalhados em função da mudança do ângulo de reflexão, para o concreto baritado e madeira.

4.2.2 Degradação dos espectros após múltiplas colisões (componentes espalhada e térmica)

Segundo o modelo proposto na seção 3.4.1 e tomando-se como exemplo o fator de intensidade de emissão de nêutrons Q do equipamento *Varian 1800*, de 15 MV,

relacionado na Tabela 2.3, a soma das fluências espalhada e térmica, em qualquer ponto da sala de referência, seria:

$$\Phi_{esp+term} = 5,4aQ/S + 1,26Q/S \quad (4.1)$$

$$\therefore \Phi_{esp+term} = \frac{(5,4 \cdot 0,85 \cdot 0,76 \cdot 10^{12})}{3,6 \cdot 10^6} + \frac{(1,26 \cdot 0,76 \cdot 10^{12})}{3,6 \cdot 10^6} = 1,24 \cdot 10^6 \text{ n/cm}^2$$

Considerando-se que a energia média dos nêutrons que emergem do cabeçote é 0,40 MeV, como descrito na seção 4.1, e aplicando-se a relação 2.19, vem que:

$$\bar{E}_{esp} = 0,24 \cdot \bar{E}_{dir} = 0,24 \cdot 0,40$$

$$\bar{E}_{esp} = 0,096 \text{ MeV}$$

Então, a partir desses resultados, pode ser feita uma estimativa teórica das taxas de equivalente de dose, aplicando a relação 2.12 para a fluência de nêutrons calculada na energia de 96 keV:

$$H = \frac{\Phi}{(4,4 \cdot 10^9) / \bar{E}^{0,735}} = \frac{1,24 \cdot 10^6}{(4,4 \cdot 10^9) / 0,096^{0,735}} = 5,05 \cdot 10^{-2} \text{ mSv/Gy}_{RX}$$

Na Figura 4.13 apresenta-se uma comparação entre as componentes espalhada e térmica com a componente total, simuladas no detector 1, para espectros de 15 e 20MV.

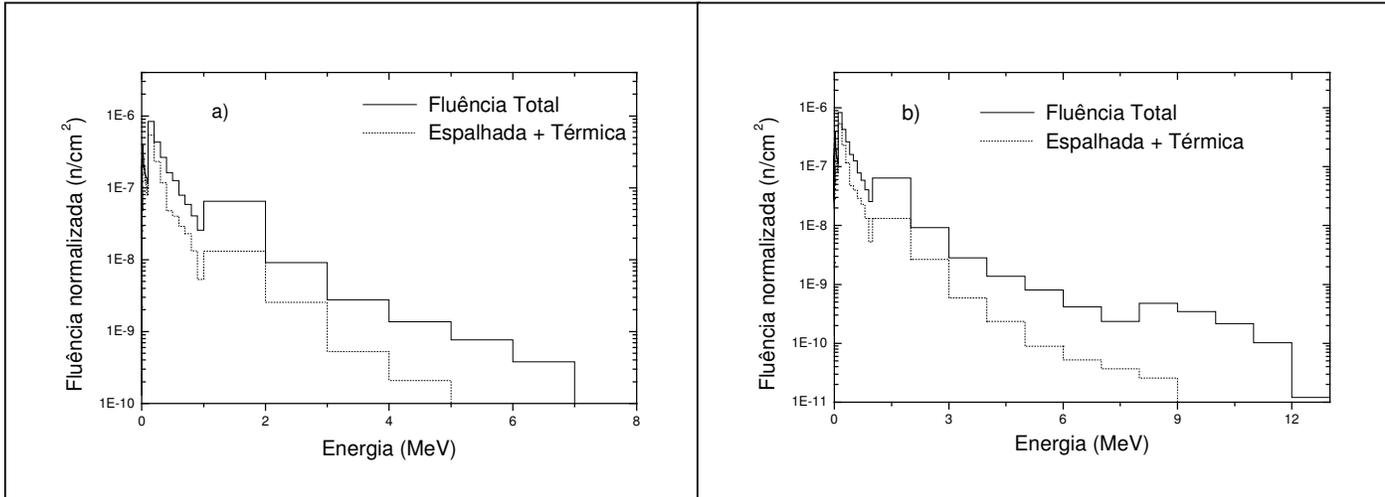


Figura 4.13 – Ilustração das fluências espalhada, térmica e a fluência total, detectadas a um ponto distante 250 cm da fonte, para aceleradores de a) 15 MV e b) 20 MV

Foi verificado, para ambos os espectros, que a energia média dos nêutrons espalhados e térmicos é de, aproximadamente, 140 keV. Considerando-se o mesmo fator Q aplicado anteriormente ($0,76 \times 10^{12} \text{ n/Gy}_{\text{RX}}$), o valor da fluência simulada no primeiro detector foi de $4,48 \times 10^6 \text{ neutrons cm}^{-2}$, produzindo um equivalente de dose de $24,0 \times 10^{-2} \text{ mSv/Gy}_{\text{RX}}$, cinco vezes superior ao calculado através de expressões analíticas. Por outro lado, em concordância com as fórmulas empíricas, não foram detectadas variações significativas nos valores de fluências simuladas nos diversos pontos da sala, ilustrados na Figura 3.5, mostrando que as fluências espalhada e térmica são constantes ao longo de toda a sala. Também, não verificou-se no presente trabalho alterações nos valores das fluências em pontos próximos às paredes, como sugerido por (Followill *et al*, 2003).

4.2.2.1 Dependência da fluência com a forma da sala

Tomando um espectro incidente de 15 MV como base de cálculo, e para uma área superficial de sala de $3,6 \times 10^6 \text{ cm}^2$, foram investigados recintos constituídos de concreto convencional, com diferentes formatos: cúbico, esférico e cilíndrico. Simulou-se as fluências em detectores localizados nas mesmas posições em que na sala referência. Foi observada uma redução nas fluências espalhadas e térmica de 10% quando considerou-se uma sala esférica em lugar da cúbica tradicional, e de 2%, para a sala cilíndrica. As energias médias dos nêutrons espalhados, porém, permanecem as mesmas, independentemente do formato de sala. Esse resultado indica que a prática de utilizar-se, em aproximações para calcular teoricamente as fluências de nêutrons, salas esféricas com a mesma área superficial de salas cúbicas, não implica em erros significativos.

Tabela 4.3. Comparação entre os valores calculados e simulados das fluências espalhada e térmica (n/cm^2) para uma sala cúbica, esférica ou cilíndrica. Valores normalizados por nêutron emitido da fonte.

	Sala Cúbica	Sala Esférica	Sala Cilíndrica
Cálculo	$1,63 \times 10^{-6}$	$1,63 \times 10^{-6}$	$1,63 \times 10^{-6}$
Simulado - Detector 1	$5,99 \times 10^{-6}$	$5,35 \times 10^{-6}$	$5,86 \times 10^{-6}$
Simulado - Detector 2	$5,76 \times 10^{-6}$	$5,29 \times 10^{-6}$	$5,53 \times 10^{-6}$
Simulado - Detector 3	$5,44 \times 10^{-6}$	$5,14 \times 10^{-6}$	$5,45 \times 10^{-6}$

4.2.2.2 Dependência da fluência com a área da sala

A seguir, variou-se as áreas superficiais das salas a fim de observar a alteração nas fluências espalhada e térmica de nêutrons, comparando-se os resultados obtidos através do código MCNP com as previsões dadas pelas equações semi-empíricas 2.14 e 2.15.

Na Tabela 4.4 estão relacionados os principais resultados obtidos para salas cúbicas de concreto convencional, de diversas dimensões. De acordo com os dados obtidos nas simulações, um aumento de 33% na área superficial, S , da sala corresponde a uma redução de 25% na fluência. Já um aumento de 140% na área representa uma redução de apenas 50% na fluência, resultados que não coincidem com um simples decréscimo do tipo $(1/S)$ para as fluências espalhada e térmica, como previsto teoricamente. Na Figura 4.14, é ilustrada a variação que ocorre nos espectros de nêutrons espalhados e térmicos, quando a área superficial das salas é aumentada.

Tabela 4.4 – Comparação entre a previsão analítica e simulações das fluências espalhada e térmica no interior de salas cúbicas de concreto convencional (Facure *et al*, 2005c).

Dimensão das salas (X, Y, Z)	Fluência espalhada simulada (Φ_{esp})	Fluência térmica simulada (Φ_{ter})	Fluência espalhada calculada (Φ_{esp})	Fluência térmica calculada (Φ_{ter})
10m x 10m x 4m ($S = 3,6 \times 10^6 \text{ cm}^2$)	$3,48 \times 10^{-6}$	$2,27 \times 10^{-6}$	$1,28 \times 10^{-6}$	$3,50 \times 10^{-7}$
12m x 12m x 4m ($S = 4,8 \times 10^6 \text{ cm}^2$)	$2,54 \times 10^{-6}$	$1,70 \times 10^{-6}$	$9,56 \times 10^{-7}$	$2,63 \times 10^{-7}$
18m x 15m x 5m ($S = 8,7 \times 10^6 \text{ cm}^2$)	$1,60 \times 10^{-6}$	$1,05 \times 10^{-6}$	$5,28 \times 10^{-7}$	$1,45 \times 10^{-7}$

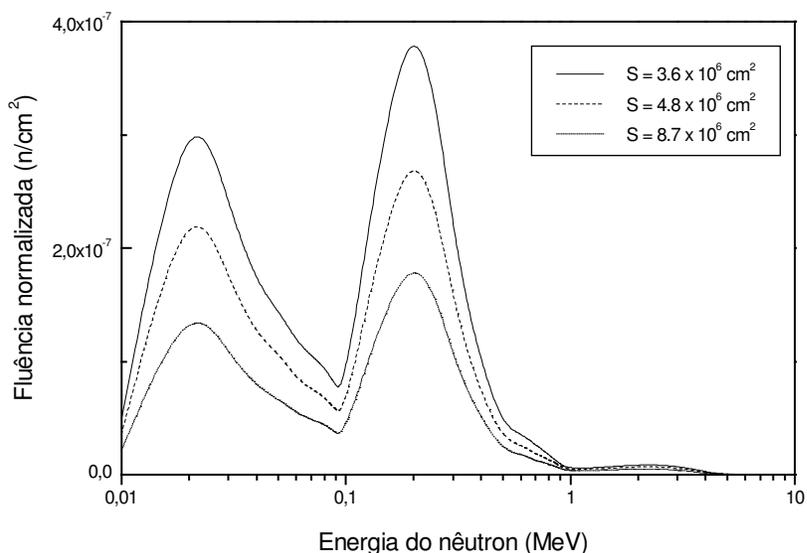


Figura 4.14 – Variação nos espectros de nêutrons espalhados e térmicos com a variação da área superficial das salas.

4.2.2.3 Dependência da fluência com o material que compõe a sala

As equações semi-empíricas 2.13, 2.14 e 2.15, utilizadas para estimar as fluências de nêutrons no interior de salas de tratamento, não descrevem o efeito produzido nas fluências ao acrescentar-se camadas de materiais, como polietileno borado ou madeira, nas superfícies das paredes das salas. Esses materiais, por serem bons absorvedores de nêutrons, poderiam ser utilizados para reduzir os equivalentes de dose ao longo do labirinto e, conseqüentemente, na porta. Realizou-se simulações com o código MCNP, com o objetivo de avaliar a influência da introdução desses materiais nas paredes das salas. O resultado dessas simulações é apresentado na Figura 4.15. Apesar de camadas de 5 e 10 cm de madeira e polietileno borado a 5% produzirem uma forte atenuação na fluência de nêutrons, percebe-se que a energia média dos nêutrons não é muito reduzida por esses materiais. Para as salas de concreto convencional estudadas, as fluências simuladas são de 3,5 a 4,5 vezes maiores do que as previsões teóricas.

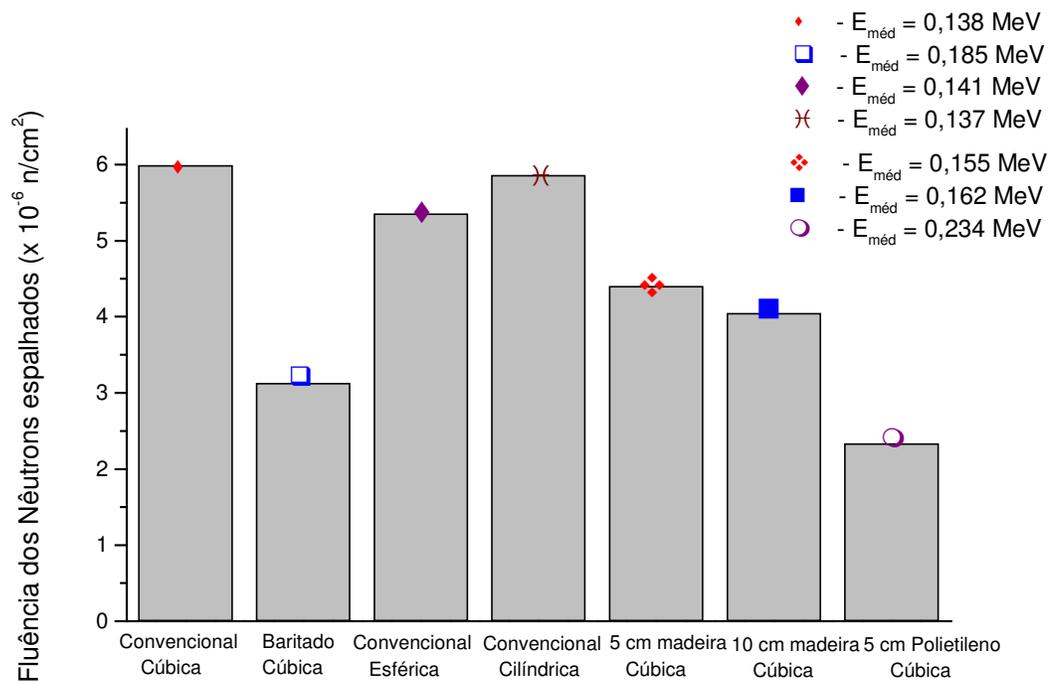


Figura 4.15 – Ilustração das fluências espalhada e térmica, considerando-se vários formatos de salas e diferentes materiais aderidos às paredes.

No caso de salas constituídas por concreto baritado, as fluências são reduzidas por um fator variando entre 1,9 a 2,5 vezes, em relação às salas de concreto convencional. Ao colocar-se 5cm de madeira nas paredes da sala, as fluências detectadas reduzem cerca de 26%; com 10 cm, este percentual se altera para 33%. As energias médias dos nêutrons, no entanto, são aproximadamente as mesmas. Para uma sala com 5cm de polietileno borado a 5% nas paredes, temos que as fluências se reduzem em até 76%.

Na Figura 4.16 são ilustradas as degradações que ocorrem nos espectros de nêutrons espalhados e térmicos, em função dos materiais que compõem as paredes das salas de tratamento.

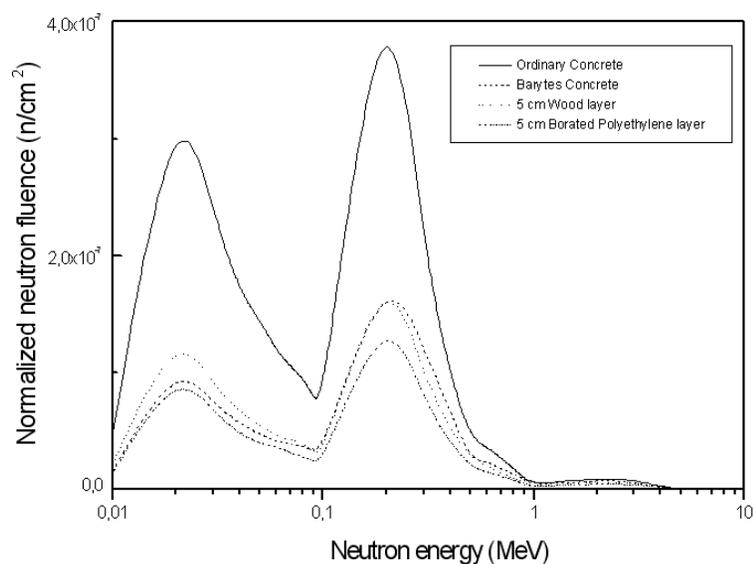


Figura 4.16 - Variação nos espectros de nêutrons espalhados e térmicos em função dos materiais que compõem as paredes das salas de tratamento.

4.3 Labirinto e Porta da Sala de Tratamento

A Figura 4.17 apresenta a degradação dos espectros de nêutrons, simulados desde a emissão do cabeçote até a entrada na região do labirinto. De acordo com essas simulações, as energias médias dos nêutrons na entrada do labirinto (ponto 3 da Figura 3.5) estão no intervalo entre 25 e 100 keV; já as energias médias dos nêutrons na porta das salas, após os nêutrons percorrerem todo o labirinto, variam entre 5 e 25 keV. Esses resultados são comparáveis aos apresentados por (Lin et al, 2001), que mediram, utilizando contadores proporcionais BF_3 , energias médias no intervalo de 50 a 65 keV para nêutrons na entrada do labirinto e entre 17 e 20 keV, para nêutrons da região da porta de salas que abrigavam aceleradores de 10, 15 e 18 MV.

Na Figura 4.18a, é ilustrada uma comparação de espectros obtidos por *Zanini* e colaboradores (*Zanini et al*, 2004) através da simulação completa do cabeçote de um acelerador *Electa Sli*, de 18 MV ($Q = 0,46 \times 10^{12}$), utilizando o código MCNP-GN, e um espectro de nêutrons medido experimentalmente, com a utilização de detectores de bolhas.

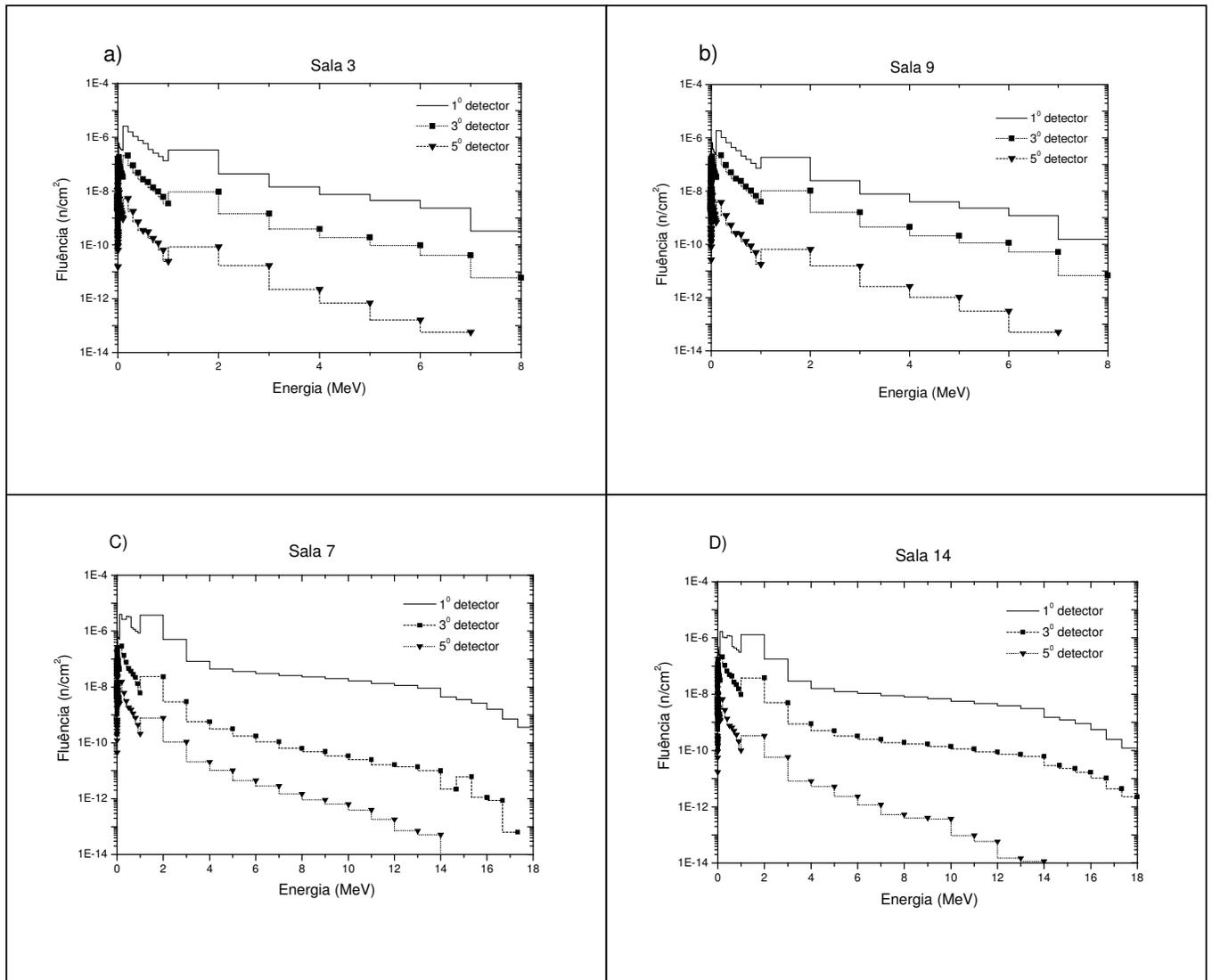


Figura 4.17 – Degradação sofrida pelos espectros de nêutrons, para aceleradores de 15 e 25 MV, desde um ponto situado a 1 m da fonte até a porta a) da sala 3; b) da sala 9; c) da sala 7 e d) da sala 14. Valores normalizados por nêutron emitido da fonte.

Nota-se a forte semelhança existente entre o espectro simulado e o obtido experimentalmente, levando o autor a concluir que o código MCNP pode ser utilizado como ferramenta para obter-se estimativas de doses de nêutrons em órgão de pacientes submetidos a sessões de radioterapia. Para efeitos de comparação, na Figura 4.18b é ilustrado o espectro de nêutrons obtido por simulações neste trabalho, levando-se em consideração o equipamento utilizado por (Zanini *et al*, 2004), no interior da sala 12. Verifica-se uma boa concordância entre o espectro obtido por simulações no presente

trabalho e aqueles obtidos por (Zanini *et al*, 2004). Em particular, o máximo de fluência do espectro simulado neste trabalho coincide com o medido por (Zanini *et al*, 2004), dentro do erro experimental.

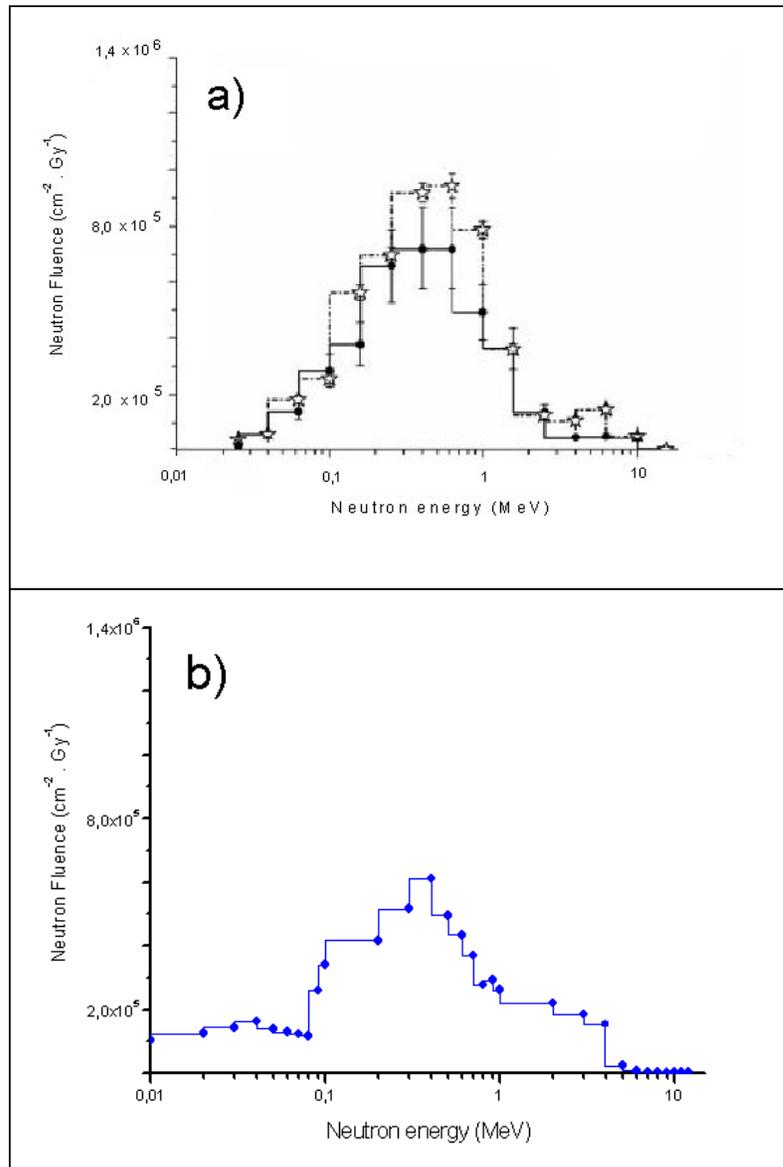


Figura 4.18 – a) Fluência de nêutrons no plano do paciente (100 cm), produzida por um acelerador *Electa SLi*, de 18 MV. Os pontos pretos referem-se às medidas experimentais, realizadas com detectores de bolhas, e as estrelas correspondem ao espectro simulado (Zanini *et al*, 2004). b) Espectro de nêutrons no plano do paciente, simulado neste trabalho. Considerou-se o mesmo acelerador que o acima descrito, no interior da sala 12.

A Tabela 4.5 ilustra a variação que ocorre na fluência total de nêutrons, desde a região do isocentro até a porta das salas de tratamento simuladas neste trabalho. Verifica-se que, para a sala 6, por exemplo, ocorre uma redução nessas fluências de 42% ao entrar na região do labirinto (do ponto 2 ao 3). Para a sala 9, quando passamos do mesmo ponto ao outro a fluência é reduzida em 20%, o que indica que a forma da sala pode afetar significativamente o número de nêutrons que entram no labirinto.

Tabela 4.5 – Ilustração da redução que ocorre nas fluências ($n \cdot \text{cm}^{-2}$) de nêutrons, desde quando essas partículas estão a 1 m da fonte (detector 1) até a porta da sala (detector 5). Valores normalizados por nêutron emitido da fonte.

Sala	Fluência (detector 1)	Fluência (detector 2)	Fluência (detector 3)	Fluência (detector 4)	Fluência (detector 5)
01	$1,17 \cdot 10^{-5}$	$3,98 \cdot 10^{-6}$	$3,41 \cdot 10^{-6}$	$6,63 \cdot 10^{-7}$	$2,60 \cdot 10^{-7}$
02	$1,17 \cdot 10^{-5}$	$3,78 \cdot 10^{-6}$	$3,17 \cdot 10^{-6}$	$3,55 \cdot 10^{-7}$	$1,31 \cdot 10^{-7}$
03	$1,20 \cdot 10^{-5}$	$3,53 \cdot 10^{-6}$	$2,85 \cdot 10^{-6}$	$4,01 \cdot 10^{-7}$	$1,64 \cdot 10^{-7}$
04	$1,23 \cdot 10^{-5}$	$3,22 \cdot 10^{-6}$	$2,44 \cdot 10^{-6}$	$4,30 \cdot 10^{-7}$	$2,86 \cdot 10^{-7}$
05	$1,22 \cdot 10^{-5}$	$2,81 \cdot 10^{-6}$	$1,46 \cdot 10^{-6}$	$1,97 \cdot 10^{-7}$	$8,43 \cdot 10^{-8}$
06	$1,92 \cdot 10^{-5}$	$8,73 \cdot 10^{-6}$	$5,12 \cdot 10^{-6}$	$1,31 \cdot 10^{-7}$	$5,69 \cdot 10^{-7}$
07	$1,17 \cdot 10^{-5}$	$3,98 \cdot 10^{-6}$	$3,42 \cdot 10^{-6}$	$6,64 \cdot 10^{-7}$	$2,61 \cdot 10^{-7}$
08	$1,93 \cdot 10^{-5}$	$8,69 \cdot 10^{-6}$	$5,15 \cdot 10^{-6}$	$1,29 \cdot 10^{-7}$	$5,67 \cdot 10^{-7}$
09	$1,37 \cdot 10^{-5}$	$4,81 \cdot 10^{-6}$	$3,85 \cdot 10^{-6}$	$5,38 \cdot 10^{-7}$	$2,66 \cdot 10^{-7}$
10	$1,43 \cdot 10^{-5}$	$4,57 \cdot 10^{-6}$	$3,58 \cdot 10^{-6}$	$6,51 \cdot 10^{-7}$	$2,07 \cdot 10^{-7}$
11	$1,46 \cdot 10^{-5}$	$4,61 \cdot 10^{-6}$	$3,62 \cdot 10^{-6}$	$6,59 \cdot 10^{-7}$	$2,13 \cdot 10^{-7}$
12	$1,31 \cdot 10^{-5}$	$4,62 \cdot 10^{-6}$	$1,61 \cdot 10^{-6}$	$3,53 \cdot 10^{-7}$	$2,03 \cdot 10^{-7}$
13	$1,30 \cdot 10^{-5}$	$4,65 \cdot 10^{-6}$	$1,64 \cdot 10^{-6}$	$3,59 \cdot 10^{-7}$	$2,10 \cdot 10^{-7}$
14	$1,41 \cdot 10^{-5}$	$4,59 \cdot 10^{-6}$	$3,44 \cdot 10^{-6}$	$6,25 \cdot 10^{-7}$	$1,89 \cdot 10^{-7}$

Através da Tabela 4.5 observa-se que a fluência de nêutrons pode ser reduzida de 20 a 70 vezes desde o isocentro até a entrada de salas reais.

4.3.1.1 Doses de nêutrons

Na Tabela 4.6 são ilustrados os valores de equivalente de dose de nêutrons, por unidade de dose absorvida de raios-X no isocentro, simulados para o caso de salas reais, em que as paredes das salas são consideradas. Verifica-se que, em relação à Tabela 4.2, os valores obtidos são cerca de 25% superiores aos previamente encontrados, com o aumento correspondendo à contribuição dos nêutrons espalhados pelas paredes. Nessas simulações, foi considerado que os equipamentos relacionados na Tabela 4.6 estariam acondicionados no interior de salas reais, que abrigam aceleradores de 15, 18 ou 25 MV.

Tabela 4.6 – Equivalentes de dose de nêutrons H_0 por unidade de dose de dose absorvida de raios-X no isocentro ($mSv n/Gy_{\text{ raios-X}}$), medidos e simulados neste trabalho, considerando os aceleradores no interior de salas reais.

Marca	Modelo	Megavoltagem	H_0 medido	H_0 simulado (considerando as paredes)	Razão Simulação/Cálculos
GE	Saturne 43	25	1,38	1,36	0,99
Siemens	KD	20	1,10-1,24	0,53	0,46
Varian	1800	18	1,5	1,35	0,90
Varian	1800	15	0,7	0,82	1,17

Os valores de equivalentes de dose de nêutrons, simulados na região da porta das salas, são apresentados na Tabela 4.7. São relacionados também, os resultados obtidos através de cálculos pelas técnicas de *Kersey*, aplicando-se a equação 2.24, e de *French* e

Wells, através da relação 2.26. Em ambas metodologias de cálculos, foram aplicados os valores de H_0 encontrados na literatura, ilustrados na Tabela 2.6

Tabela 4.7 – Equivalentes de dose ambientais de nêutrons, simulados e calculados pela técnica de *Kersey* e de *French & Wells*, para cada sala que abrigaria aceleradores de 15 a 25 MV .

Salas	Calculado <i>Kersey</i> (Sv/G _{YRX})	Calculado <i>French e Wells</i> (Sv/G _{YRX})	Simulado MCNP (Sv/G _{YRX})	Razão (Sim/Calc) <i>Kersey</i>	Razão (Sim/Calc) <i>French e Wells</i>
01	1,22 10 ⁻⁶	8,90 10 ⁻⁷	3,67 10 ⁻⁶	3,01	4,12
02	6,10 10 ⁻⁷	5,70 10 ⁻⁷	1,29 10 ⁻⁶	2,12	2,26
03	7,80 10 ⁻⁷	5,86 10 ⁻⁷	1,64 10 ⁻⁶	2,10	2,80
04	4,11 10 ⁻⁶	8,35 10 ⁻⁷	2,40 10 ⁻⁶	0,58	2,87
05	1,90 10 ⁻⁷	1,20 10 ⁻⁷	8,61 10 ⁻⁷	4,53	7,18
06	4,44 10 ⁻⁶	2,82 10 ⁻⁶	8,13 10 ⁻⁶	1,83	2,88
07	5,13 10 ⁻⁶	4,14 10 ⁻⁶	1,47 10 ⁻⁵	2,87	3,55
08	5,03 10 ⁻⁶	2,67 10 ⁻⁶	5,45 10 ⁻⁶	1,08	2,04
09	8,10 10 ⁻⁷	6,58 10 ⁻⁷	2,08 10 ⁻⁶	2,57	3,16
10	1,54 10 ⁻⁷	1,10 10 ⁻⁷	6,35 10 ⁻⁷	4,12	5,78
11	7,80 10 ⁻⁷	5,79 10 ⁻⁷	2,50 10 ⁻⁶	3,21	4,32
12	1,68 10 ⁻⁵	7,4 10 ⁻⁶	2,57 10 ⁻⁵	1,53	3,47
13	1,69 10 ⁻⁵	8,05 10 ⁻⁶	3,03 10 ⁻⁵	1,79	3,76
14	1,37 10 ⁻⁶	9,52 10 ⁻⁷	6,01 10 ⁻⁶	4,39	6,31

Verifica-se então que existe uma grande discrepância entre os dados obtidos através das simulações e aqueles encontrados pelas duas metodologias de cálculo, tanto para os aceleradores de 15 MV como para os de 18 e 25 MV. Os resultados indicam que

ambos os métodos de cálculos parecem ser inadequados quando se deseja estimar os equivalentes de dose de nêutrons nas entradas das salas, principalmente por subestimarem essas doses. Ainda deve ser destacado que, para calcular-se as doses de nêutrons pelo método de *French e Wells*, através das expressões 2.25 e 2.26, é necessário empregar uma metodologia trabalhosa, com medidas de ângulos de incidência e reflexão e, por isso, esse método quase nunca é aplicado.

4.3.1.1.1 Estudo das distâncias deci-redutoras de nêutrons

Para a metodologia de *Kersey*, uma das possíveis explicações para a discrepância existente entre as simulações, utilizando o código MCNP, e os cálculos, é o fato de que, de acordo com essa técnica, os valores de distâncias deci-redutoras (TVD) das doses seriam constantes (5 m), independentemente de parâmetros relativos ao leiaute da sala, como a seção reta do labirinto (SR). De acordo com a Figura 4.19, verifica-se que essas distâncias nem sempre são iguais ao valor supracitado, fato que se repete para uma grande parte das salas estudadas. A partir dos resultados da Figura 4.19, foi iniciado um estudo dos fatores que poderiam afetar as distâncias deci-redutoras (TVDs) das doses de nêutrons em labirintos.

De acordo com a Tabela 3.2, observa-se que a maior diferença existente entre as duas salas mencionadas na Figura 4.19 está na seção reta de seus labirintos. Enquanto para a sala 1 a seção reta do labirinto é de 8 m², para a sala 9 este valor é de 4,8 m². Ao atravessarem um labirinto cuja seção reta seja grande, os nêutrons sofrem menos colisões com as paredes, e sendo assim, para que as doses no labirinto de seção reta maior sejam reduzidas a um décimo do valor inicial, é preciso que os nêutrons

percorram uma distância maior em relação aos que são transportados através de um labirinto cuja seção reta seja pequena.

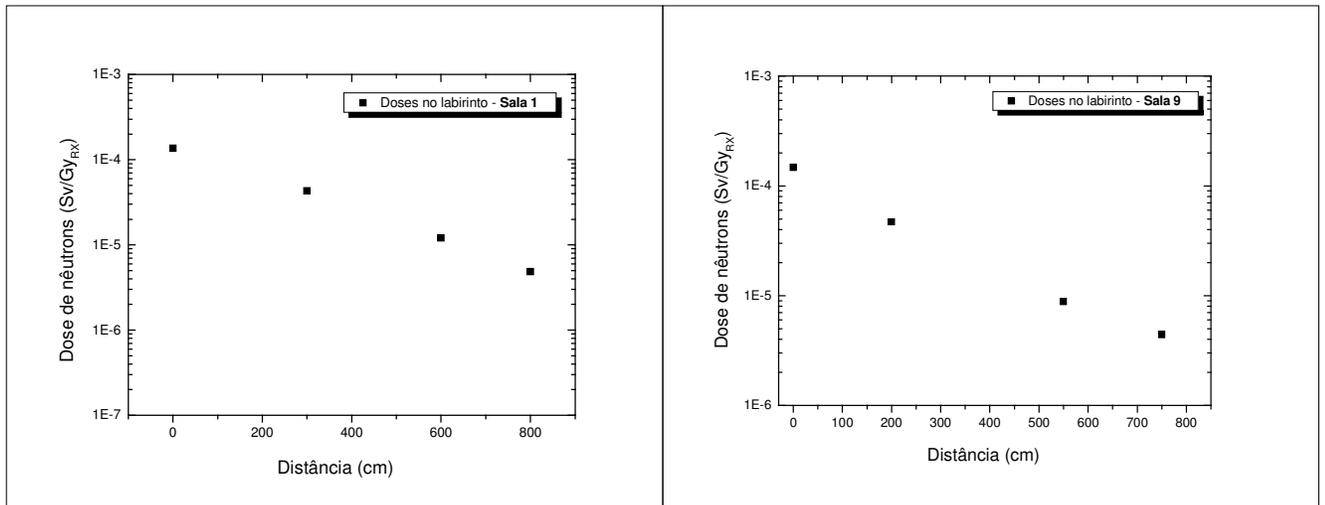


Figura 4.19– Ilustração do decréscimo no equivalente de dose de nêutrons no interior do labirinto de duas salas simuladas no presente trabalho. Para a sala 1, o valor da distância deci-redutora obtida foi de, aproximadamente, 6,0 m; para a sala 9 a distância estimada foi de, aproximadamente, 4,5 m.

Para testar essa hipótese, foram realizadas algumas simulações considerando-se aceleradores de 15 MV ou 25 MV no interior de uma sala com as mesmas dimensões, mas cuja seção reta do labirinto foi variada entre 2 m² e 10 m². O resultado é ilustrado graficamente através da Figura 4.20. De fato, constatou-se que, quanto maior a seção reta do labirinto, maior será a distância deci-redutora da dose de nêutrons. Nota-se que a relação existente entre a área da seção reta do labirinto e essa distância deci-redutora pode ser adequadamente descrita por:

$$TVD = 1,7 + 0,55 \cdot (SR) \quad (4.2)$$

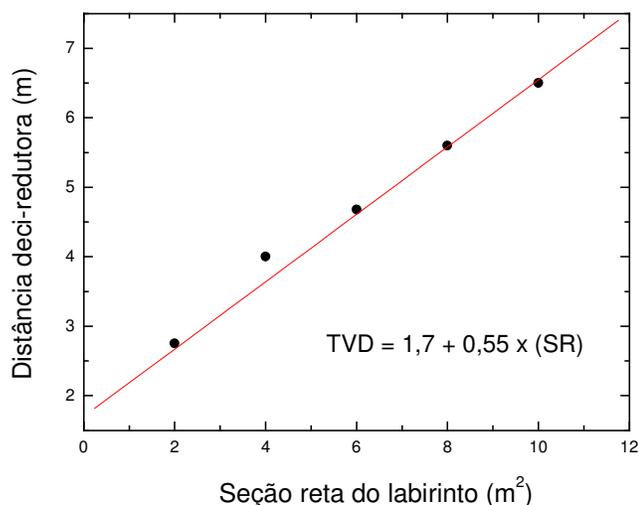


Figura 4.20– Relação existente entre a seção reta do labirinto (SR) e a distância deci-redutora da dose de nêutrons (TVD), para aceleradores de 15 a 25 MV.

De acordo com essa relação, as distâncias deci-redutoras de nêutrons para as duas salas mencionadas na Figura 4.19 seriam de 6,1 m e 4,4 m, o que, de fato, está em concordância com os valores observados. A aplicação das distâncias deci-redutoras obtidas pela relação 4.2 produzem uma redução da razão entre os valores simulados e calculados, pela metodologia de Kersey, de até 20%.

Foram simuladas também, salas com mesmas dimensões, mas com diversos comprimentos de labirinto, a fim de verificar como as doses de nêutrons na entrada da sala seriam influenciadas por esse parâmetro. Nota-se, através da Figura 4.21, que as taxas de dose de nêutrons são reduzidas por, aproximadamente, um fator dois, quando o comprimento do labirinto é aumentado em 1,5 m.

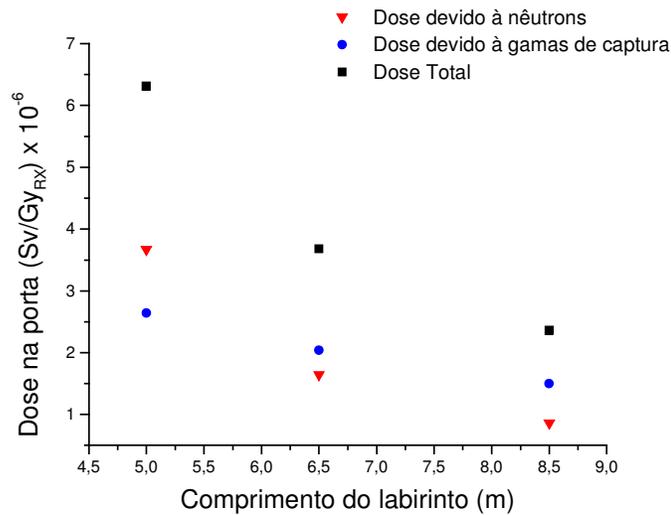


Figura 4.21– Variação que ocorre nos equivalentes de dose devido aos nêutrons e aos raios gama de captura quando se aumenta o comprimento do labirinto.

4.3.1.1.2 Blindagens de nêutrons nas paredes das salas

Como observado na subseção 4.2.2.3, outra maneira eficaz de reduzir-se as fluências de nêutrons na entrada da sala de tratamento é adicionar determinados tipos de materiais às paredes. Para estudar este efeito, considerou-se lâminas de polietileno borado a 5% ou madeira aderidas às paredes da sala 2, nos seguintes pontos: em toda a extensão da parede do labirinto (ponto A), internamente ao mesmo; em toda a parede frontal à porta, que pode ser vista da entrada (ponto B) e; na parede adjacente à porta (ponto C), como ilustrado através da Figura 4.22.

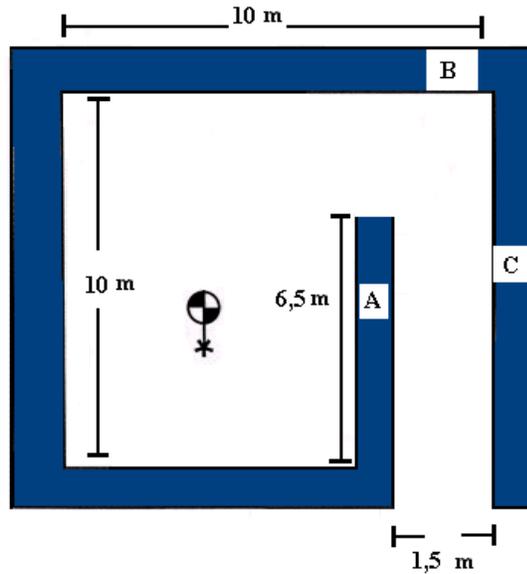


Figura 4.22– Ilustração dos pontos considerados para acréscimo de blindagens de nêutrons, para efeitos de simulações.

Foi constatado que, ao depositar folhas de 5 cm de madeira em todos os pontos ilustrados na Figura 4.22, ocorre uma redução de 33% nos valores de equivalentes de dose simulados na porta. Ao fixar-se essa blindagem somente na parede A, ocorre uma redução de 10%; para somente o ponto B essa redução é de 1%, e para o ponto C, a redução é de 13%

Para o caso em que 5 cm de polietileno borado a 5% é acrescido aos pontos ilustrados na Figura 4.21, ocorre uma redução de 73% nos equivalentes de dose de nêutrons simulados na entrada da sala. Para a folha de polietileno adicionada somente ao ponto A, a redução é de 56%; de 13% para o ponto B e de 45% para o ponto C. O estudo da redução provocada pelo acréscimo de blindagens para nêutrons nas paredes do labirinto é muito útil quando medidas de doses de nêutrons nas entradas das salas não são realizadas, uma vez que dessa forma pode-se verificar visualmente se uma sala estará adequadamente blindada para nêutrons.

4.3.1.2 Raios gama de captura

A Tabela 4.8 mostra os resultados dos cálculos dos equivalentes de dose devido aos raios gama de captura, obtidos pela relação 2.30, descrita por (McGinley, 1998), e os resultados das simulações com o código MCNP. Percebe-se que a razão entre os equivalentes de dose de nêutrons e de fótons simulados na entrada das salas variou entre 0,5 e 2,0.

Tabela 4.8 – Equivalentes de dose ambientais devido aos raios gama de captura, simulados e calculados, para aceleradores de 15 a 25 MV .

Salas	Calculado (Sv/Gy _{RX})	Simulado (Sv/Gy _{RX})	Razão (Sim/Calc)
01	$7,00 \cdot 10^{-8}$	$2,64 \cdot 10^{-6}$	37,71
02	$5,20 \cdot 10^{-8}$	$1,70 \cdot 10^{-6}$	32,69
03	$4,52 \cdot 10^{-8}$	$2,04 \cdot 10^{-6}$	45,13
04	$3,70 \cdot 10^{-8}$	$2,25 \cdot 10^{-6}$	60,81
05	$1,37 \cdot 10^{-8}$	$1,50 \cdot 10^{-6}$	109,49
06	$1,84 \cdot 10^{-7}$	$4,81 \cdot 10^{-6}$	26,14
07	$3,56 \cdot 10^{-7}$	$8,34 \cdot 10^{-6}$	23,43
08	$5,31 \cdot 10^{-7}$	$5,36 \cdot 10^{-6}$	10,09
09	$7,43 \cdot 10^{-8}$	$2,51 \cdot 10^{-6}$	33,78
10	$1,02 \cdot 10^{-8}$	$8,21 \cdot 10^{-7}$	80,49
11	$8,02 \cdot 10^{-8}$	$2,86 \cdot 10^{-6}$	35,66
12	$8,87 \cdot 10^{-7}$	$1,23 \cdot 10^{-5}$	13,87
13	$1,93 \cdot 10^{-7}$	$6,34 \cdot 10^{-6}$	32,85
14	$1,68 \cdot 10^{-7}$	$6,85 \cdot 10^{-6}$	40,77

Do mesmo modo que para os nêutrons, as distâncias deci-redutoras para os raios gamas de captura, de acordo com as simulações realizadas, podem não possuir um valor fixo como preconizado pela relação 2.31. Este comportamento é ilustrado através da Figura 4.23.

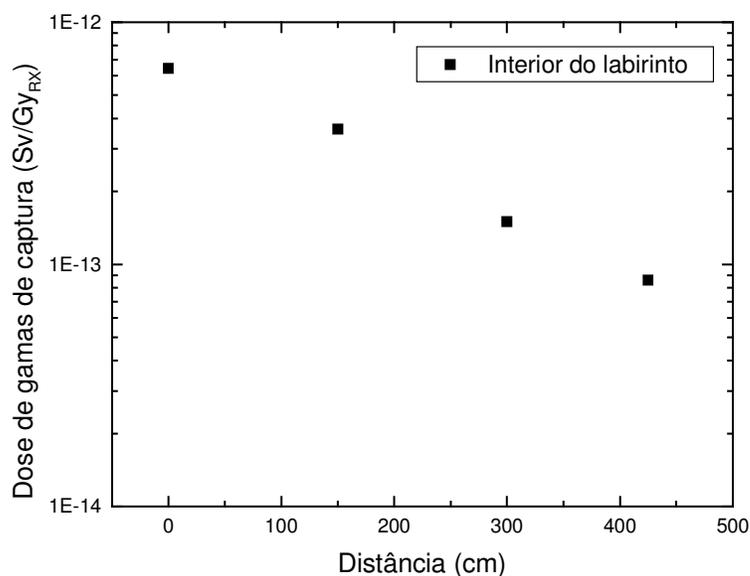


Figura 4.23– Ilustração do decréscimo no equivalente de dose devido aos raios gama de captura no interior do labirinto da sala 9. O valor da distância deci-redutora obtida para esta sala foi de, aproximadamente, 5,0 m.

Tanto para o caso dos aceleradores de 15 MV como para os de 18 e 25 MV, foi observada uma acentuada discrepância entre os valores de equivalente de dose devido aos raios gama de captura obtidos através das simulações e calculados. Isso aponta para a necessidade de revisão da metodologia de cálculos dessas doses, mas esse problema pode ser melhor controlado devido à maior disponibilidade e precisão de resposta de monitores para fótons, o que não ocorre com nêutrons.

4.3.2 Proposta alternativa aos métodos de cálculos existentes

De acordo com os resultados apresentados na seção anterior, os métodos de cálculos existentes para estimar as doses de nêutrons em labirintos de salas que abrigam aceleradores lineares, em geral, subestimam as doses simuladas pelo código MCNP. Através da Tabela 4.4, pode-se observar que o principal motivo desta discrepância é o fato de os valores das fluências de nêutrons obtidas pelas relações semi-empíricas serem inferiores às simuladas, por um fator 4, no caso de uma sala de cúbica típica de concreto convencional. Outra questão a ser considerada é a utilização de um valor variável para as distâncias deci-redutoras, a serem obtidos pela relação 4.2. Sendo assim, foram iniciadas tentativas de estimar as doses na porta das salas de tratamento, de modo que os valores de equivalentes de dose calculados estivessem mais próximos aos valores obtidos por simulação. Procedeu-se então da seguinte maneira:

- 1) Para cada conjunto de salas, de aceleradores de 15, 18 e 25 MV, estimou-se o equivalente de dose na entrada do labirinto (ponto 1 da Figura 4.24), utilizando dados de reflexão descritos na seção 4.2.1. Por exemplo, considere uma fluência monodirecional de nêutrons Φ incidindo na parede A, como ilustrado abaixo. De acordo com os resultados apresentados na Figura 4.8, dado que a energia média dos nêutrons que emergem dos cabeçotes é de 0,4 MeV, as partículas incidindo com essa energia em concreto convencional seriam refletidas com energias médias de, aproximadamente, 0,25 MeV. Ainda, de acordo com os resultados da Figura 4.10, é possível estimar o número de nêutrons espalhados a diferentes ângulos (no presente caso, consideraremos o valor de $3,0 \times 10^{-5}$,

para uma reflexão a 60°). Na Figura 4.24, o ponto 1 localiza-se a 0,50 cm da parede A e a uma distância horizontal de, aproximadamente, 1,0 m do isocentro dos equipamentos.

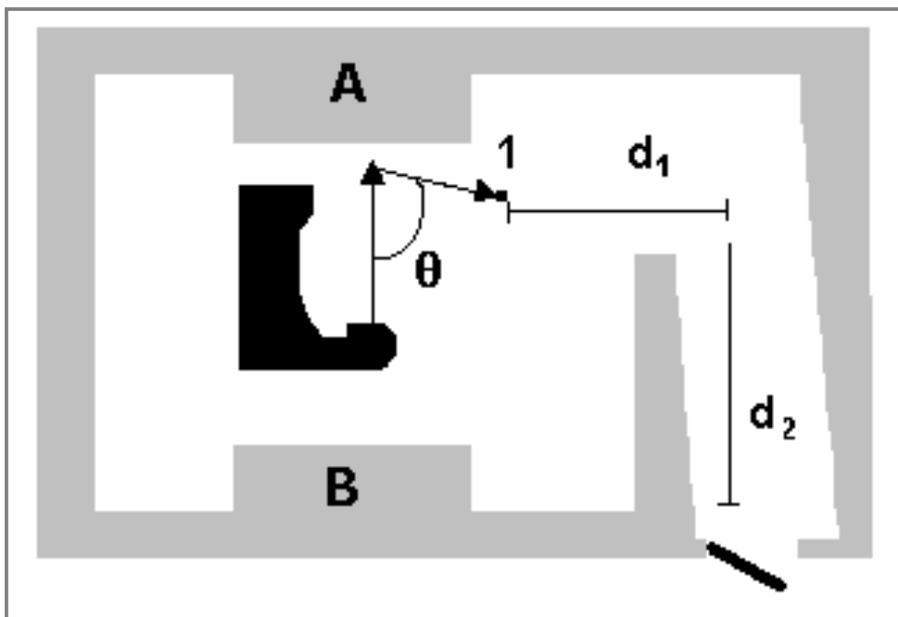


Figura 4.24– Ilustração dos parâmetros utilizados na proposta alternativa da estimativa de equivalentes de dose de nêutrons na entrada de salas de tratamento.

- 2) Utilizando a equação 2.12, que relaciona fluência e equivalentes de dose, então, no ponto 1:

$$H = \frac{\Phi}{(4,4 \cdot 10^9) / \bar{E}^{0,735}} = \frac{(\Phi \cdot 3 \cdot 10^{-5})}{(4,4 \cdot 10^9) / 0,25^{0,735}}$$

$$\therefore H = 2,45 \cdot 10^{-15} \cdot \Phi \quad (4.3)$$

onde H é o equivalente de dose de nêutrons (Sv), Φ ($n \cdot cm^{-2}$) é a fluência total de nêutrons e E é a energia média dos nêutrons.

- 3) A partir do valor obtido através da equação 4.3, considera-se que os equivalentes de dose de nêutrons caem com $(1/d_1)^2$, até a entrada do labirinto. Deste ponto até a porta, de maneira análoga à metodologia de *Kersey*, as doses de nêutrons caem com $10^{(-d_2/TVD)}$, onde TVD é a distância deci-redutora, obtida pela equação 4.2. Assim:

$$\therefore H = 2,45 \cdot 10^{-15} \cdot \frac{\Phi}{(d_1)^2} \cdot 10^{\left(-\frac{d_2}{TVD}\right)} \quad (4.4)$$

Na Tabela 4.9 são ilustrados os resultados para a estimativa de equivalentes de dose de nêutrons na entrada das salas de tratamento estudadas, aplicando-se o método descrito acima.

Verifica-se que em 65% dos casos estudados, as doses fornecidas através da relação 4.4 superestimam as doses de nêutrons na entrada das salas, o que é mais adequado sob aspectos de radioproteção. Observa-se, para a maioria das salas, uma maior precisão de estimativa desse método em relação aos outros descritos. Enquanto para as salas 7 e 9, por exemplo, o método de *Kersey* e *French* e *Wells* subestimam as doses de nêutrons em cerca de 60% a 75%, os valores calculados pela equação 4.4 subestimam essas doses em 4% e 33%, respectivamente. No caso da sala 10, enquanto os métodos de *Kersey* e *French* e *Wells* subestimam as doses por fatores 4,12 e 5,79, respectivamente, os valores obtidos pelo método proposto subestimam essas doses por um fator 1,44.

Tabela 4.9 – Comparação entre os valores de equivalentes de dose simulados na entrada das salas de tratamento e os previstos através da equação 4.4

Salas	Simulado (Sv/G _{YRX})	Equação (4.4) (Sv/G _{YRX})	Razão (Sim/Calc)
01	3,67 10 ⁻⁶	4,48 10 ⁻⁶	0,82
02	1,29 10 ⁻⁶	1,72 10 ⁻⁶	0,75
03	1,64 10 ⁻⁶	3,07 10 ⁻⁶	0,53
04	2,40 10 ⁻⁶	4,6 10 ⁻⁶	0,52
05	8,61 10 ⁻⁷	1,45 10 ⁻⁶	0,59
06	8,13 10 ⁻⁶	1,86 10 ⁻⁵	0,44
07	1,47 10 ⁻⁵	1,42 10 ⁻⁵	1,03
08	5,45 10 ⁻⁶	7,56 10 ⁻⁶	0,72
09	2,08 10 ⁻⁶	1,39 10 ⁻⁶	1,49
10	6,35 10 ⁻⁷	4,53 10 ⁻⁷	1,44
11	2,50 10 ⁻⁶	3,74 10 ⁻⁶	0,67
12	2,57 10 ⁻⁵	1,27 10 ⁻⁵	2,02
13	3,03 10 ⁻⁵	1,18 10 ⁻⁵	2,57
14	6,01 10 ⁻⁶	1,93 10 ⁻⁵	0,31

No entanto, para as salas 12 e 13, ambas abrigando aceleradores de 18 MV, o método de *Kersey* fornece resultados mais próximos aos obtidos pelas simulações. Somente estudos mais detalhados, incluindo medidas experimentais no interior das salas acima relacionadas, poderiam explicar o motivo de tais discrepâncias.

4.3.3 Porta das salas de tratamento

De acordo com os resultados apresentados, os equivalentes de dose de nêutrons, simulados com o código MCNP em regiões próximas ao cabeçote, estão bem próximos aos valores fornecidos pelos fabricantes (Facure *et al*, 2004), como ilustrado através da Tabela 4.7. Porém, na seção anterior ficou claro que, no momento em que se considera o transporte dos nêutrons através do labirinto, os métodos existentes para os cálculos dessas doses na entrada das salas se mostram ineficientes, e na maioria das vezes subestimam os valores simulados. Mesmo com a proposta de metodologias alternativas de cálculos que corrigissem o problema, ainda restaria uma questão adicional a ser estudada. Mesmo que existisse um método confiável para estimar essas doses, os valores de camadas deci-redutoras para os diversos materiais possíveis a serem utilizados como blindagem de nêutrons na porta (por exemplo, polietileno borado a 5%, parafina ou madeira) deveriam ser conhecidos com exatidão, visto que não existem dados precisos a respeito desses parâmetros na literatura e atualmente, em projetos de blindagens elaborados no Brasil, não existe consenso acerca de quais os valores são mais adequados. Em geral, no país utiliza-se, para o polietileno borado a 5%, um valor de camada deci-redutora de 4,5 cm, que corresponde a uma fluência de nêutrons monoenergéticos de 100 keV (NCRP, 1984).

Na Figura 4.25 estão ilustrados os resultados de simulações, realizadas no presente trabalho, de curvas de transmissão em função da espessura dos materiais mais utilizados como blindagens de nêutrons, para todos os espectros de nêutrons obtidos na região da porta das salas de aceleradores de 15 MV. As mesmas simulações foram efetuadas considerando-se os aceleradores de 25 MV, sendo que os valores de camadas deci-redutoras para ambos aceleradores ficaram bem próximos, como ilustrado através da Tabela 4.10.

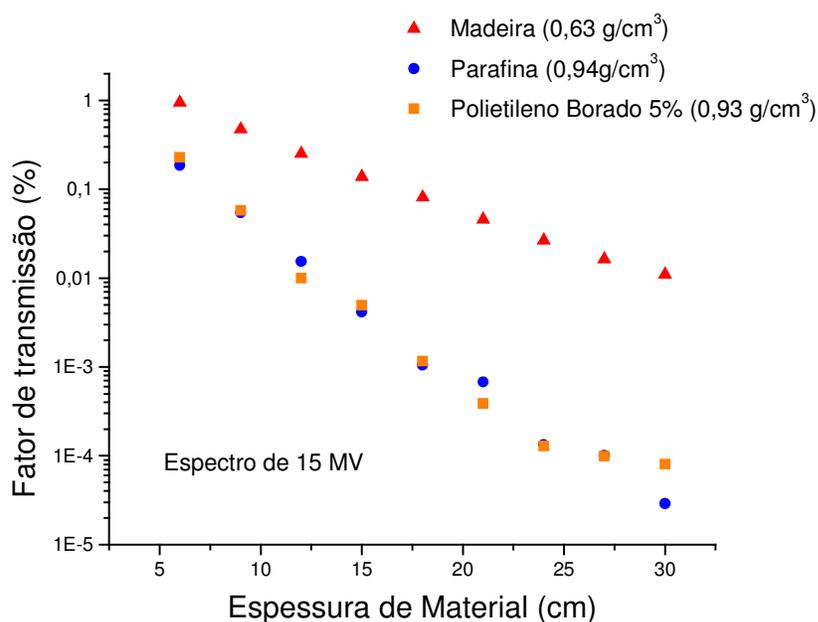


Figura 4.25– Fator de transmissão, em função da espessura de madeira, parafina ou polietileno borado a 5%, para o espectro de nêutrons gerados por aceleradores de 15 MV, na região de entrada das salas de tratamento.

Tabela 4.10 – Valores de camadas deci-redutoras simulados para espectros de nêutrons da região da porta de salas que abrigam aceleradores de 15 e 25 MV.

Material	TVL 15 MV (cm)	TVL 25 MV (cm)
Madeira (0,63 g/cm ³)	12,0	13,1
Parafina (0,94 g/cm ³)	5,8	5,9
Polietileno 5% (0,94 g/cm ³)	5,6	6,8

Ressalta-se que, de acordo com a relação 2.32, o valor da espessura deci-redutora para nêutrons de 400 keV (diretos), considerando-se o polietileno como material, é de 7,5 cm, o que segundo a Tabela 4.10 representa uma blindagem adequada para a região da porta da sala. Para o caso dos espectros de raios gama de captura existentes na

região da porta das salas de tratamento, foi obtido um valor de camada deci-redutora de 4,7 cm de chumbo, independentemente do espectro de nêutrons que os gera. Essa espessura é 1 cm inferior à recomendada na literatura (McGinley, 1998), onde também não é feita distinção a respeito dos espectros de nêutrons que dão origem a essa componente.

Supondo que a carga de trabalho de um acelerador para a energia de feixe de 15 MeV seja de 500 Gy/sem, como sugerido pela publicação NCRP 51 (NCRP, 1977), e considerando um rendimento médio de 2 Gy/min, os equivalentes de dose nêutrons que hipoteticamente seriam medidos na entrada das salas simuladas neste trabalho, após uma porta com uma blindagem de 1 TVL para nêutrons, estariam entre 8 e 100 μ Sv/h. Esses valores estão em concordância com os medidos na entrada de salas da Argentina (Lercher et al, 2000), apresentados na seção 2.8 (entre 7 e 150 μ Sv/h).

Capítulo 5

Conclusão

O presente trabalho apresenta simulações computacionais, utilizando o código de Monte Carlo MCNP, visando avaliar as doses ocupacionais devido a nêutrons, produzidos em aceleradores lineares de uso médico, tendo em vista que essas doses são significativas e devem ser levadas em conta, tanto ao se projetar as salas que abrigam esses equipamentos como em inspeções regulatórias.

A simulação do transporte de nêutrons, através dos cabeçotes dos aceleradores lineares, foi realizada empregando-se a expressão matemática do espectro de nêutrons, descrita pela equação 2.3. A posterior degradação do espectro de nêutrons em resultado da interação destas partículas com a estrutura do acelerador (cabeçote) foi levada em conta considerando-se os cabeçotes dos aceleradores como sendo esferas sólidas, com 10 cm de tungstênio. De acordo com os dados obtidos, o espectro de fotonêutrons produzido em aceleradores lineares possui uma predominância de nêutrons com energias de até 2,0 MeV, e as energias médias dos nêutrons após atravessarem o cabeçote é de 0,4 MeV. As simulações dos equivalentes de dose de nêutrons no isocentro dos equipamentos, e a comparação entre espectros apresentados na literatura e obtidos neste trabalho, indicaram que o modelo de cabeçote proposto fornece resultados satisfatórios, bem próximos aos valores fornecidos pelos fabricantes.

Foi analisada a degradação sofrida pelo espectro de nêutrons emitido do acelerador, após sua penetração em barreiras de concreto. Uma significativa redução na fluência de nêutrons rápidos e epitérmicos é observada quando essas partículas

atravessam barreiras de concreto de 25 a 100 cm, e, portanto, as paredes da sala de tratamento, projetadas para blindar fótons, também são adequadas para blindar os nêutrons. Foi observada a produção de raios gama, com energias de até 10 MeV, gerados pela captura desses nêutrons pelo concreto.

Apesar de as paredes das salas de tratamento representarem blindagem adequada para os nêutrons, essas partículas são espalhadas pelas paredes e atingem a região de entrada, uma área de grande ocupação nos serviços de radioterapia. No que diz respeito ao espalhamento de nêutrons, foram simuladas as interações de nêutrons monoenergéticos (100 keV a 10 MeV) com barreiras de concreto convencional, baritado ou madeira, através de incidências normal e oblíqua. Os resultados mostraram que a energia média dos nêutrons espalhados independe do ângulo de reflexão. Porém, ocorre uma significativa variação na perda energética relativa sofrida por cada partícula, em função do núcleo alvo. Também, verificou-se que existe um maior número de nêutrons refletidos a grandes ângulos, o que indica a existência de um fluxo maior de nêutrons entrando no labirinto em relação aos que são retroespalhados para o centro da sala de tratamento e, conseqüentemente, para o paciente.

Inicialmente, as simulações das fluências espalhada e térmica foram realizadas sem considerar o labirinto e a porta das salas. As simulações foram realizadas para recintos com diversas dimensões e, portanto, diferentes áreas superficiais. Salas cilíndricas, retangulares e quadradas foram estudadas, já que de acordo com as equações 2.14 e 2.15, as componentes espalhada e térmica não variam com a forma da sala, mas somente com a sua área superficial. As simulações computacionais indicaram que as expressões semi-empíricas 2.14 e 2.15 subestimam essas componentes por um fator 4. Entretanto, não foram detectadas variações significativas nos valores de fluências simuladas nos diversos pontos, mostrando que essas fluências são constantes ao longo

de toda a sala. Em concordância com as fórmulas empíricas, não foram verificadas alterações nos valores das fluências em pontos próximos às paredes, como sugerido por alguns autores.

De acordo com as simulações, ao entrarem na região do labirinto as energias médias dos nêutrons estão no intervalo de 25 a 100 keV. Já na porta das salas, após os nêutrons atravessarem todo o labirinto, variam entre 5 e 25 keV. Foi constatado que as metodologias de cálculo de doses existentes (*Kersey e French e Wells*) subestimam as doses de nêutrons na entrada das salas, o que reforça a necessidade da monitoração dessas doses em serviços de radioterapia que possuem equipamentos com feixes de fótons de energias superiores a 10 MeV. Os equivalentes de dose de nêutrons simulados na região de entrada das salas variaram entre 0,6 e 30,3 μ Sv/Gy_{RX}, os calculados pela metodologia de *Kersey* variaram entre 0,1 e 16,9 μ Sv/Gy_{RX} e os obtidos pela metodologia de *French e Wells* variaram entre 0,1 e 8,0 μ Sv/Gy_{RX}.

Para a metodologia de *Kersey*, uma das possíveis explicações para a discrepância existente entre as simulações utilizando o código MCNP e os cálculos é o fato de que, de acordo com essa técnica, os valores de distâncias deci-redutoras (TVD) das doses seriam constantes (5 m). Constatou-se, neste trabalho, que essas distâncias não são iguais ao valor supracitado, variando de acordo com a seção reta do labirinto de cada sala. Deve ser ressaltado que, de acordo com os resultados obtidos, as 7 salas de dimensões reais simuladas estariam com blindagem insuficiente para nêutrons.

Foi constatado também que uma espessura de 5 cm de polietileno borado a 5% aplicado nas paredes internas do labirinto pode reduzir as doses de nêutrons na entrada da sala em até 73%, e uma redução de 33% nessas doses é alcançada ao aplicar-se a mesma espessura de madeira. Curvas de transmissão em função da espessura dos materiais mais utilizados como blindagens de nêutrons, para todos os espectros de

nêutrons obtidos na região da porta das salas de aceleradores de 15 e 25 MV, foram simuladas. Para os aceleradores de 15 MV, os valores de espessura deci-redutora de nêutrons são 12,0 cm de madeira, 5,8 cm de parafina e 5,6 cm de polietileno borado a 5%. Para os aceleradores de 25 MV, esses valores são de 13,1 cm de madeira, 5,9 cm de parafina e 6,8 cm de polietileno borado a 5%. Nos projetos de blindagem analisados na CNEN, utiliza-se, para o polietileno borado a 5%, um valor fixo de camada deci-redutora de 4,5 cm, que corresponde a uma fluência de nêutrons monoenergéticos de 100 keV, valor bem distinto do obtido por essas simulações.

Para todos os tipos de equipamentos estudados nesse trabalho (aceleradores de 15, 18 e 25 MV), foi observada uma acentuada discrepância entre os valores de equivalente de dose devido aos raios gama de captura obtidos através das simulações e calculados através dos métodos empíricos existentes na literatura. Isso aponta para a necessidade de revisão da metodologia de cálculos dessas doses. Para o caso dos espectros de raios gama de captura existentes na região da porta das salas de tratamento, foi obtido um valor de camada deci-redutora de 4,7 cm de chumbo, independentemente do espectro de nêutrons que os gera. Essa espessura é 1,0 cm inferior à recomendada na literatura.

Os resultados desse estudo apontam para a necessidade de continuar a investigação das doses devido a nêutrons em salas de aceleradores de uso médico, já que o número de projetos para equipamentos com energias superiores a 10 MeV vem crescendo no país e as novas técnicas de tratamento, como a radioterapia com feixe de intensidade modulada, aumentam a produção dessas partículas pelos aceleradores. Apesar da simplicidade do modelo de cabeçote utilizado, a comparação entre os resultados das simulações e os dados experimentais disponíveis mostrou que o código MCNP é uma ferramenta útil para avaliar o problema. No entanto, como sugestão para trabalhos futuros, são necessárias realizações de medidas experimentais em labirintos e

portas de salas de tratamento utilizando diferentes técnicas, para que os resultados das simulações computacionais possam ser melhor analisados, quando confrontados com as medidas, em situações específicas. Além disso, pretende-se realizar simulações mais detalhadas dos cabeçotes dos equipamentos para analisar a discrepância existente entre as aproximações utilizadas no modelo proposto neste trabalho e os valores de doses medidas experimentalmente.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AAPM “**A protocol for the determination of absorbed dose from high energy photon and electron beams**”. *Med. Phys.* 10, pp 741-771, 1983
- Agosteo, S.; Foglio Para, A.; Maggioni B. “**Neutron fluxes in radiotherapy rooms**”. *Med. Phys.*, 20 (2): pp. 407-414: 1993.
- Almond, P.R., “**Neutron leakage from current machines**” Proceedings of a Conference on Neutrons from Medical Accelerators, NBS Special Publication 554, Heatin and Jacobs, Washington, 1979.
- Barquero, R., Mendez, R., Vega-Carrilo, H.R., Iniguez, M.P., Edwards, T. M. ”**Neutron Spectra and Dosimetry Features Around an 18 MV Linac Accelerator**”, *Health Physics*, 88(1), pp. 48-58, 2005.
- Beckurts, K. H., Wirtz, K. “**Neutron Physics**”. Springer-Verlag, Nova Iorque, 1964.
- Bourgois, L., Delacroix, D., Ostrowsky, A., “**Use of Bubble Detectors to Measure Neutron Contamination of a Medical Accelerator Photon Beam**”, *Radiation Protection Dosimetry*, V. 74, n° 4, pp.239-246, 1997.
- Briesmeister, J. F., 1986, “**MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 3A**”. Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory; LA – 7396-M.
- Briesmeister, J. F., 1997, “**MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B**”. Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory; LA – 12625-M, March.
- Carinou, E. & Kamenopoulou, V. “**Evaluation of neutron dose in the maze of medical accelerators**”.; *Med. Phys.* 26 (12): pp. 2520-2525; 1999.

- Castro, R.C., 2005, “**Cálculo de dose equivalente em órgãos de pacientes devido a fotonêutrons gerados em aceleradores lineares clínicos**”, Tese de Mestrado em Ciências. Rio de Janeiro: COPPE- UFRJ.
- Chibani, O., Charlie Ma, C.M., “**Photonuclear dose calculations for high-energy photon beams from Siemens and Varian linacs**” Med. Phys, 30 (8), pp. 1990-2000, 2003.
- Comissão Nacional de Energia Nuclear, 1990, “**Requisitos de Radioproteção e Segurança para Serviços de Radioterapia – NE 3.06**”. Rio de Janeiro, CNEN.
- Comissão Nacional de Energia Nuclear, 2005, “**Diretrizes Básicas de Proteção Radiológica NN - 3.01**”. Rio de Janeiro, CNEN.
- Cossairt, J. D., 2001, “**Radiation Physics for Personnel and Environmental Protection Revision 5**”. Fermi National Accelerator Laboratory, TM – 1834, March 2001.
- Demidovich, B.P. & Maron, I.A., “**Computational Mathematics**”, Mir Publishers, Moscow, 1987.
- d’Errico, F., Nath, R., Tana, L., Curzio, G., Alberts, W., “**In-phantom dosimetry and spectrometry of photoneutrons from an 18 MV linear accelerator**”. Med. Phys. 25 (9), pp. 1717-1724, 1998.
- d’Errico, F.; Luszik-Bhadra, M.; Nath, R.; Siebert, B. R.L.; Wolf, U., “**Depth dose-equivalent and effective energies of photoneutrons generated by 6-18 MV X-ray beams for radiotherapy**”. Health Phys. 80(1), pp. 4-11, 2001.
- Duderstadt, J.J. & Hamilton, L. J., “**Nuclear Reactor Analysis**”, John Wiley and Sons, 1976

- Facure, A., Falcão, R. C., Silva, A. X. da, Crispim, V. R., “**Neutron dose rate evaluation for medical linear accelerators**”, Radiation Protection Dosimetry, vol. 111, nº 1, pp 1-3, 2004.
- Facure, A., Falcão, R. C., da Silva, A. X. , Crispim, V. R., Vitorelli, J. C., “**A study of neutron spectra from medical linear accelerators**”, Applied Radiation and Isotopes, vol. 62, pp 69-72, 2005a.
- Facure, A., Falção, R. C., da Silva, A. X., Crispim, V. R., “**Neutron scattering in concrete and wood**”, Radiation Protection Dosimetry, *In Press*, 2005b.
- Facure, A., Falção, R. C., Silva, A. X. “**Monte Carlo simulation of scattered and thermal photoneutron fluences inside a radiotherapy room**”, submetido à Radiation Protection Dosimetry, 2005c.
- Followill, D. S., Stovall, M. S., Kry, S. F., Ibbott, G. S., “**Neutron source strength measurements for Varian, Siemens, Elekta, and General Electric linear accelerators**”, Journal of Applied Clinical Medical Physics, vol. 4 (3), pp 189-194, 2003.
- French, R. L. & Wells, M. B. “**An angle-dependent albedo for fast-neutron reflection calculations**”. Nucl. Sci. Eng. 19, pp. 441– 448, 1964.
- Gibson, J.A.B. & Piesch, E., “**Neutron Monitoring for Radiological Protection**”. Technical Reports Séries no. 252. IAEA, Vienna, 1985.
- Glasgow, G.P. “**Residual radioactivity in radiation therapy treatment aids irradiated on medical linear accelerators**”. Proceedings of Health Physics Society Midyear Symposium on Medical Health Physics, pp 8-12, Hyannis, MA, 1980.
- Halblieb, J. A. & Mehlhorn, T. A. “**ITS: The Integrated TIGER Series of Coupled Electron/Photon Monte Carlo Transport Codes**”, Sandia National Laboratory Report, SAND 84-0573 (1984).

- Howell, R. M., Ferenci, M., Hertel, N. E., Fullerton, G. D., “**Investigation of secondary neutron dose for 18 MV dynamic MLC IMRT delivery**”: Medical Physics, vol. 32 (3) . pp 786-793, 2005.
- Hoffman, R. J. & Nath, R., “**On the sources of radiation exposure of technologists in a radiotherapy center with high energy x-ray accelerators**”: Health Phys., vol. 42 . pp 525, 1982.
- International Commission on Radiological Protection, 1971, “ **ICRP Committee 3 Task Group, P. Grande and M. C. O’Riordan, chairmen, Data for Protection Against Ionizing Radiation from External Sources: Supplement to ICRP Publication 15**”. ICRP Publication 21, New York, Pergamon Press, USA
- International Commission on Radiological Protection, 1995, “**Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation**”. ICRP Publication 74, New York, Pergamon Press, USA.
- International Atomic Energy Agency, “**Neutron Monitoring for Radiological Protection**”. Tech. Rep. Series, n. 252, IAEA, Vienna, 1985.
- Instituto Nacional de Câncer, 1997. “**Estimativa da incidência e mortalidade por câncer no Brasil**”. Rio de Janeiro, Ministério da Saúde.
- Instituto Nacional de Câncer, 2001a. “**1º Seminário em Radioterapia**”. Angra dos Reis, Ministério da Saúde .
- Instituto Nacional de Câncer, 2001b. “**Manual para Técnicos em Radioterapia**”. Rio de Janeiro, Ministério da Saúde .
- Kersey, W. , “**Estimation of neutron and gamma radiation doses in the entrance mazes of SL-75 linear accelerator treatment rooms**” Medicamundi. 24 (3), 1979.

- Larcher, A.M., Bonet Durán, S.M., Lerner, A.M., “**Dosis ocupacional debida a neutrones en aceleradores lineales de uso medico**”. Autoridad Regulatoria Nuclear Argentina, Buenos Aires, 2000
- Lin, J.P., Chu, T.C., Lin, S.Y., Liu, M.T., “**The measurement of photoneutrons in the vicinity of a Siemens Primus linear accelerator**” App. Radiat. Isot. 55 (3) 315-21, 2001.
- McCall, R.C., Jenkins, T.M. e Shore R.A. “**Transport of accelerator produced neutrons in a concrete room**”: IEEE Trans, Nucl. Sci. NS-26, 1979
- McCall R. C., McGinley, P. H. e Huffman, K. E., “**Room scattered neutrons**” Med. Phys. 26 (2) 206-07, 1999
- McGinley, P. H. & Butker, E., “**Evaluation of neutron dose equivalent levels at the maze entrance of medical accelerator treatment rooms**” Med. Phys. 18 (2) 1991
- McGinley, P. H., Miner, M.S. e Mitchum, M.L., “**A method for calculating the dose due to capture gamma rays in accelerator maze**” Phys. Med. Biol. 40, pp. 1467-1473, 1995
- McGinley, P. H. “**Shielding Techniques for Radiation Oncology Facilities**”. Med. Physics Publishing, Madison, Wisconsin, 1998.
- McGinley P H & Huffman, K. E, “**Photon and Neutron Dose Equivalent in the Maze of a High-Energy Medical Accelerator Facility**” Radiat. Protec. Manag. 17, pp. 43-46, 2000
- Morgan, B.T., “**Elements of Simulation**”, Chapman & Hall, London, 1984.
- Nath, R., Price, K.W., Holeman, G.R., “**An Intercomparison of Neutron Measurements for a 25 MV X-ray Radiotherapy Accelerators**”, Med. Phys. 7(5), pp. 545-548, 1980.

- National Council on Radiation Protection and Measurements. “**Radiation Protection design guidelines for 0.1-100 MeV particle accelerator facilities**”. Washington, DC: NCRP Report n° 51; 1977.
- National Council on Radiation Protection and Measurements. “**Neutron contamination from medical accelerators**”. Bethesda, MD: NCRP Report n° 79; 1984.
- Palta, J. R., Hogstrom, K. R. e Tannanonta, C. “**Neutron leakage measurements from a medical linear accelerator**”: Med. Phys, 11 (4), pp. 498-501, Jul/Aug, 1984.
- Powell N.L., Newing A., Bullen M.A., Sims C. e Leaton S.F. “**A radiation safety survey on a Clinac-20 linear accelerator**”: Phys Med Biol, 32 , pp. 707-718, 1987.
- Profio, E.A., “**Radiation Shielding and Dosimetry**” John Wiley & Sons, Nova Iorque, 1979.
- Salvajoli, J. V. , Souhami, L., Faria, S. L. “**Radioterapia em Oncologia**”. MEDSI, Rio de Janeiro, 1999 .
- Schaberle, F. A. e Silva, N. C. “**Introdução à Física da Radioterapia**”. Santa Catarina, 2000. Disponível em <<http://server.fsc.ufsc.br/~canzian/intrort/apresentacao.html>> Acesso em 01/09/2005.
- Swanson, W. P., “**Estimate of the risk in radiation therapy due to unwanted neutrons.**” Med. Phys. 7(2), pp. 141-144, 1980.
- Tosi, G., Torresin, A., Agosteo, S., Folgio Para, A., Sangiust, V., Zeni, L., Silari, M. “**Neutron measurements around medical electron accelerators by active and passive detection techniques**”: Med. Phys. 18 (1): 54-60, 1991
- Waller, E. J., Jamieson, T. J., Cole, D., Cousins, T., Jammal, R. B. “**Experimental and computacional determination of neutron dose equivalent around**

radiotherapy accelerators”: Radiation Protection Dosimetry, vol. 107, n°4 . pp 225-232, 2003.

Zanini, A., Durisi, E., Fasolo, F., Ongaro, C., Visca, L., Nastasi, U., Burn, K. W. e Annand, J. R. M. “**Neutron spectra in a tissue equivalent phantom during photon radiotherapy treatment by linacs**”: Radiation Protection Dosimetry, vol. 110, N°1-4, pp 157-160, 2004(b).